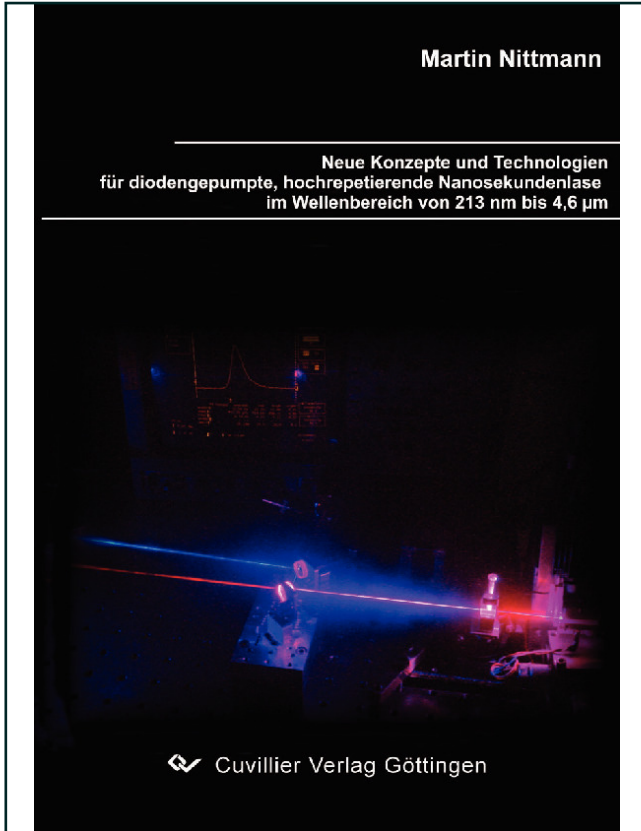




Martin Nittmann (Autor)

**Neue Konzepte und Technologien für  
diodengepumpte, hochrepetierende  
Nanosekundenlaser im Wellenlängenbereich von 213  
nm bis 4,6  $\mu\text{m}$**



<https://cuvillier.de/de/shop/publications/1461>

Copyright:

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

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

# Kapitel 1

## Einleitung

Der Laser hat sich fast 50 Jahre nach seiner Entdeckung durch T. H. Maiman [1] zu einer Schlüsselkomponente entwickelt, die den Fortschritt in zahllosen Bereichen der modernen Industrie ermöglicht. Das breite Anwendungsfeld des Lasers erstreckt sich über so unterschiedliche Bereiche wie Halbleiterfertigung, Mikromaterialbearbeitung, Präzisionsmesstechnik, Umweltanalytik oder Mikrochirurgie. So vielfältig wie diese Anwendungen, so unterschiedlich sind auch die jeweiligen Anforderungen an die Lasersysteme, bezüglich Ausgangsleistung, Impulsdauer und -wiederholrate, spektraler Eigenschaften und Strahlqualität. Entsprechend vielfältig sind daher auch die bestehenden Konzepte zur Erzeugung von Laserstrahlung.

Eine herausragende Stellung nehmen dabei diodengepumpte Festkörperlaser ein. Diese kompakten und leistungsfähigen Strahlquellen zeichnen sich durch ihre hervorragende Strahlqualität und einen hohen Wirkungsgrad aus. Die Eigenschaften sind dabei der Kombination von Ionen der Seltenen Erden (wie z.B. Nd, Yb,...) mit einem geeigneten Wirtskristall (wie z.B. YAG, YVO<sub>4</sub>,...) zu verdanken. Ihre spezielle Elektronenstruktur schirmt die laseraktiven Übergänge der Seltenen Erden derart vom umgebenden Kristallfeld ab, dass sich ein scharf begrenztes Linienspektrum ausbildet, wie man es sonst nur von Gasen kennt. Die damit verbundenen großen Lebensdauern der oberen Laserniveaus ermöglichen zudem den Einsatz der Güteschaltung zur Erzeugung von Nanosekundenimpulsen mit einer um viele Größenordnungen gesteigerten Spitzenleistung.

Der größte Nachteil dieses Materialsystems ist jedoch die limitierte Anzahl möglicher Laserübergänge und die damit verbundene Beschränkung auf wenige Emissionswellenlängen im nahen Infrarot. Viele Anwendungen in Industrie und Forschung sind allerdings auf sehr spezielle Wellenlängen angewiesen, um die geforderte prozessabhängige Wechselwirkung mit der Laserstrahlung zu erreichen.

