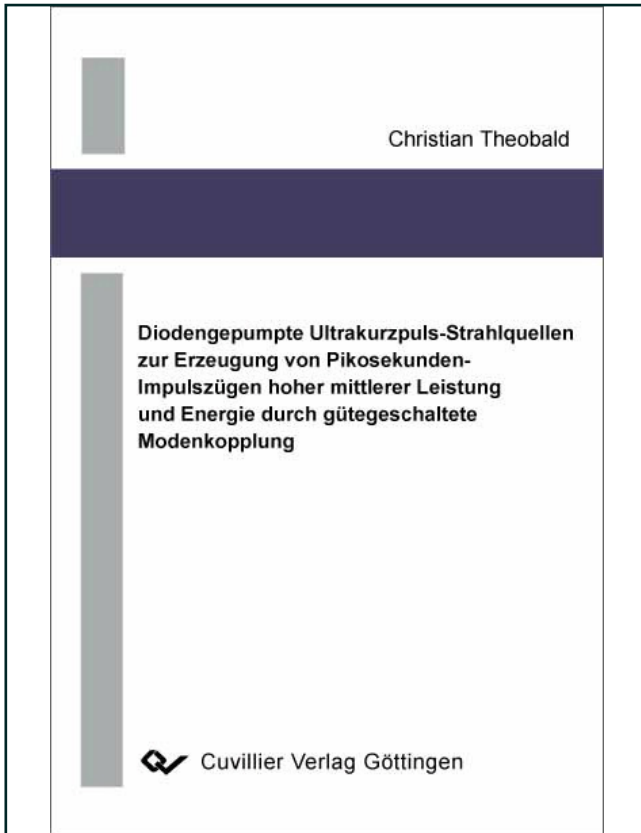




Christian Theobald (Autor)

Diodengepumpte Ultrakurzpuls-Strahlquellen zur Erzeugung von Pikosekunden-Impulszügen hoher mittlerer Leistung und Energie durch gütegeschaltete Modenkopplung



<https://cuvillier.de/de/shop/publications/1777>

Copyright:

Cuvillier Verlag, Inhaberin Annette Jentsch-Cuvillier, Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen, Germany

Telefon: +49 (0)551 54724-0, E-Mail: info@cuvillier.de, Website: <https://cuvillier.de>

Kapitel 1

Einleitung

In der industriellen Fertigung hat sich die Mikromaterialbearbeitung in den letzten Jahren zu einem der Hauptanwendungsgebiete von optisch angeregten gepulsten Festkörperlaser entwickelt. Als Strahlquellen werden dabei überwiegend gütegeschaltete (Q-switch) Nanosekundensysteme eingesetzt. Die starke Verbreitung dieser Laser ist auf deren geringen Anschaffungspreis, den robusten Aufbau und die hohen Impulsenergien zurückzuführen. Der große Nachteil der gütegeschalteten Laser besteht in der relativ langen Wechselwirkungszeit der Nanosekundenimpulse mit der Materialprobe. Die Relaxationszeit der Temperatur, d.h. die Zeitdauer die das Elektronensystem für die Energieübertragung auf das Gitter des Materials benötigt, liegt jedoch im Pikosekundenbereich [1]. Dadurch findet während der Bearbeitung mit Nanosekundenimpulsen ein erheblicher Wärmeeintrag in das Material außerhalb des direkten Wechselwirkungsbereichs mit der Laserstrahlung statt. Dies führt zu Mikrorissen und starker Schmelzbildung, die eine Nachbearbeitung des Werkstücks erfordern. Für den Einsatz in der Präzisionsbearbeitung sind gütegeschaltete Laser daher nicht geeignet [2].

