

2 Laser

2.1 Grundlagen

Wenn wir im Folgenden die Wechselwirkung von Licht und Materie diskutieren werden wir wenig darüber sagen, wie das Licht erzeugt wurde. Viele der Aussagen werden unabhängig von der Art des Lichtes sein, aber andere Experimente lassen sich nur mit Hilfe von Lasern durchführen.

LASER = Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation

2.1.1 Absorption und Emission

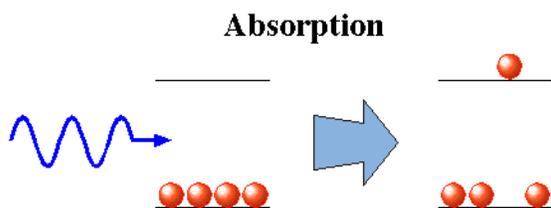


Abbildung 2.1: Absorption

In einem quantenmechanischen Bild wird bei der Absorption von Licht ein Photon vernichtet und dadurch ein materielles System aus einem niedrigen (meist aus dem Grundzustand) in einen energetisch höher liegenden Zustand gebracht. Daraus resultiert eine Abschwächung des Lichtes mit der Wahrscheinlichkeit

$$\frac{dI}{dz} = -\kappa I N_g,$$

wobei N_g die Population des Grundzustandes $[N_g] = m^{-3}$ und κ den Absorptionsquerschnitt darstellt.

Beim inversen Prozess geht das System aus dem angeregten Zustand in den Grundzustand über und emittiert dabei ein Photon. Dieser Prozess

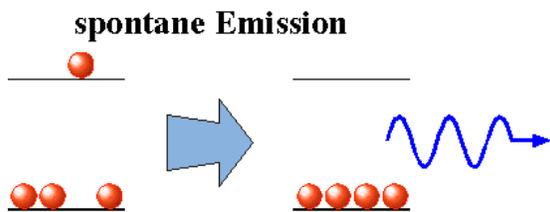


Abbildung 2.2: Spontane Emission

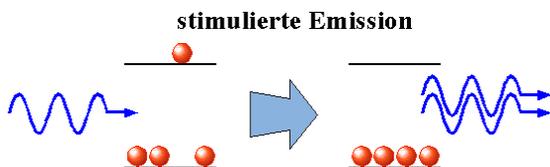


Abbildung 2.3: Stimulierte Emission.

kann ohne äußere Einwirkung stattfinden und wird dann als spontane Emission bezeichnet.

Emission kann aber auch stimuliert erfolgen: in diesem Fall induziert ein Photon den Übergang. Das emittierte Photon wird dabei eine Kopie des einfallenden Photons. Insbesondere sind Polarisation, Phase und Impuls identisch für die beiden Photonen. Somit erfolgt in diesem Fall eine Verstärkung des einfallenden Lichtes

$$\frac{dI}{dz} = \kappa I N_e,$$

wobei N_e die Population des angeregten Zustandes darstellt.

2.1.2 Inversion und Verstärkung

Ein Laser verwendet mehrfache stimulierte Emission um ein intensives optisches Feld zu erzeugen. Dazu muss das Licht mehrfach durch ein verstärkendes Medium geschickt werden.

Neben dem aktiven Medium umfasst ein Laser weitere Elemente, so insbesondere Spiegel, welche einen Resonator definieren. Sie dienen dazu, den entstehenden Laserstrahl mehrfach durch

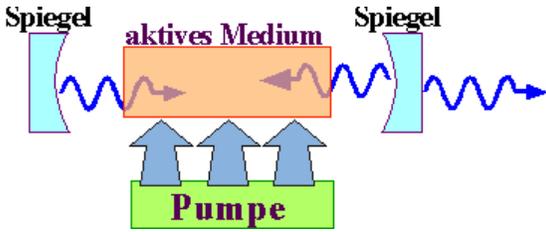


Abbildung 2.4: Funktionsprinzip des Lasers.

das aktive Medium zu lenken, so dass die Verstärkung groß genug ist. Der Resonator wird nicht benötigt, wenn die Verstärkung bei einem einzelnen Durchgang groß genug ist. Dies ist jedoch nur bei wenigen Lasertypen der Fall, z.B. bei dem geplanten Freie Elektronen Laser am DESY. Weiterhin wird eine Pumpquelle benötigt, welche die Populationsinversion erzeugt. Dazu kann man in besonders geeigneten Fällen elektrischen Strom verwenden. In vielen Fällen wird aber auch Licht verwendet, entweder von einer klassischen Blitzlampe oder von einem anderen Laser.

Das aktive Medium eines Lasers kann nur dann verstärken, wenn die Verstärkung aufgrund der induzierten Emission höher ist als die Abschwächung aufgrund der Absorption. Beide treten in einem gegebenen Medium mit der gleichen Wahrscheinlichkeit auf.

Über eine infinitesimale Streck dz ändert das aktive Medium die Lichtintensität um

$$\frac{dI}{dz} = \kappa I (N_e - N_g).$$

Somit resultiert eine Verstärkung wenn $N_e > N_g$.

Um eine Inversion zu erzeugen muss dem System Energie zugeführt werden um die Atome in den angeregten Zustand zu bringen. Dies kann nicht auf demjenigen Übergang geschehen, welcher für die Lasertätigkeit verwendet wird, sondern muss auf einem Übergang höherer Energie geschehen. Aus dem oberen Zustand des Pumpübergangs sollte das System mit hoher Effizienz in den oberen Zustand des Laserniveaus übergehen. Dieser Übergang kann z.B. ein Vibrationsübergang sein

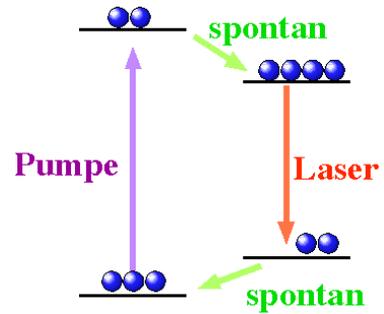


Abbildung 2.5: Laserzyklus.

(z. B. im Ti:Sa Laser) oder er kann stoßinduziert sein (z.B. HeNe Laser). Die Population des unteren Laserzustandes muss ebenfalls durch spontane Prozesse wieder entleert werden, damit die Populationsinversion aufrecht erhalten bleibt.

2.1.3 Die Lasergleichung

Erreicht man auf diese Weise, dass das einfallende Licht verstärkt wird, so muss die Verstärkung zunächst die Verluste ausgleichen, welche in jedem Resonator anfallen, u.a. durch Absorption und Streuung, Beugungsverluste, sowie durch die Auskopplung. Als einfaches Modell für die Verluste können wir annehmen dass bei jedem Umlauf im Resonator ein konstanter Anteil $-\Delta_L$ des Lichtes verloren geht. Pro Umlauf ändert sich dann die Intensität insgesamt um

$$\Delta I = I[\kappa d (N_e - N_g) - \Delta_L],$$

wobei d die Länge des aktiven Mediums darstellt. Verstärkung tritt demnach auf wenn

$$(N_e - N_g) > \frac{\Delta_L}{\kappa d},$$

Positive Verstärkung führt zu einem exponentiellen Wachstum der Laserintensität solange die hier verwendeten Parameter konstant sind. Natürlich muss dafür zunächst eine nicht verschwindende Anfangsintensität vorhanden sein. Diese kommt durch die spontane Emission zustande, welche hier nicht berücksichtigt wurde.