Techniken der nichtlinearen Optik nehmen hier eine Schlüsselrolle ein, um die Laserstrahlung in andere Frequenzbereiche zu konvertieren. So wird in optisch parametrischen Prozessen die nichtlineare Wechselwirkung leistungsstarker Laserstrahlung mit einem geeigneten Medium genutzt, um eine eingestrahlte Pumpwelle in zwei Wellen

bei jeweils größeren Wellenlängen zu konvertieren. Im umgekehrten Fall, führt die Summenfrequenzmischung, von zwei eingestrahnten zu einer resultierenden Welle mit kürzerer Wellenlänge. Eine substantielle Konversion kann aber nur unter Erfüllung der Phasenanpassung (die gleichbedeutend mit der Impulserhaltung der Photonen ist) erreicht werden. Phasenanpassung kann entweder in doppelbrechenden Kristallen oder in periodisch strukturierten Kristallen in Form von Quasiphasenanpassung realisiert werden. Die Grenzen des technisch Machbaren werden hier durch die Eigenschaften der verfügbaren optisch nichtlinearen Kristalle bestimmt. Relevante Größen sind hier die effektive Nichtlinearität, Möglichkeiten und Akzeptanzen der Phasenanpassung, sowie der Transparenzbereich und die Zerstörschwelle der Materialien. Im Allgemeinen werden von den zur Verfügung stehenden Materialien nur wenige der notwendigen Eigenschaften simultan bereitgestellt. Die Herausforderung bei der Entwicklung von neuen Lasersystemen für eine spezifische Applikation ist es daher geeignete Materialien zu selektieren und innovative Konzepte zu entwickeln, die die Unzulänglichkeiten der Materialien kompensieren oder umgehen können. Dies wird insbesondere in den Grenzbereichen (DUV und MIR), in denen die etablierten Materialien bereits hochabsorbierend sind, relevant. Darüber hinaus können Wellenlängen in der Nähe des Standardübergangs von 1064 nm nur schwer durch nichtlineare Optik erzeugt werden.

Gegenstand dieser Arbeit ist die Entwicklung geeigneter Konzepte, um diese Wellenlängenbereiche zu erreichen. Die Konzepte beinhalten die direkte Erzeugung von NIR-Strahlung auf nicht Standard Übergängen, Selbstramanlasern und nichtlinearer Optik. Über die rein laserphysikalischen Anforderungen hinaus stellen die vorgesehenen Anwendungen besondere Anforderungen an das Gesamtkonzept eines Lasersystems. Hierzu zählen ein effizienter, kompakter und langzeitstabiler Aufbau. Aus diesem Grund mussten neue Konzepte entwickelt werden um diese Wellenlängenbereiche mit den geforderten technischen Anforderungen erschließen zu können. Darüber hinaus müssen etablierte Konzepte, wie das Resonatordesign eines Lasers bei 1064 nm, welches die Basis für einige der neuen Konzepte bildet, im Hinblick auf die speziellen Anforderungen der geplanten Anwendungen optimiert und weiterentwickelt werden.

Die Grundlage für alle im folgenden dargestellten Konzepte bilden gütegeschaltete Nanosekundenlaser, ausgehend von dem Lasermaterial Nd:YVO<sub>4</sub> mit Pulsrepetitionsraten im Bereich von 15 kHz. Bei der Konzipierung der Laser wurde besonderer Wert auf eine beugungsbegrenzte Strahlqualität und vergleichsweise kurze Impulsdauern gelegt. Beide Parameter bilden die Grundvoraussetzung um hohe (Spitzen-)Leistungsdichten, und damit verbunden, hohe Konversionseffizienzen in optisch nichtlinearen Materialien zu erreichen.