Eine erhebliche Verbesserung der Bearbeitungsqualität konnte durch die Verwendung von Ultrakurzpuls-Strahlquellen im Femtosekundenbereich erreicht werden. Da die Impulsdauer geringer ist als die Thermalisierungszeit zwischen Elektronen und Gitter, tritt eine deutlich geringere thermische Belastung des Materials außerhalb der Wechselwirkungszone auf [3]. Die durch den Einsatz von Femtosekundenimpulsen erzielte nahezu schädigungsfreie und damit sehr präzise Bearbeitung bot viele neue Anwendungsmöglichkeiten [4, 5, 6]. Die Femtosekunden-Strahlquellen basieren auf Ti:Saphir als aktivem Lasermaterial. Aufgrund der hervorragenden thermischen und optischen Eigenschaften ist dieses Material sehr gut für den Aufbau von Oszillator-Verstärkersysteme zur Erzeugung von Impulsdauern im Bereich weniger Femtosekunden geeignet [7]. Zwei wesentliche Nachteile verhindern jedoch den breiten industriellen Einsatz

dieser Systeme. Zum einen stehen für die Anregung von Ti:Saphir zwischen 500 und 550 nm keine Hochleistungs-Diodenlaser zur Verfügung. Üblicherweise werden zur Anregung daher aufwendige diodengepumpte frequenzverdoppelte Festkörperlaser eingesetzt. Der zweite Nachteil ergibt sich aus der Tatsache, dass die Impulsenergien von Ti:Saphir Oszillatoren für die Materialbearbeitung zu gering sind und daher in einem regenerativen Verstärker nachverstärkt werden müssen. Um Zerstörungen der optischen Komponenten des Verstärkers aufgrund der extrem hohen Spitzenintensitäten der fs-Impulse zu vermeiden, muss das Verfahren der Chirped Pulse Amplification (CPA) verwendet werden [8, 9]. Dabei werden die Impulse vor der Verstärkung zeitlich gestreckt und danach wieder komprimiert. Durch die CPA werden die Ti:Saphir-Systeme sehr komplex, kostenintensiv und relativ ineffizient. Zudem ist die Prozeßgeschwindigkeit im industriellen Einsatz aufgrund der Beschränkung der Repetitionsrate der Impulse kommerziell erhältlicher Systeme auf unter 5 kHz begrenzt.

Die anhand vieler Untersuchungen belegte hohe Qualität bei der Bearbeitung mit Ti:Saphir Systemen führte zu der Annahme, dass dies nur durch die Verwendung von Impulsdauern im Bereich von 100 fs möglich wurde. Neuere Untersuchungen haben allerdings gezeigt, dass durch den Einsatz von Lasersystemen mit Impulsdauern im Bereich von 10 ps sehr gute Ergebnisse für die Präzisionsbearbeitung von Metallen erreicht werden können [3, 10]. Da der Temperaturexaustausch des Elektronensystems auf die Atome und Ionen des Materials in einem Zeitintervall von einigen zehn Pikosekunden abläuft, sind die Pikosekundenimpulse ausreichend kurz, so dass der Wärmeeintrag in das Metall analog zu fs-Impulsen minimiert werden kann. Zusätzlich bietet die Bearbeitung mit Pikosekunden aufgrund der geringeren Spitzenintensitäten den Vorteil, dass Strahlverzerrungen im Fokus durch die nichtlineare Wechselwirkungen mit der Luft vermieden werden können. Die Nutzung von Pikosekunden-Impulsen erlaubt die Realisierung von Ultrakurzimpuls-Strahlquellen mit denen die Nachteile von fs-Systemen beseitigt werden. Dabei handelt es sich um diodengelassergpumpte Systeme aus Seed-Oszillator und regenerativem Verstärker basierend auf Neodym dotierten Lasermaterialien, bei denen auf das CPA Verfahren aufgrund der geringeren Leistungsdichten verzichtet werden kann [12].