Das exponentielle Wachstum der Laserintensität hält an so lange die obige Gleichung gilt.

Was hier noch nicht berücksichtigt wurde ist, dass die Emissionsprozesse auch die Populationen ändern. Durch die Zunahme der Laserintensität und der damit verbundenen Zunahme der induzierten Übergänge wird die Population N_e des angeregten Zustandes reduziert. Dadurch stellt sich schließlich ein Gleichgewicht ein wenn

$$(N_e - N_g) = \frac{\Delta I}{\kappa d}.$$

Bei welcher Intensität dieses Gleichgewicht erreicht wird hängt u.a. von der Pumpquelle ab, welche eine endliche Leistung besitzt. Es kann aber auch durch das Medium bestimmt werden: Da nur ein Teil der Pumpenergie in der Form von Laserlicht wieder auf dem Medium austritt wird bei jedem Laserprozess im aktiven Medium auch Energie frei, was zu einer Erwärmung führt. Die erreichbare Leistung ist deshalb häufig dadurch limitiert dass man das aktive Medium nicht mehr stärker pumpen darf ohne Schäden zu erzeugen.

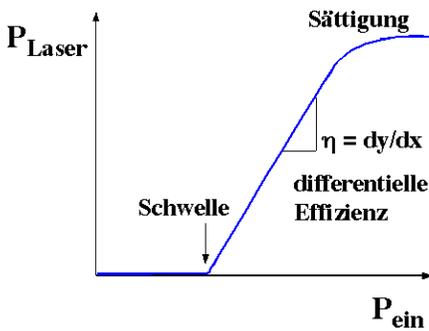


Abbildung 2.6: Ausgangsleistung vs. Eingangsleistung.

Eine typische Eingangs - Ausgangsleistungskurve enthält einen Bereich unterhalb der Laserschwelle, einen Bereich konstanter differentieller Effizienz und einen Bereich der Sättigung, wo die Ausgangsleistung kaum oder gar nicht mehr zunimmt.

2.1.4 Historische Entwicklung

Auf die Möglichkeit, einen Laser zu bauen, haben Schawlow und Townes 1958 hingewiesen. Die

- [1917](#) Albert Einstein liefert die erste theoretische Beschreibung der stimulierten Emission
- [1958](#) Vorschlag zur Verstärkung durch stimulierte Emission im optischen Bereich (A.L. Schawlow und C.H. Townes)
- [1959](#) Vorschlag zur Verwirklichung eines Gaslasers (A. Javan)
- [1959](#) Vorschlag zur Verwirklichung eines Halbleiterlasers (N.G. Basov , E.M. Wul, J.N. Popov)
- [1960](#) erster Festkörperlaser (Rubinlaser) (T.H. Maiman)
- [1961](#) erster He-Ne Laser (A. Javan, W. Bennett, D.R. Herriott)
- [1964](#) Nobelpreis an C.H. Townes , N.G. Basov , A.M. Prokhorov

„for fundamental work in the field of quantum electronics, which has led to the construction of oscillators and amplifiers based on the maser-laser principle“

Abbildung 2.7: Entwicklung des Lasers.

Entwicklung lief danach sehr schnell: nach nur 2 Jahren erfolgte die erste Demonstration. Die Möglichkeiten, die sich durch die neuartige Lichtquelle ergaben wurden schnell erkannt. Es wurden dementsprechend eine Reihe von weiteren Lasertypen entwickelt, und parallel dazu wurden die neu entwickelten Geräte angewendet, z.B. in der Medizin. Nach nur 6 Jahren wurde diese Entwicklung mit dem Nobelpreis ausgezeichnet.

2.1.5 Eigenschaften von Laserlicht

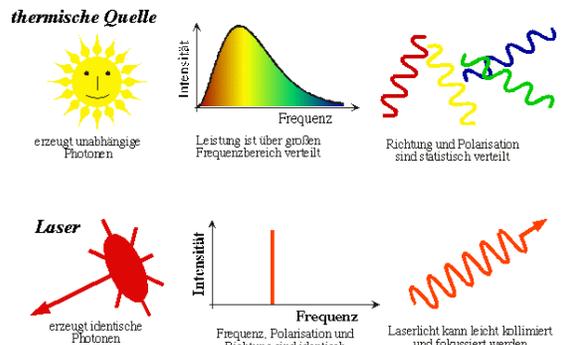


Abbildung 2.8: Eigenschaften von klassischem und Laserlicht

Während auch eine Lampe ein intensives Lichtfeld erzeugen kann, sind im Falle eines Wärmestrahlers die einzelnen Photonen unabhängig voneinander, während im Laser im Idealfall alle identisch sind. Die stellt den wichtigsten Unterschied zwischen einer klassischen Lichtquelle und

einem Laser dar. Man kann dies auf verschiedene Weise ausnutzen.

Das Phänomen wird allgemein als Kohärenz bezeichnet; damit bezeichnet man wohl definierte Phasenbeziehungen. Fixe Phasen gibt es im Laserlicht zwischen einzelnen Punkten im Raum (räumliche Kohärenz) und zwischen unterschiedlichen Zeiten (zeitliche Kohärenz). Die zeitliche Kohärenz sagt im Wesentlichen, dass das Laserfeld sehr monochromatisch ist, d.h. ein schmales Frequenzspektrum aufweist. Die räumliche Kohärenz ermöglicht Messungen, bei denen die Interferenz von unterschiedlichen Lichtfeldern genutzt wird. Dazu gehört u.a. auch die Fokussierung oder Kollimierung eines Laserstrahls.

2.2 Moden und Resonatoren

2.2.1 Longitudinale Moden

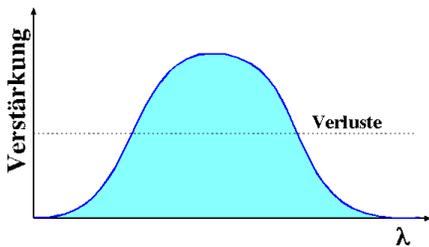


Abbildung 2.9: Die Verstärkung eines aktiven Mediums variiert mit der Wellenlänge.

Jedes aktive Medium eines Lasers besitzt eine gewisse Bandbreite, über welches es verstärken kann. Man bezeichnet dies als die Verstärkungsbandbreite. In vielen Fällen will man aber möglichst schmalbandiges Licht erzeugen. Dann ist es nötig, die Bandbreite einzuschränken. Ein erster Schritt dazu ist automatisch gegeben durch die Struktur des Laserresonators.