Die Erzeugung von Laserstrahlung im tiefen ultravioletten Spektralbereich nahe 200 nm wird heute von Excimerlasern dominiert. Entscheidende Nachteile dieser Laser sind hohe Anschlussleistungen, ein schlechtes Strahlprofil und die Verwendung hochkorrosiver Prozessgase. Entsprechend ist die Erzeugung dieser Wellenlängen in modernen Festkörperlasern hochattraktiv aber nach wie vor eine Herausforderung. Der Spektralbereich ist unter anderem interessant für Anwendungen in der Mikromaterialbearbeitung von weitestgehend transparenten Materialien, wie zum Beispiel Glas, Diamant

oder Saphir. Auch in der Messtechnik können spezielle Anwendungen, die den photoelektrischen Effekt in Metallen nutzen nur von Lasern mit hinreichend hoher Photonenenergie realisiert werden. Die Grenzwellenlänge in Gold beträgt beispielsweise 238 nm in Platin 218 nm. Der in dieser Arbeit wurde daher ein innovativer Lösungsansatz verfolgt, der auf der Erzeugung der fünften Harmonischen eines Nd:YVO<sub>4</sub> Lasers beruht. Die Herausforderung in dieser Arbeit besteht hierbei nicht allein in der effizienten Erzeugung beugungsbegrenzter Strahlung bei 213 nm, sondern in der Optimierung des Gesamtsystems auf eine hohe Langzeitstabilität trotz des eingeschränkten Transparenzbereichs der Materialien im tiefen UV.

Von großem Interesse sind auch nach wie vor Laserstrahlquellen im sichtbaren Spektralbereich. Während kohärente Strahlquellen bei 532 nm auf der Basis frequenzverdoppelter Neodym-Laser (bei 1064 nm) gut etabliert sind, ist die Realisierung von roter und blauer Laserstrahlung immer noch eine Herausforderung. Anwendungen liegen insbesondere im Bereich der Display- und Drucktechnik. Eine elegante Möglichkeit bietet die Nutzung des Nd:YVO<sub>4</sub> -Laserübergangs bei 1342 nm. Durch einfache Frequenzverdopplung und -verdreifung lassen sich hiermit Wellenlängen bei 671 nm und 447 nm erzeugen. Problematisch ist allerdings der geringere Wirkungsquerschnitt und der größere Quantendefekt dieses alternativen Laserübergangs. Ein wichtiger Teil dieser Arbeit besteht daher in der Entwicklung geeigneter Resonatorkonzepte, mit denen auch bei 1342 nm kurze Impulsdauern, hohe Spitzenleistungen bei einer beugungsbegrenzten Strahlqualität erreicht werden können.

Gelbes Laserlicht im Bereich von 590 nm hat eine besondere Bedeutung für medizinische Anwendungen in der Dermatologie und Ophthalmologie. Viele Anwendungen in diesem Bereich fordern eine mittlere Ausgangsleistung von über 1 W. Zwei mögliche Konzepte sind vielversprechend für die Erzeugung derartiger Strahlung.

Zum einen ist dies die effiziente Erzeugung von Laserstrahlung bei 1176 nm durch Verwendung der stimulierten Raman-Streuung direkt im Laserkristall und anschließende Frequenzverdopplung in den gelben Spektralbereich. Zum Anderen ist die Summenfrequenzmischung der beiden Laserübergänge bei 1064 nm und 1342 nm ein vielversprechendes Konzept für die Realisierung einer entsprechenden Strahlquelle. Die Herausforderung liegt allerdings in der sub-Nanosekunden genauen Synchronisation zweier Laseroszillatoren, um einen hinreichend guten zeitlichen Überlapp der Nanosekundenimpulse zu gewährleisten.

Optisch parametrische Prozesse bieten eine interessante Möglichkeit um abstimmbare Strahlung bei fast beliebigen Wellenlängen zu erzeugen. Eingeschränkt wird dies natürlich durch den Transparenzbereich der optisch nichtlinearen Materialien und die stark anwachsende spektrale Breite in der Nähe der Entartung. Ausgehend von den etablierten Emissionswellenlängen 1064 nm und 532 nm liegen diese Lücken im Bereich von 1,1  $\mu\text{m}$  bzw. 2,2  $\mu\text{m}$ . Ein in dieser Arbeit erstmals realisierter Ansatz nutzt die neu entwickelten Strahlquellen bei 1342 nm und 671 nm zur effizienten Frequenzkonversion in einem optisch parametrischen Generator.