Für bestimmte Anwendungen, die sehr hohe Anforderungen an die Qualität der bearbeiteten Oberflächen und Kanten stellen, darf die Energie der Laserimpulse nur knapp oberhalb der Abtragsschwelle der Metalle liegen [10]. Aufgrund der guten Fokussierbarkeit der Laserstrahlung reichen Impulsenergien von wenigen μJ bereits aus. Infolge der reduzierten Energie nimmt die pro Impuls erreichbare Abtragstiefe und damit die Bearbeitungsgeschwindigkeit stark ab. Durch die Erhöhung der Repetitionsrate der ultrakurzen Impulse in den Bereich von einigen hundert kHz kann eine wirtschaft-

lich akzeptable Prozeßgeschwindigkeit erreicht werden. Kommerziell erhältliche ps-Lasersysteme aus Seedoszillator und regenerativem Verstärker lassen nur Wiederholraten bis 100 kHz zu [13]. Eine weitere Möglichkeit zu einer deutlichen Steigerung der Abtragsraten ist der Einsatz von Lasersystemen die Gruppen von modengekoppelten Impulsen, sogenannte Bursts, emittieren. Erste Untersuchungen zur Mikrobearbeitung mit Bursts zeigten zusätzlich eine Verbesserung der Bearbeitungsqualität im Vergleich zum Einsatz von Einzelimpulsen [14, 15].

Eine vielversprechende Methode zur Erzeugung von Bursts aus ultrakurzen Impulsen hoher Energie bildet ein Oszillator mit gütegeschalteter Modenkopplung (Q-switch mode locking, QML). Die durch Modenkopplung erzeugten ultrakurzen Impulse liegen dabei unter einer gütegeschalteten Einhüllenden. Ein solcher Laser mit QML verbindet den Vorteil der hohen Impulsenergien von Q-switch Lasern mit den ultrakurzen Impulsen und dem kompakten Aufbau von kontinuierlich modengekoppelten Oszillatoren. Die in der Vergangenheit realisierten Laser mit QML erfüllen die Anforderungen für den Einsatz in der Präzisionsbearbeitung hinsichtlich der Dauer der modengekoppelten Impulse, der Wiederholrate und der Stabilität der Maximalamplituden der gütegeschalteten Einhüllenden nicht [16, 17, 18, 19].

Das Ziel dieser Arbeit war daher die Entwicklung und die Untersuchung der physikalischen Eigenschaften einer Ultrakurzpuls-Strahlquelle zur Erzeugung von Pikosekunden-Impulszügen hoher mittlerer Leistung und Energie durch gütegeschaltete Modenkopplung mit Impulsdauern im Bereich von 10 ps. Die Erzeugung der ultrakurzen Impulse erfolgte durch die passive Modenkopplung von diodengepumpten Lasern basierend auf Nd:YVO₄ und dem erst seit wenigen Jahren verfügbaren Nd:GdVO₄ als aktivem Material [20]. Neben der Impulserzeugung muss das Verfahren die Möglichkeit bieten, einen stabilen gütegeschalteten Betrieb zu erreichen. Dabei kann die Gütemodulation durch die Anpassung der Laserparameter durch das Modenkopplungselement selbst (Self-QML) oder durch einen zusätzlichen Verlustmodulator erzeugt werden. Die Amplitudenmodulation darf dabei nicht zur Störung der Impulsformung durch die Modenkopplung führen. Gleichzeitig wird durch die Stärke der Amplitudenmodulation jedoch der Wert der maximalen Impulsenergie festgelegt. Um einen QML-Laser mit hohen Impulsenergien und stabiler Modenkopplung zu realisieren, müssen die Laserparameter, die eine geeignete Beeinflussung der Laserdynamik erlauben, identifiziert werden.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich daher wie folgt: Die Erzeugung ultrakurzer Impulse durch Modenkopplung wird in Kapitel 2 ausführlich erläutert, insbesondere die beiden in den Experimenten untersuchten Verfahren der Phase-Selfadjust-Modenkopplung (PSM) und der Modenkopplung mit sättigbaren Halbleiterabsorbern. In Kapitel 3