Aufgrund der Randbedingungen (z.B. Knoten an den Spiegeln) besitzt jeder Resonator bestimmte Moden. Der wichtigste Resonatortyp besitzt die gleichen Moden wie der Fabry-Perot Resonator (bekannt aus PIII). Normalerweise gibt

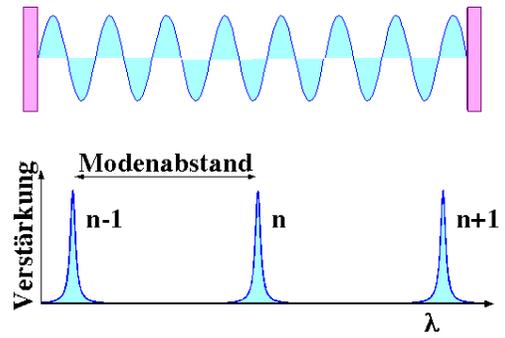


Abbildung 2.10: Resonatormoden

es viele Moden innerhalb der Verstärkungsbandbreite, auf denen der Laser arbeiten kann. Bei einem Farbstofflaser z.B. beträgt die Verstärkungsbandbreite eines Farbstoffes je nach Farbstoff etwa 20 nm . Der Modenabstand liegt bei etwa 80 MHz . Somit befinden sich rund 200000 Moden im Bereich der Verstärkungsbandbreite.

2.2.2 Transversale Moden

Ein wirklicher Laser hat eine endliche Größe. Deshalb spielt auch die Divergenz des Laserstrahls und die transversale Verteilung der Intensität eine Rolle. Die meisten Laserresonatoren verwenden gekrümmte Spiegel, welche innerhalb des Resonators einen oder mehrere Foci erzeugen um einen möglichst hohen Anteil des Lichts im Resonator zu halten.

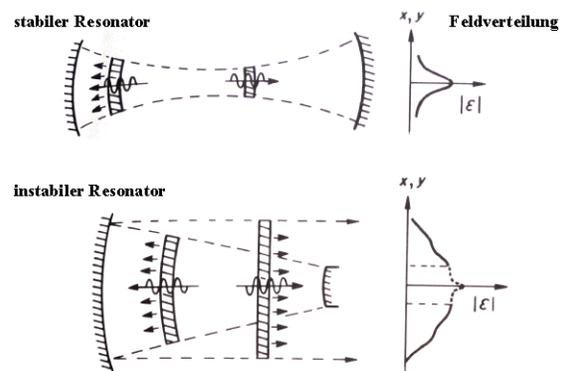


Abbildung 2.11: Stabiler und instabiler Resonator.

In der oberen Hälfte der Figur ist dargestellt,

wie in einem idealen Resonator die Lichtintensität verteilt ist. Die Divergenz des Strahls wird durch die beiden Spiegel exakt kompensiert. Betrachtet man einen "Lichtpuls" (dargestellt als dünne Scheibe), so ist seine Ausdehnung nach einem Umlauf exakt gleich.

In der unteren Hälfte der Figur ist die gegenteilige Situation dargestellt: in diesem Fall verlässt ein Teil des Lichtes den Resonator, da es nicht auf den zweiten Spiegel trifft. Solche Resonatoren kann man nur in Systemen mit entsprechend hoher Verstärkung verwenden.

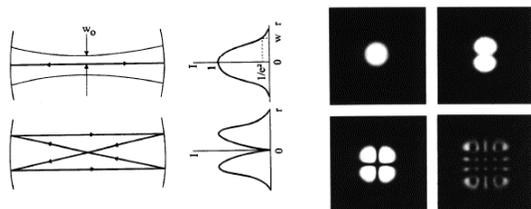


Abbildung 2.12: Transversale Moden

Neben der longitudinalen Modenstruktur besitzen Resonatoren auch eine transversale Modenstruktur. Die einzelnen Moden unterscheiden sich durch die Zahl der Knotenlinien (siehe rechte Bildhälfte). Die linke Bildhälfte stellt eine alternative Betrachtungsweise dar: bei höheren Moden muss das Licht als klassischer Strahl mehrere Umläufe durchführen, bis es sich wieder am Ausgangspunkt befindet.

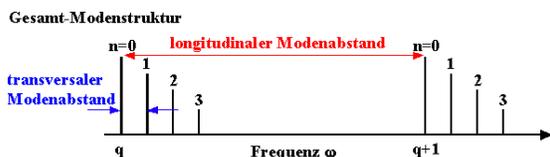


Abbildung 2.13: Frequenzspektrum von longitudinalen und transversalen Moden.

Genau wie die longitudinalen Moden besitzen auch die transversalen Moden unterschiedliche Frequenzen. Die Abstände zwischen diesen Moden können je nach Resonatortyp größer oder kleiner sein als zwischen den longitudinalen Moden. In der Figur ist ein typischer Fall dargestellt:

jede Mode wird jetzt durch eine longitudinale und zwei transversale Quantenzahlen spezifiziert. Für effiziente Laseroperation sollte nur die Grundmode (00) angeregt sein.

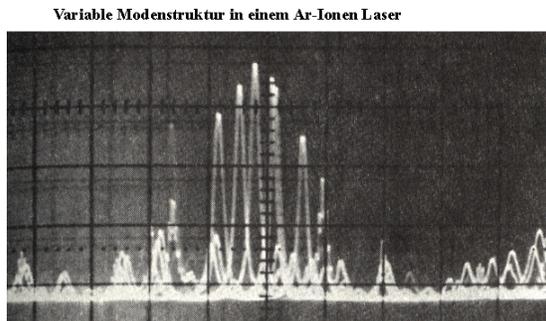


Abbildung 2.14: Modenstruktur eines Ar-Ionenlasers. Die überlagerten Bilder zeigen die Schwankungen auf.

Diese große Zahl von Lasermoden führt zu einer Reihe von unerwünschten Schwankungen: sind mehrer Moden gleichzeitig aktiv, so führt die Interferenz zwischen den Feldern mit unterschiedlichen Frequenzen zu einem Schwebungssignal, dem "mode-beating". Andere Effekte sind "mode-jumps": Der Laser springt von einer Mode auf eine andere.