Für Anwendungen in der Spektroskopie, Umweltanalytik, sowie militärische Applika-

tionen sind abstimmbare Strahlquellen im mittleren Infrarot von besonderen Interesse. Vor diesem Hintergrund wird, ausgehend von einer Pumpwellenlänge von 1064 nm, ein leistungsstarker, von 3,5-4,6  $\mu\text{m}$  abstimmbaren OPG realisiert. Diese Strahlquelle setzt neue Maßstäbe im mittleren Infrarot bezüglich der kombinierten Betrachtung von Ausgangsleistung, Effizienz, Abstimbarkeit und Strahlqualität.

Die spektrale Spannweite, der in dieser Arbeit realisierten Konzepte, reicht damit vom tiefen UV bei 213 nm über den sichtbaren und nahen infraroten Spektralbereich, bis ins mittlere Infrarot bei 4,6  $\mu\text{m}$ .

# Kapitel 2

## Theoretische Grundlagen

### 2.1 Gütegeschaltete Festkörperlaser

Die Physikalischen Grundlagen zu gütegeschalteten Festkörperlaser sind ausführlich in verschiedenen Werken der Literatur beschrieben. Im Folgenden sollen daher nur in Kürze die für diese Arbeit relevanten Zusammenhänge zusammengefasst werden. Die Ausführungen folgen dabei der Notation von Svelto [2].

Grundlage für alle theoretischen Beschreibungen des Laserprozesses sind die Ratengleichungen für die Besetzungsinversion  $N$  und die Photonenzahl  $\Phi$ . Diese lassen sich für ein monomodiges System ohne Berücksichtigung räumlicher Effekte schreiben als

$$\begin{aligned}\frac{dN}{dt} &= -B\Phi N \\ \frac{d\Phi}{dt} &= [V_a B N - (1/\tau_c)]\Phi \quad .\end{aligned}\tag{2.1}$$

Hierbei bezeichnet  $B$  den Einsteinkoeffizienten der stimulierten Emission,  $V_a$  das Modenvolumen im aktiven Medium und  $\tau_c$  die Resonatorlebensdauer, definiert durch

$$\tau_c = \frac{L_e}{\gamma c} \quad ,\tag{2.2}$$

mit der optischen Resonatorlänge  $L_e$  und den logarithmischen Gesamtverlusten pro Umlauf  $\gamma$ .

Die Schwellenbedingung in einem Laser beruht auf der Annahme, dass pro Resonatorumlauf die Verstärkung einer spektralen Mode gerade deren Gesamtverluste überwiegt. Hieraus lässt sich ein Ausdruck für die minimale Schwellenleistung  $P_{th}$  eines Lasers herleiten, in der Form

$$P_{th} = \frac{\gamma h\nu A_b}{\eta_p \tau \sigma} \quad .\tag{2.3}$$

Die Schwellenleistung ist damit direkt proportional zu den Verlusten des Lasers. Die übrigen Faktoren bezeichnen die Querschnittsfläche der Lasermode  $A_b$ , die Pumpeffizienz  $\eta_p$ , die Lebensdauer des oberen Laserniveaus  $\tau$  und den Wirkungsquerschnitt der stimulierten Emission  $\sigma$ .