werden die Modenkopplungsverfahren auf ihre Eignung zur Realisierung eines stabilen QML-Betriebs hin untersucht. Ausgehend von zuerst realisierten kontinuierlich modengekoppelten Oszillatoren, erfolgt durch die Anpassung der Laserparameter der Übergang zur selbstgütegeschalteten QML. Basierend auf den Erfahrungen aus den vorrausgehenden Experimenten, folgt in Kapitel 4 die Darstellung der Ergebnisse eines neu konzipierten Systems zur langzeitstabilen QML. Neben der Selbstgüteschaltung wurde die QML durch das Einbringen eines zusätzlichen Verlustmodulators in den Resonator untersucht. Zum besseren Verständnis der physikalischen Zusammenhänge der QML und zur Optimierung des Betriebs hinsichtlich maximaler Impulsenergien der modengekoppelten Einzelimpulse wurden numerische Simulationen durchgeführt, deren Ergebnisse in Kapitel 4.3 dargestellt sind. Die Ergebnisse zur Materialbearbeitung mit Bursts durch den Einsatz des QML-Lasers werden in Abschnitt 4.4 diskutiert und bewertet. Abschließend werden in Kapitel 5 die wesentlichen Ergebnisse dieser Arbeit noch einmal kurz zusammengefasst.

Kapitel 2

Erzeugung ultrakurzer Impulse

Im folgenden Kapitel werden die theoretischen Grundlagen und die Verfahren zur Erzeugung ultrakurzer Impulse durch Modenkopplung, wie sie in dieser Arbeit eingesetzt werden, vorgestellt.

Zuerst folgt ein kurzer Überblick der zeitlichen Laserdynamik anhand der möglichen Betriebszustände in denen ein Laser seine Strahlung emittieren kann. Danach wird das Prinzip der Impulserzeugung durch Kopplung der longitudinalen Resonatormoden erklärt. Anschließend wird eine Übersicht über die verschiedenen Methoden zur Realisierung der Modenkopplung gegeben. Dabei wird ausführlich auf die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten passiven Verfahren des Phase-Self-Adjusting-Mode-locking (PSM) und der sättigbaren Halbleiterabsorber zur Realisierung der gütegeschalteten Modenkopplung (QML) eingegangen.

2.1 Zeitliche Emissionscharakteristik eines Lasers

Anhand des zeitlichen Verlaufs der emittierten Leistung $P(t)$ lassen sich Laser prinzipiell in vier verschiedene Klassen einteilen [22]. In Abbildung 2.1 sind diese mit ihrer typischen Leistungs-Zeit-Charakteristik dargestellt.

Ohne aktive oder passive Modulation der Verluste, der Verstärkung oder der Phase befindet sich ein Laser im kontinuierlichen Betrieb (cw), indem die Ausgangsleistung zeitlich konstant ist. Der Laser oszilliert auf einer oder mehreren longitudinalen Moden zwischen denen keine Phasenkopplung besteht.

Durch die Variation der Resonatorverluste wird die Güteschaltung (Q-switching) erreicht. Die Modulation der Resonatorgüte Q ermöglicht einen gepulsten Betrieb. Das Prinzip besteht darin, die Inversion und damit die Verstärkung durch Unterdrückung des Laserprozesses aufgrund sehr hoher Verluste zu erhöhen. Nach einer bestimmten