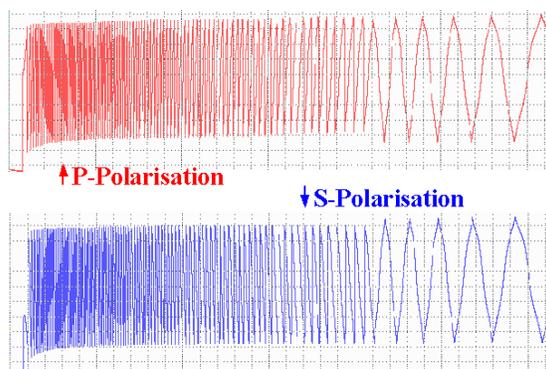


Abbildung 2.15: Polarisationsmoden in einem HeNe Laser,

In diesem Beispiel sieht man sehr schön den Wechsel zwischen zwei Polarisationsmoden in einem HeNe Laser. Dabei handelt es sich um zwei Moden, welche identische räumliche Struktur

aufweisen (longitudinal und transversal), aber orthogonale Polarisation. Dies tritt in HeNe Lasern häufig auf, ist in anderen Lasern aber eher untypisch: in den meisten Fällen besteht der Resonator aus Elementen, welche eine Polarisation bevorzugen (z.B. Fenster, die unter dem Brewsterwinkel orientiert sind). Dadurch wird die andere Polarisation effektiv unterdrückt.

2.2.3 Schmalbandige Laser

Wenn man den Laser so optimieren will, dass er nur auf einer dieser Moden arbeitet und damit möglichst schmalbandiges Licht erzeugt, muss man weitere frequenzselektive Elemente in der Resonator bringen. Damit kann man erreichen, dass alle Photonen, welche vom aktiven Medium emittiert werden, in die gleiche Mode des Resonators emittiert werden. Im Idealfall haben sie somit alle die gleiche Frequenz. In der Praxis muss man mehrere solche frequenzselektiven Elemente kombinieren.

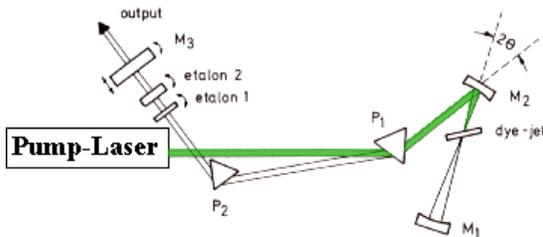


Abbildung 2.16: Resonator eines Farbstofflasers mit modenselektiven Elementen,

Die Figur stellt ein Beispiel dar: hier werden zwei Etalons, d.h. Platten unterschiedlicher Dicke in den Resonator gebracht. Für Wellenlängen, bei denen die Dicke der Etalons ein ganzzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge darstellt, wird die Transmission maximal. Eines dieser Transmissionsmaxima sollte mit der Wellenlänge der gewünschten Mode übereinstimmen. Der Abstand zwischen den Moden ist indirekt proportional zur Dicke des Etalons,

Meist benötigt man zusätzlich ein breitbandig

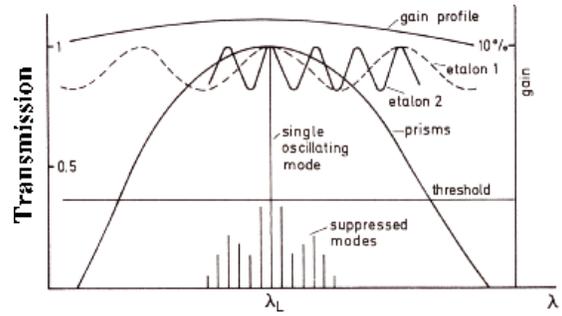


Abbildung 2.17:

abstimmbares Element. In diesem Beispiel wird dafür ein Prismenpaar verwendet, typischer sind abstimbare Filter, wie z.B. ein Lyot-Filter. In der Figur ist dargestellt, wie man diese frequenzselektiven Elemente kombiniert, um eine Mode auszuwählen, welche dann allein über der Lasergrenze liegt.

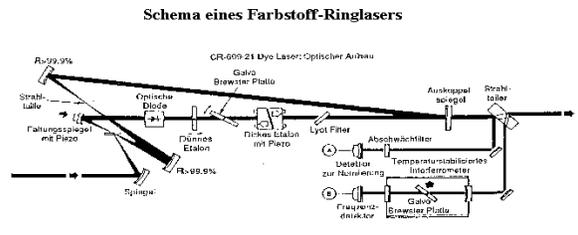


Abbildung 2.18: Schematischer Aufbau eines Farbstoff-Ringlasers

Der Resonator sieht in einem solchen System deshalb häufig sehr viel komplexer aus als auf dem einfachen Schema. In diesem Beispiel ist ein Ring-Farbstofflaser der Firma Coherent dargestellt. Als aktives Medium dient ein Farbstoffmolekül. Dieses wird in einer Flüssigkeit gelöst, welche durch den Resonator gepumpt wird. Dieses Zirkulationssystem ist die effizienteste Methode, um die Wärme abzuführen.

In einem linearen Resonator erhält man stehende Wellen, welche Knotenlinien aufweisen. An diesen Stellen findet keine Verstärkung statt, da hier keine Emission induziert werden kann. Es ist deshalb besser, Resonatoren mit umlaufenden Wellen zu verwenden. Dies ist möglich, wenn man den Resonator als Ring aufbaut und mit Hilfe einer "optischen Diode" eine der beiden Richtun-

gen etwas abschwächt, so dass die andere Umlaufrichtung bevorzugt wird.

Mit Hilfe weiterer selektiver Elemente (Galvos, Etalons, Lyot Filter) stellt man sicher, dass eine einzelne Mode über die anderen dominiert. Läuft der Laser auf einer einzelnen Mode ("single-mode operation"), so kann man sich bemühen, die verbleibenden Frequenzschwankungen zu reduzieren um einen möglichst monochromatischen Lichtstrahl zu erhalten. Heute erreichbar sind in kommerziellen Systemen Linienbreiten im Bereich von ca. 1MHz . In unserem Labor läuft ein System, dessen Linienbreite im Bereich von einigen kHz liegt, und Spezialsysteme erreichen Werte unterhalb von 1Hz . Diese Werte müssen verglichen werden mit der Frequenz des Lichtfeldes von etwas weniger als 10^{15}Hz .

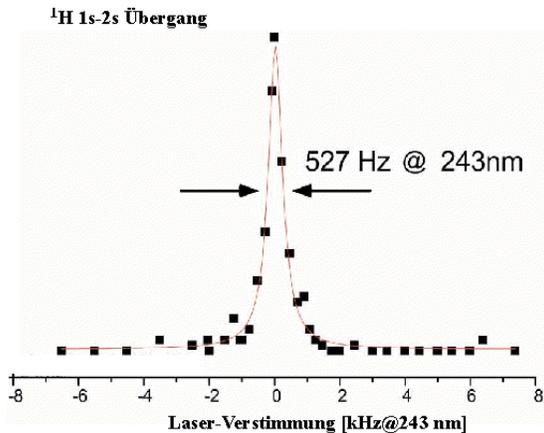


Abbildung 2.19: 1s-2s Übergang im ^1H -Atom.

In diesem Beispiel wurde ein schmalbandiger Laser verwendet um den 1s-2s Übergang des Wasserstoffatoms zu vermessen. Der Übergang ist besonders interessant weil er sich theoretisch recht gut berechnen lässt und über eine präzise Messung einige Naturkonstanten wie z. B. die Rydbergkonstante, den Lamb-Shift oder die Feinstrukturkopplungskonstante α bestimmt werden können.