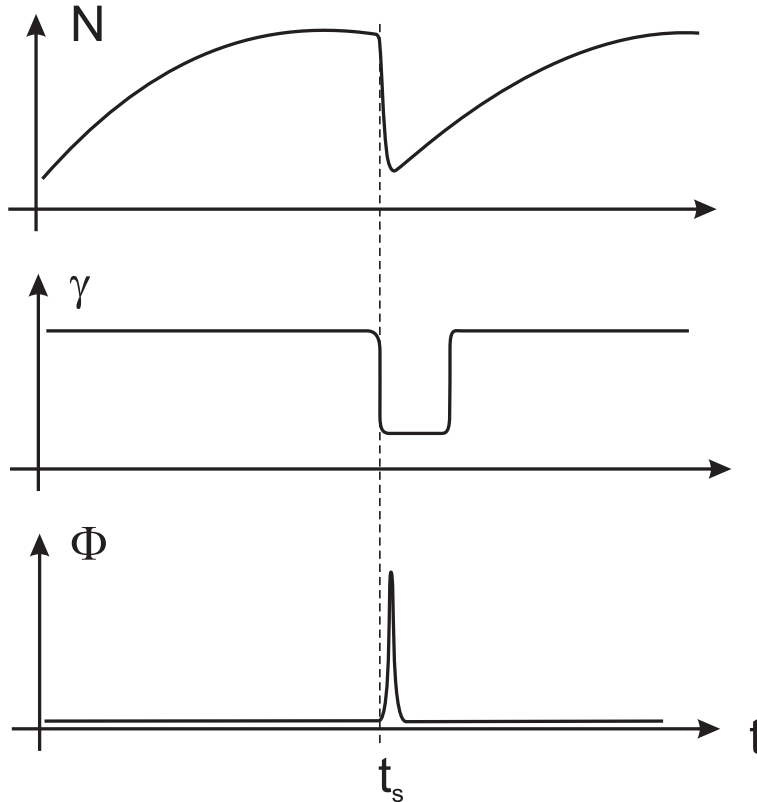


Abbildung 2.1: Prinzipskizze der Güteschaltung

Bei der aktiven Güteschaltung von Laserresonatoren (siehe Abbildung 2.1) werden während des Pumpvorgangs die Verluste bis zu einem wählbaren Zeitpunkt  $t_s$  künstlich groß gehalten und dann plötzlich auf einen viel kleineren Wert reduziert. Dadurch wird die Besetzungsinversion für  $t < t_s$  nicht durch stimulierte Emission abgebaut und erreicht wegen der andauernden Energiezufuhr sehr große Werte. Ab dem Zeitpunkt  $t_s$  liegt plötzlich eine große Überbesetzung im oberen Laserniveau vor, die in einem sehr kurzen Riesenimpuls durch stimulierte Emission abgebaut wird.

Ausgehend von den Ratengleichung 2.1 lässt sich für einen gütegeschalteten Laser die Impulsspitzenleistung  $P_p$  berechnen

$$P_p = \frac{\gamma_{OC}}{2} \left( \frac{A_b}{\sigma} \right) \left( \frac{h\nu}{\tau_c} \right) [x - \ln(x) - 1] \quad . \quad (2.4)$$

Wobei  $\gamma_{OC}$  die logarithmischen Verluste durch den Auskoppelspiegel bezeichnet und  $x$

die Schwellenüberhöhung zum Zeitpunkt  $t_s$  darstellt, die sich schreiben lässt als

$$x = \frac{N_i}{N_c} = \frac{\tau R_p \sigma l}{\gamma} . \quad (2.5)$$

In ähnlicher Weise wie die Impulsspitzenleistung lässt sich auch die Impulsdauer  $\tau_p$  berechnen

$$\tau_p = \tau_c \eta_E \frac{x}{x - \ln(x) - 1} , \quad (2.6)$$

wobei  $\eta_E$  den Energieextraktionsfaktor darstellt, definiert über

$$\eta_E = \frac{N_i - N_f}{N_i} . \quad (2.7)$$

Anhand der Gleichung 2.4 erkennt man, dass hohe Impulsspitzenleistungen bei gütegeschalteten Lasern unter anderem dadurch zu erreichen sind, indem man kurze Resonatoren bei hohen Auskoppelgraden wählt. Gleichzeitig muss eine hohe Schwellenüberhöhung erreicht werden. Beides führt gemäß Gleichung 2.6 auch zu kurzen Impulsdauern.

### 2.1.1 Akustooptische Güteschaltung

Bei der akustooptischen Güteschaltung erzeugt ein RF-Signal, das über einen piezoelektrischen Transducer in einen geeigneten Kristall eingekoppelt wird, eine akustische Welle, deren Wellenlänge durch die Frequenz des RF-Signals bestimmt ist. Dadurch entsteht eine Art Phasengitter, welches sich mit der akustischen Schallgeschwindigkeit durch den Kristall bewegt. Ein einfallender Laserstrahl wird an diesem Phasengitter gebeugt, wobei man zwei verschiedene Beugungsformen unterscheidet. Relevant hierfür ist der sogenannte Q-Parameter von der Form

$$Q = \frac{2 \pi \lambda L}{n \Lambda^2} . \quad (2.8)$$

Hierbei ist  $\lambda$  die Wellenlänge des Laserstrahls,  $L$  die Wechselwirkungslänge,  $n$  der Brechungsindex des Kristalls und  $\Lambda$  die Wellenlänge der akustischen Welle.