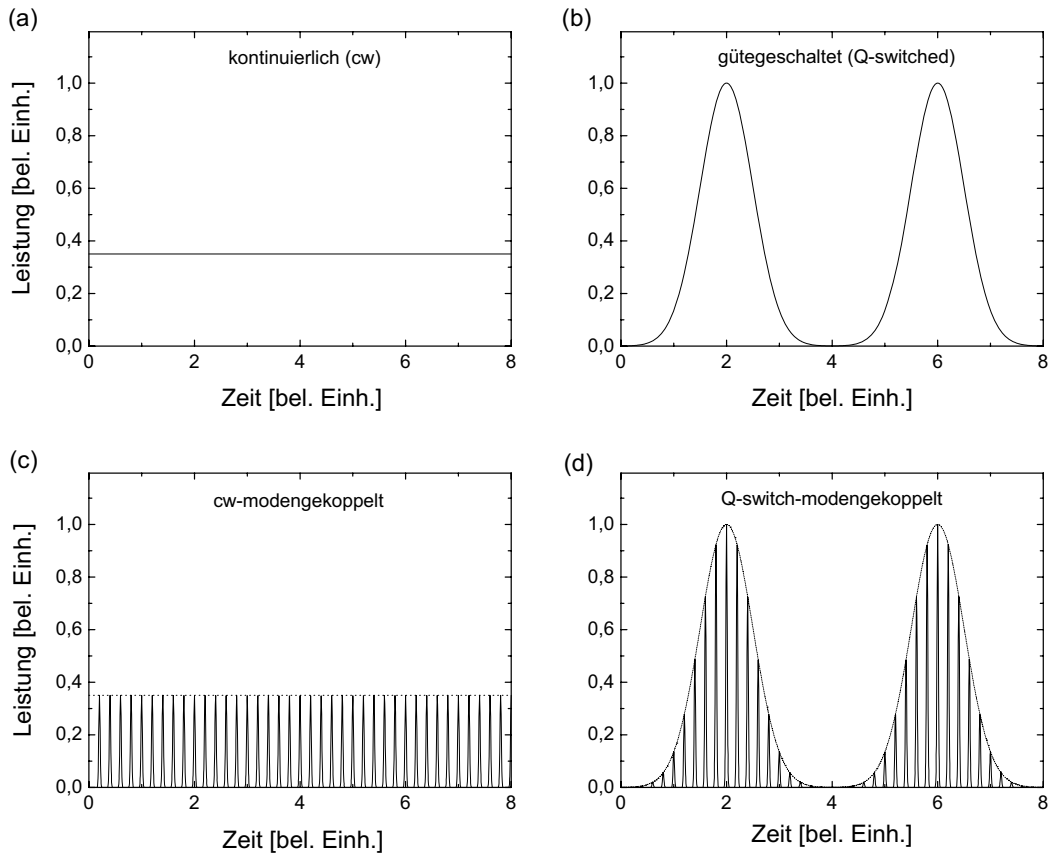


Abbildung 2.1: Leistungs-Zeit-Charakteristik der verschiedenen Betriebszustände eines Lasers [22]: Kontinuierlicher (a), gütegeschalteter Betrieb (b), kontinuierliche Modenkopplung (c) und gütegeschaltete Modenkopplung (d).

Zeit werden die zusätzlichen durch den Modulator erzeugten Verluste ausgeschaltet. Die im aktiven Medium gespeicherte Energie wird dann in Form eines kurzen Laserpulses emittiert. Als Verlustmodulatoren werden in der Regel akustooptische oder elektrooptische Schalter eingesetzt. Dieses Verfahren ermöglicht die Erzeugung von energiereichen Laserimpulsen mit einer Länge von wenigen Nanosekunden [23]. Die Grenze für die Impulsdauer wird durch die vorhandene Besetzungsinversion, die Lebensdauer des oberen Laserniveaus und die Schaltzeit des Modulators festgelegt.

Um noch kürzere Impulse zu erzeugen, sogenannte ultrakurze Impulse im Piko- bzw. Femtosekundenbereich, wird das Verfahren der Modenkopplung angewendet. Im Gegensatz zum cw- und Q-switch-Betrieb basiert diese Methode auf der phasenstarr

Kopplung vieler Resonatormoden (siehe Abschnitt 2.2). Dabei werden die Laserparameter so gewählt, dass alle Impulse eine konstante Spitzenleistung aufweisen (cw-Modenkopplung).