2.2.4 Pulslaser

In anderen Fällen möchte man möglichst kurze Laserpulse erzeugen. Dies erlaubt einerseits

hohe Spitzenleistungen, andererseits gibt dies die Möglichkeit, schnelle Phänomene zu untersuchen. Mit Laborsystemen ("table-top") kann man heute Leistungen von einigen Terawatt (10^{12}W) erreichen, während einzelne Lasersysteme bis in den Petawatt Bereich (10^{15}W) vorstoßen. Hier bemüht man sich also, dafür zu sorgen, dass alle Photonen zur gleichen Zeit erzeugt werden. In der Praxis wichtiger ist wohl die Möglichkeit, schnelle Prozesse im Bereich von einigen $f\text{s}$ zu untersuchen.

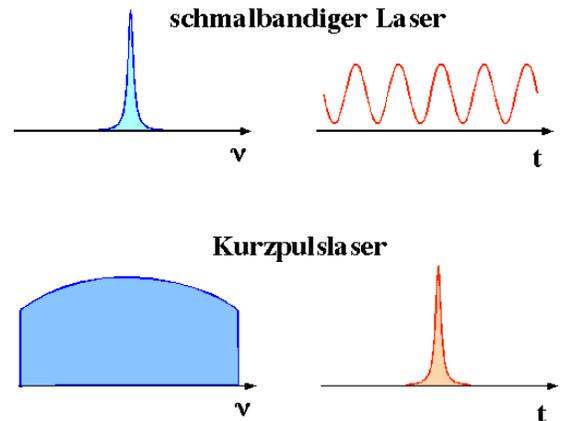


Abbildung 2.20: Verteilung der Laserpulse im Frequenz- und Zeitraum.

Bei einem schmalbandigen Laser bedingt eine schmale Verteilung im Frequenzraum eine kontinuierliche Operation: das Feld muss eine große Verteilung im Zeitraum (dem fouriertransformierten Raum) aufweisen. Bei einem Kurzpulslaser hat man umgekehrt eine schmale Verteilung im Zeitraum. Aus den Eigenschaften der Fouriertransformation ist somit klar dass die Verteilung im Frequenzraum breit sein muss ($\Delta\nu \Delta t > 1$). Ein Puls von 10fsec Dauer bedingt eine Unschärfe von 10^{14}s^{-1} und damit bei einer Wellenlänge von 800nm etwa ein 200nm breites Spektrum. Damit Licht mit einem so breiten Spektrum erzeugt werden kann muss das aktive Medium ein entsprechend breites Verstärkungsprofil besitzen.

Die einfachste Möglichkeit, kurze Pulse zu erzeugen, ist die Verwendung kurzer Pumppulse. Das klassische Beispiel dafür ist ein Blitzlampen-

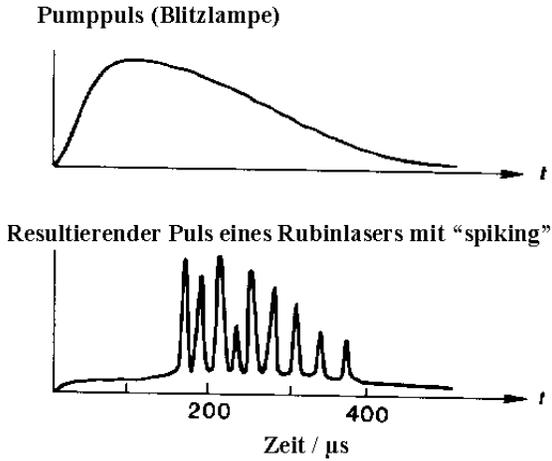


Abbildung 2.21: Pumpimpuls und resultierender Laserpuls beim Rubinlaser.

gepumpter Rubinlaser. Damit erhält man Pulse mit hoher Energie; allerdings sind sie nicht besonders kurz und die Pulsform ist sehr unregelmäßig. Diese "Spikes" stellen Oszillationen dar: die Lichtleistung steigt exponentiell an wenn eine Inversion vorhanden ist. Durch die zunehmende Laserintensität steigt die stimulierte Emissionsrate, die Inversion wird abgebaut und die Verstärkung geht zurück. Die Zeitkonstante dieses Prozesses wird dominiert durch die Umlauf- und Zerfallszeit des Laserresonators. Auf einer langsameren Zeitskala wird die Inversion durch den Pumpimpuls wieder hergestellt und der nächste Spike entsteht.

2.2.5 Güteschaltung

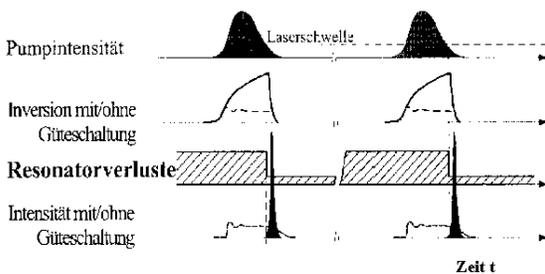


Abbildung 2.22: Modulation der Verstärkung

Eine Verbesserung erhält man indem man die Verluste des Resonator moduliert, z.B. indem

man einen schnell schaltbaren Absorber in den Resonator einbaut. Man unterscheidet zwischen aktiven Güteschaltern (z.B. elektrooptische Modulatoren, akustooptische Modulatoren) und passiven Güteschaltern, typischerweise sättigbaren Absorbern: in diesem Fall sinkt der relative Verlust wenn die Intensität eine gewisse Schwelle überschreitet.

Bei einem aktiven Güteschalter werden die Resonatorverluste hoch gehalten solange der Pumpimpuls dauert. Damit wird verhindert dass der Laser die Schwelle überschreitet und die Populationsinversion abbaut. Am Ende des Pumpimpulses, wenn die Inversion ihren Maximalwert erreicht hat, werden die Resonatorverluste ausgeschaltet. Aufgrund der jetzt sehr hohen Verstärkung kann die Laserintensität sehr schnell ansteigen, so dass eine hohe Spitzenleistung erreicht wird und ein kurzer Puls entsteht. Diese Technik wird als "Güteschaltung" oder "Q-switching" bezeichnet. Damit können Pulse von einigen J Energie und einigen $nsec$ Länge erzeugt werden.

Dies ist allerdings nur möglich wenn der Resonator sehr klein gehalten wird: Da der Auskoppelspiegel jeweils nur einen Teil des Lichtes auskoppelt muss der Puls mehrmals im Resonator umlaufen bevor er ihn ganz verlassen kann. Mit einigen $nsec$ Dauer hat man damit eine Grenze erreicht, welche u.a. durch die Größe des Resonators limitiert ist. Man kann dies auch im Frequenzraum ausdrücken: ein kürzerer Puls würde eine breitere Resonatormode benötigen.