Ist  $Q \gg 1$ , so wird die einfallende Lichtwelle in einen einzelnen Beugungskegel gebeugt. Die Beugungseffizienz ist maximal, wenn das Licht unter dem Bragg-Winkel auf die akustische Welle auftrifft. Unter den genannten Bedingungen spricht man deshalb von Bragg-Beugung. Gilt hingegen  $Q \ll 1$ , so kann die Beugung von Licht an der akustischen Welle nur dann erfolgen, wenn das Licht parallel zu den Wellenfronten der akustischen Welle in das Medium eintritt. Die eintretende Lichtwelle wird in diesem Fall symmetrisch zu beiden Seiten der einfallenden Lichtwelle in mehreren Beugungsordnungen gebeugt, deren Intensitäten durch Besselfunktionen beschrieben



werden. Diese Form der Lichtbeugung an akustischen Wellen wird als Raman-Nath-Beugung [3] bezeichnet. Beide Beugungsformen sind in Abbildung 2.2 schematisch dargestellt.

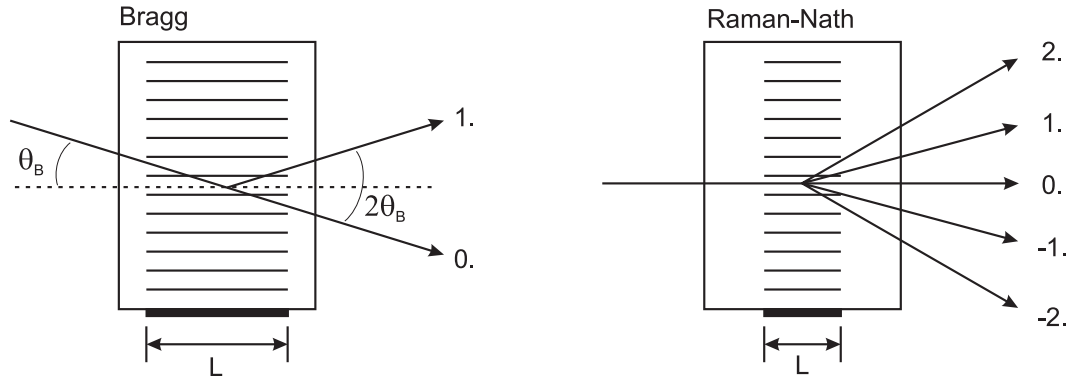


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Bragg-Beugung (*links*) und Raman-Nath-Beugung (*rechts*) in akustooptischen Güteschaltern

Während bei der Bragg-Beugung aufgrund der großen Wechselwirkungslänge zwischen einfallender, gebeugter Lichtwelle und akustischer Welle Phasen Anpassungsprozesse berücksichtigt werden müssen, spielen diese bei der Raman-Nath-Beugung keine Rolle. Bei den in dieser Arbeit verwendeten Güteschaltern erhält man für den Q-Faktor Werte von etwa 6-8. Man befindet sich daher vorwiegend im Bragg-Regime, wobei auch noch höhere Beugungsordnungen von vernachlässigbarer Intensität beobachtet werden.

Der Bragg-Winkel lässt sich in folgender Form berechnen

$$\theta_B \approx \sin \theta_B = \frac{\lambda F}{2 v_c} \quad , \quad (2.9)$$

wobei  $F$  die Frequenz des RF-Signals und  $v_c$  die Schallgeschwindigkeit der akustischen Welle darstellen. In dem häufig verwendeten Quarzglas beträgt die Schallgeschwindigkeit beispielsweise 3760 m/s [4].

Ein weiteres wichtiges Merkmal eines AOM ist die Abklingzeit  $t_f$ , in der die Intensität der gebeugten Welle von 90% auf 10% der maximal gebeugten Intensität abklingt. Moduliert man die Schallwelle mit einem idealen Rechteckpuls, d.h. schaltet man die Schallwelle unendlich schnell aus, so ist die Anstiegszeit bzw. die Abklingzeit der gebeugten Welle im wesentlichen abhängig von der Transitzeit der akustischen Welle durch die Lichtwelle. Damit gilt

$$t_f \propto \frac{w_0}{v_c} \quad . \quad (2.10)$$

Dabei sind  $w_0$  der Strahlradius der Lichtwelle und  $v_c$  die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schallwelle im Medium. Die Abklingzeit des AOM muss bei der Verwendung