Daneben kann ein weiterer Zustand auftreten, der aus einer Überlagerung der cw-Modenkopplung und des Q-switching besteht. Dieser wird entsprechend als gütegeschaltete oder Q-switch-Modenkopplung (QML) bezeichnet. Dabei erfahren die modengekoppelten Einzelimpulse eine starke periodische Amplitudenmodulation. Wenn die im Resonator durch Fluktuationen hervorgerufene Relaxationsoszillationen nicht durch das Zusammenwirken der Verstärkung des aktiven Mediums und der Verlustmodulation durch das Modenkopplungselement weggedämpft werden, kann dies zur QML führen. Die Relaxationsoszillationen erfahren pro Resonatorumlauf eine positive Nettoverstärkung und wachsen daher exponentiell an, bis die Verstärkung des Lasermediums erschöpft ist. Die Wiederholrate der Gütemodulation liegt dabei im Bereich der Relaxationsfrequenz des Verstärkungsmediums. Dies führt zu der in Abbildung (d) gezeigten Zeit-Leistungs-Charakteristik. Im Extremfall kann die Gütemodulation zur Unterdrückung des Laserprozesses zwischen den gütegeschalteten Einhüllenden führen. Ein Laser mit QML liefert aufgrund der Überhöhung eine deutliche größere Energie für die Impulse im Zentrum der gütegeschalteten Einhüllenden im Vergleich zum cw-modengekoppelten Betrieb. Dies ist für bestimmte Anwendungen wie z.B. die Mikro-materialbearbeitung von Interesse. Bisher wurde die gütegeschaltete Modenkopplung als unerwünschte Störung der cw-Modenkopplung angesehen. Starke Schwankungen der Amplituden der gütegeschalteten Einhüllenden führten aufgrund der Überhöhung der Spitzenleistung häufig zur Beschädigung von optischen Komponenten innerhalb des Resonators. Daher war das Ziel der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente die Realisierung eines Laser mit dauerhaft stabiler, definierter gütegeschalteter Modenkopplung.

2.2 Prinzip der Modenkopplung

In einem Laser, welcher über ein aktives Medium mit einer großen Verstärkungsbandbreite $\Delta\nu$ verfügt, können viele longitudinale Moden gleichzeitig anschwingen. Dies ist in Abbildung 2.2 schematisch dargestellt. Alle Moden die sich über der Schwelle befinden, können gleichzeitig oszillieren. Der spektrale Abstand benachbarter Moden beträgt

$$\delta\nu = \frac{c}{2l}. \quad (2.1)$$

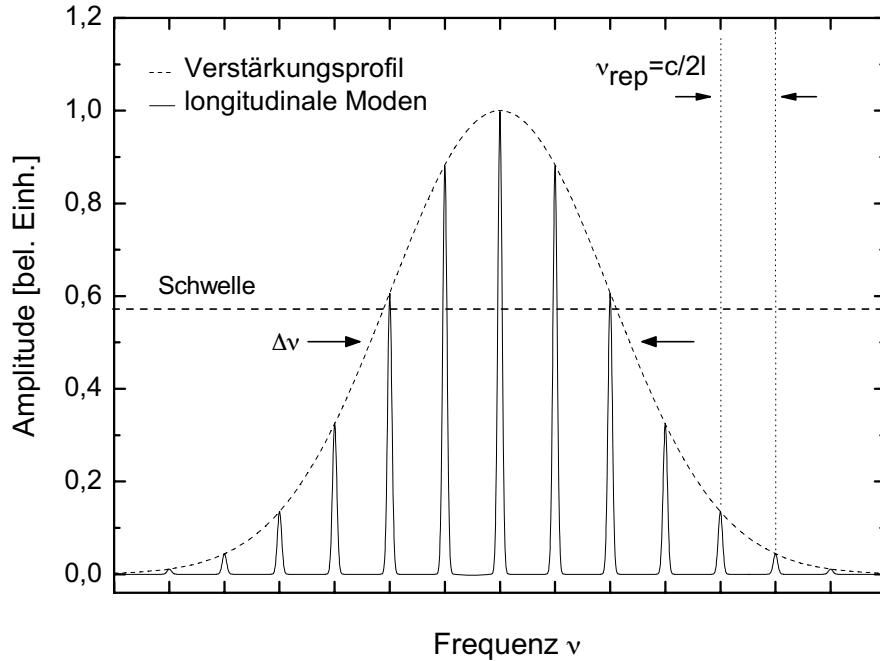


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung eines gaußförmigen Verstärkungsprofils mit longitudinalen Resonatormoden