2.2.6 Modenkopplung

Man kann aber auch in einem großen Resonator sehr kurze Pulse erzeugen, deren Dauer kurz ist im Vergleich zur Zerfallszeit des Resonators sowie zur Umlaufzeit im Resonator. In diesem Fall ist die räumliche Ausdehnung der Pulse somit klein im Vergleich zur Größe des Resonators.

Dies erreicht man mit Hilfe der Modenkopplung: wenn die verschiedenen Moden des Resonators phasenstarr aneinander gekoppelt sind addieren sie sich so, dass das Feld meistens verschwindet;

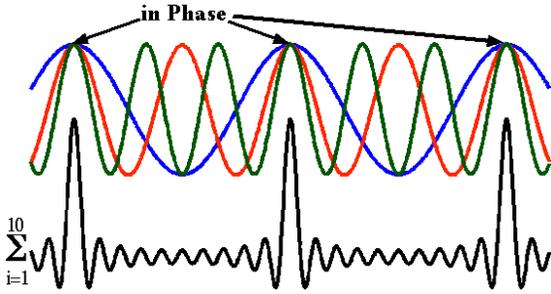


Abbildung 2.23: Gekoppelte Resonatormoden

lediglich für eine sehr kurze Zeit enthält man ein endliches Feld, einen kurzen Puls. In einem typischen Laser hat man bis zu einer Million Moden zur Verfügung (Modenabstand $\approx 10^8 \text{ Hz}$, Bandbreite $\approx 10^{14} \text{ Hz}$) und kann damit sehr kurze Pulse erzeugen.

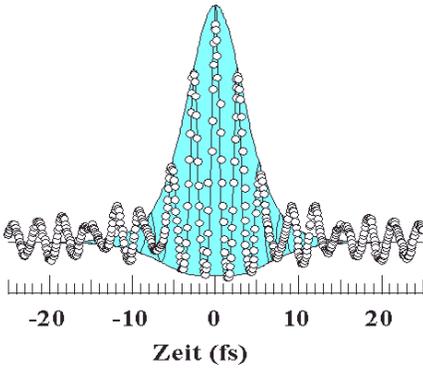


Abbildung 2.24: fs-Laserpuls.

Die Grenze liegt heute Werte im Bereich von etwa 5 fs . In diesem Fall enthält der Puls nur noch etwa 5 Oszillationen. Dargestellt ist die Autokorrelationsfunktion, welche direkt gemessen werden kann. Der eigentliche Puls ist noch etwas kürzer.

Experimentell bestimmt man die Länge eines solchen Punktes über seine räumliche Ausdehnung. Diese beträgt für einen Puls von einigen fs nur noch wenige μm . Man muss sich einen solchen Laserpuls somit eher als eine "Lichtscheibe" vorstellen als einen Lichtstrahl. Ein solcher Laserpuls muss offenbar anders diskutiert werden als ein kontinuierlicher Laserstrahl. Insbesondere kann man einen solchen Puls nicht einer einzelnen Mode des Laserresonators zuordnen. Die

Pulse können besser im Zeitbereich als im Frequenzbereich beschrieben werden. In einem modengekoppelten Laser läuft ein einzelner Laserpuls um, von dem mit einer fixen Wiederholrate ein Teil ausgekoppelt wird. Somit haben die einzelnen Pulse einer solchen Pulsfolge eine fixe Wiederholrate und eine feste Phasenbeziehung.

Die spektrale Breite des Lasers sollte hier im idealen Fall nur durch das aktive Medium begrenzt werden, d.h. der Resonator sollte möglichst breitbandig sein. Dies stellt insbesondere an die Spiegel einen großen Anspruch, da diese ja gleichzeitig eine hohe Reflektivität aufweisen müssen.

2.2.7 Attosekunden-Pulse

In den letzten Jahren ist es auch gelungen, noch kürzere Pulse zu erzeugen. Diese entstehen jedoch nicht in einem Laser, sondern extern.

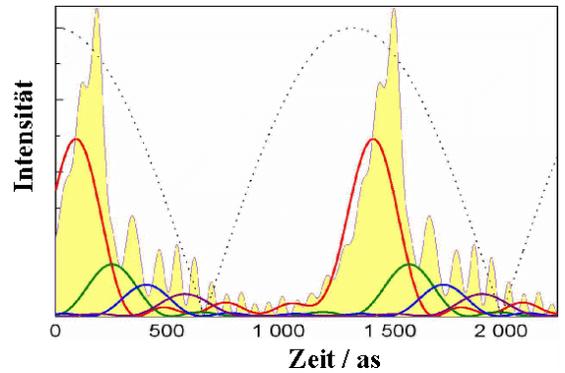


Abbildung 2.25: as Pulszug.

Man fokussiert dafür einen Puls mit sehr hoher Intensität in ein Edelgas (z.B. Xe). Aufgrund der hohen Laserintensität werden die Atome ionisiert und die Elektronen bewegen sich quasi-frei im elektrischen Feld des Lasers. Bei jedem Laserzyklus fliegen sie zweimal am Atomkern vorbei. Das Potenzial des Kerns erzeugt eine zusätzliche Beschleunigung. Dadurch strahlen die Elektronen in der Nähe des Kerns zusätzliche Energie ab. Aufgrund der kurzen Vorbeiflugzeit sind erhält man dabei sehr kurze Pulse.

2.3 Lasermedien

Eine weitere Unterscheidung von Lasertypen besteht in der Art des aktiven Mediums. Da jedes dieser Medien nur einen gewissen Parameterbereich abdeckt, bezüglich Leistung, Kohärenz, Wellenlängenbereich etc., existiert kein "ideales" Medium, sondern man muss je nach Anwendung das geeignete Medium auswählen.

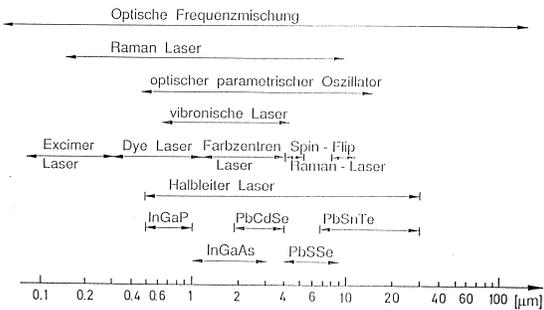


Abbildung 2.26: Wellenlängenbereiche unterschiedlicher Lasermedien

Ein wesentliches Kriterium für die Wahl eines Lasermediums ist der Wellenlängenbereich, der damit abgedeckt werden kann. Weiterhin spielen aber auch die Pulsdauer, Leistung, verfügbare Pumpquelle, etc. eine wichtige Rolle. In allen Fällen besteht die Notwendigkeit, eine Bevölkerungsinversion zu erzeugen. Die wichtigsten Medien sollen im folgenden kurz diskutiert werden.