Dabei ist c die Lichtgeschwindigkeit und l die optische Resonatorlänge. Da zwischen den Moden keine feste Phasenbeziehung besteht, oszillieren sie unabhängig voneinander. Erzeugt man durch ein geeignetes Verfahren eine phasenstarre Kopplung der Moden miteinander, so interferieren diese und der Laser emittiert kurze Impulse in regelmäßigen Abständen. Für den Fall von $2n+1$ aufeinanderfolgenden Moden gleicher Amplitude läßt sich die elektrische Feldstärke als Summe aller beteiligten Moden schreiben [24]:

$$E(t) = \sum_{q=-n}^n E_0 e^{2\pi i[(\nu_0 + q\delta\nu_{q,q+1})t + q\varphi]} \quad (2.2)$$

ν_0 gibt die Frequenz der zentralen Mode an und φ eine beliebige aber konstante Phasendifferenz. Die Summation in Gleichung 2.2 ist analytisch durchführbar und ergibt für $2n+1$ simultan oszillierende Moden identischer Amplitude und konstanter Phasendifferenz

$$E(t) = A(t) e^{i2\pi\nu_0 t}, \quad (2.3)$$

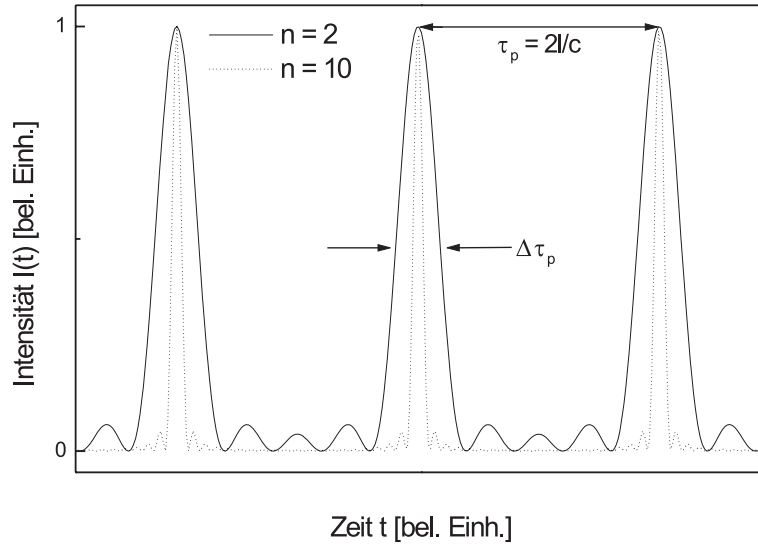


Abbildung 2.3: Zeitliche Intensität $I(t)$ bei der Kopplung von 2 bzw. 10 Moden mit konstanter Phasendifferenz φ und Amplitude E_0

mit

$$A(t) = E_0 \frac{\sin[(2n+1)(2\pi\delta\nu_{q,q+1}t + \varphi)/2]}{\sin[(2\pi\delta\nu_{q,q+1}t + \varphi)/2]}. \quad (2.4)$$

Für die Intensität der Laserstrahlung gilt:

$$I(t) \propto E(t)E^*(t) = A(t)^2. \quad (2.5)$$

$E^*(t)$ ist das konjugiert Komplexe des elektrischen Feldes $E(t)$. Infolge der Modenkopplung emittiert der Laser kurze Pulse der Dauer $\Delta\tau_p$ mit einem Zeitabstand τ_p . Aus Gleichung 2.4 erhält man:

$$\tau_p = \frac{2l}{c}. \quad (2.6)$$

Dies entspricht der Umlaufzeit des Resonators. Das zeitliche Verhalten des Lasers im Pulsbetrieb kann vereinfacht so verstanden werden, dass ein einzelner Impuls im Resonator umläuft und am Endspiegel teilweise ausgekoppelt wird. Für die Repetitionsrate ν_{rep} des Lasers gilt somit:

$$\nu_{rep} = \frac{1}{\tau_p} = \frac{c}{2l}. \quad (2.7)$$