2.3.1 Farbstoffe

Für das Erzeugen einer Besetzungsinversion kann man z.B. molekulare Zustände verwenden. Dabei bilden vibratorische Zustände von 2 elektronischen Zuständen ein 4-Niveausystem: Man pumpt den Übergang vom Grundzustand in einen elektronisch und vibratorisch angeregten Zustand. Relaxation des Vibrationsfreiheitsgrades bringt das Molekül in einen Zustand, der nur noch elektronisch angeregt ist. Der eigentliche Laserübergang findet von diesem Zustand in einen vibratorisch angeregten Zustand des elektronischen Grundzustandes statt. Dieser

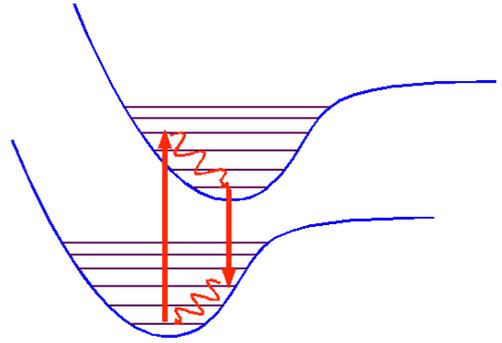


Abbildung 2.27: 4-Niveau Laser in einem molekularen System.

muss anschließend schnell entvölkert werden, damit die Populationsinversion erhalten bleibt.

Wichtige Beispiele für molekulare Systeme sind Farbstofflaser, bei denen das Farbstoffmolekül in einer Flüssigkeit gelöst ist. Sie bieten einen breiten Abstimmbereich für Dauerstrichlaser und die Möglichkeit, kurze Pulse zu erzeugen.

Bei molekularen Lasermedien nutzt man Übergänge zwischen Zuständen, welche sich sowohl durch elektronische als auch durch vibratorische Quantenzahlen unterscheiden. Der obere Zustand des Pumpübergangs sowie der untere Zustand des Laserübergangs sind vibratorisch angeregt. Populationsinversion kann in solchen Systemen relativ leicht erreicht werden weil die Schwingungsrelaxation, d.h. die Reduktion der vibratorischen Anregung auf null, in Flüssigkeiten meist sehr schnell ist. Pumpet man in einen elektronisch angeregten Zustand, so relaxieren die Moleküle sehr schnell in den vibratorischen Grundzustand. Der untere Zustand des Laserübergangs ist ein vibratorisch angeregter Zustand des elektronischen Grundzustandes und wird deshalb auch sehr schnell durch Vibrationsrelaxation (induziert durch Stöße) entleert.

Dabei handelt es sich typischerweise um aromatische Moleküle. Hier ist die Struktur eines der beliebtesten Farbstoffmoleküle dargestellt: Rhodamin 6G. Der Chromophor, d.h. der Bereich des Moleküls, welcher für die Absorption und Emission verantwortlich ist, wird durch den aromatischen Bereich bestimmt. Man pumpt im Be-

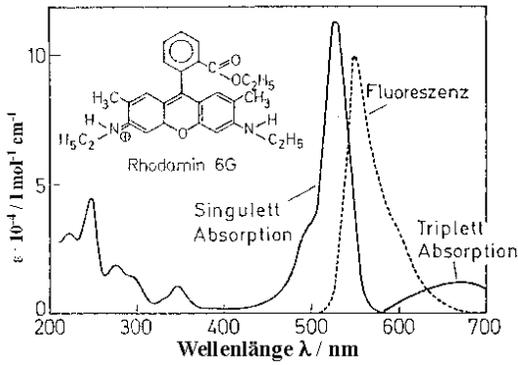


Abbildung 2.28: Rhodamin 6G

reich der Singulett Absorption, z.B. mit einer Wellenlänge von 514nm (Ar-Ionen Laser). Für die Emission ist die Stokes-verschobene Fluoreszenzlinie relevant, wobei der Bereich, der stark mit der Absorptionskurve überlappt, nicht nutzbar ist.

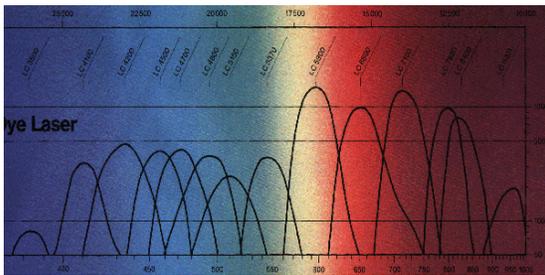


Abbildung 2.29: Übersicht über Laserfarbstoffe.

Es steht eine große Auswahl an Laserfarbstoffen zur Verfügung, mit denen sowohl für gepulste wie auch für Dauerstrichlaser ein relativ großer Wellenlängenbereich abgedeckt werden kann. Ein Molekül kann typischerweise über einen Wellenlängenbereich von etwa 50nm verwendet werden. Aufgrund des großen Bereiches über den Verstärkung verfügbar ist kann jeder Farbstofflaser über einen relativ breiten Wellenlängenbereich abgestimmt werden und die Bandbreite ermöglicht relativ kurze Pulse.

Der große Nachteil von Farbstofflasern ist dass sie meist mit einem Laser gepumpt werden müssen. Die Pump-Wellenlänge ändert auch mit dem Molekül, der Bereich, in dem gepumpt werden kann, ist jedoch meist mindestens so breit wie

Pumpe	Abstimmbereich [nm]	Pulsdauer [ns]	Spitzenleistung [W]	Pulsenergie [mJ]	Pulsfrequenz [s^{-1}]	Mittlere Ausgangsleistung [W]
Exzimer-Laser	370-985	10-200	$\leq 10^7$	≤ 300	20-200	0.1-10
N_2 -Laser	370-1020	1-10	$< 10^5$	< 1	$< 10^5$	0.01-0.1
Blitzlampen	300-800	300-10000	10^2-10^4	< 5000	1-100	0.1-200
Ar ⁺ Laser Kr ⁺ Laser	400-1100	cw	cw	-	cw	0.1-5
Nd:YAG-Laser $\lambda/2: 530\text{nm}$ $\lambda/3: 355\text{nm}$	400-920	10-20	10^5-10^7	10-100	10-30	0.1-1
Kupferdampf-laser	530-890	30-50	$\approx 10^4-10^5$	$\approx 1\text{mJ}$	$\leq 10^4$	≤ 10

Abbildung 2.30: Farbstofflaserdaten für verschiedene Pumpquellen.

der Verstärkungsbereich.

2.3.2 Molekulare Gaslaser

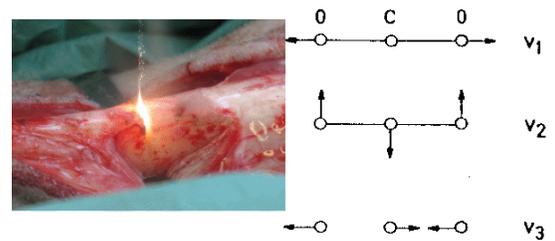


Abbildung 2.31: CO_2 -Laser: Anwendung, molekulare Schwingungen.

Molekulare Medien werden auch in gasförmigem Zustand verwendet. Das klassische Beispiel dafür ist der CO_2 -Laser, bei dem Molekülschwingungen des CO_2 -Moleküls verwendet werden.

Die Schwingungen werden indirekt angeregt, indem zunächst Stickstoffmoleküle über Elektronenstoß angeregt werden. Von diesen wird die Anregung durch Stöße auf die CO_2 -Moleküle übertragen. Damit können sehr hohe Leistungen erreicht werden, welche im industriellen Bereich z.B. für Schweißanlagen verwendet werden.

Die Wellenlängen liegen im Infraroten, bei etwa $10\ \mu\text{m}$. Die erreichbaren Wellenlängen sind diskret, d.h. ein CO_2 Laser ist nicht oder fast nicht

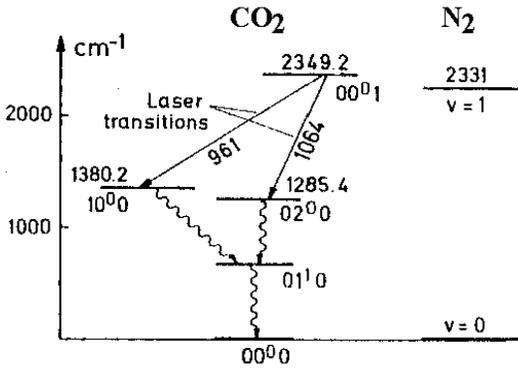


Abbildung 2.32: Rotationszustände im CO_2 -Laser

abstimmbar. Eine gewisse Struktur ist durch die Rotationszustände gegeben, welche diskrete Seitenbanden in einem Bereich von etwa $1.5 \mu m$ erzeugen. Bei hohem Druck kann man diese Linien soweit verbreitern, dass man die Wellenlänge über einen gewissen Bereich durchstimmen kann.

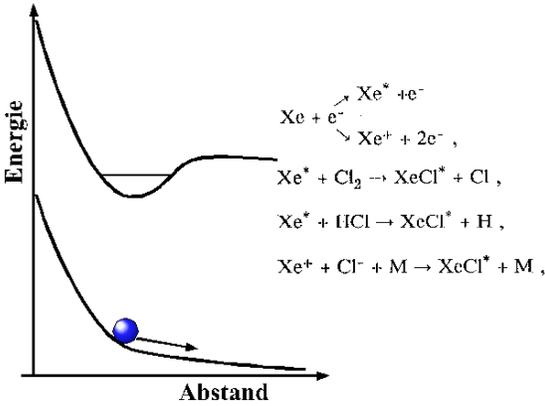


Abbildung 2.33: Excimer Laser

Ein anderes Beispiel ist der Excimerlaser. Der Name ist eine Abkürzung für "excited dimer", also ein angeregtes Dimer. Dabei handelt es sich um Moleküle, die nur im angeregten Zustand existieren, während der elektronische Grundzustand schnell dissoziiert und so die Entvölkerung des niedrig liegenden Laserniveaus sicherstellt.

Ein typisches Beispiel einer Excimer Mischung enthält Xenon, Cl_2 und HCl Gas. Über mehrere Pfade kann in diesem Gemisch durch Elektronenstoß angeregtes $XeCl^*$ entstehen. Dieses kann als

oberer Zustand des Laserübergangs dienen.

Lasermedium	F_2	ArF	KrCl	KrF	XeCl	XeF
Wellenlänge [nm]	157	193	222	248	308	357
Pulsenergie [mJ]	15	≤500	≤60	≤1000	≤500	200

Pulsbreiten: 10-200ns
 Repetitionsraten: 1-200 Hz je nach Ausstattung
 Strahldivergenz: 1×3 mrad
 Schwankung der Pulsenergie von Pulse zu Puls: 3-10%
 Zeitjitter: $\approx 1-3$ ns

Abbildung 2.34: Daten einiger Excimerlaser

Durch unterschiedliche Kombinationen eines Edelgases mit einem Halogenatom können unterschiedliche Excimer-Moleküle erzeugt werden, welche Übergänge im ultravioletten Bereich des Spektrums besitzen. Excimerlaser werden immer gepulst betrieben und werden u.a. für die Augen Chirurgie eingesetzt oder für die Chipherstellung. Excimerlaser haben die kürzeste Wellenlänge von Laborlasern. Allerdings ist die Strahlqualität sehr schlecht, d.h. die räumliche Kohärenz ist gering, so dass der Strahl nur begrenzt fokussierbar ist.

2.3.3 Atomare Gaslaser

Analog können auch Atome durch Elektronenstrahl angeregt werden, wie z.B. in einem $HeNe$ -Laser.

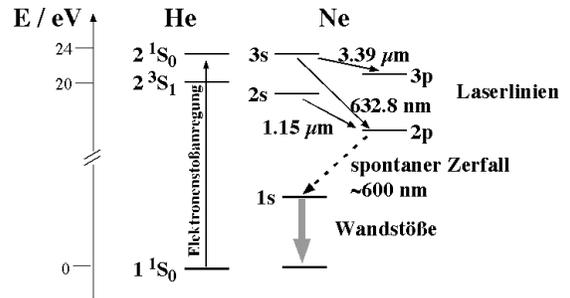


Abbildung 2.35: Niveaus des HeNe-Lasers.

Dieser Lasertyp dürfte vielen schon aus der Mittelschule, aus der Vorlesung oder aus dem Praktikum bekannt sein; man regt hierbei He Atome durch Elektronenstoß an. Diese übertragen die

Energie anschließend auf *Ne* Atome, und diese stellen das eigentliche aktive Medium dar.

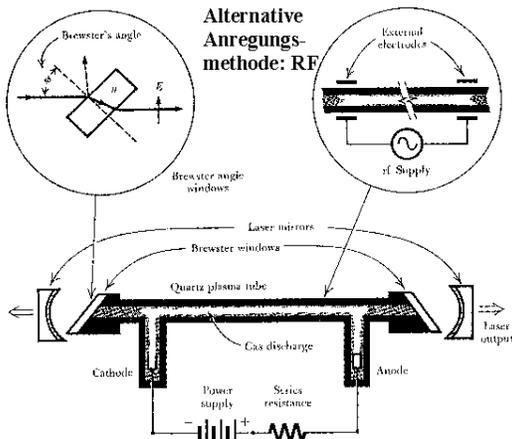


Abbildung 2.36: HeNe Laser: Resonatoraufbau.

HeNe Laser sind auch gut geeignet für die Diskussion von grundsätzlichen Aspekten, da sie relative einfach aufgebaut sind. Das Rohr, in dem die Plasma-Entladung stattfindet, muss relativ lang sein um genügend hohe Verstärkung zu erhalten. Außerdem muss der Querschnitt relativ gering sein, damit genügend Stöße der Atome mit der Wand stattfinden. Die Austrittsfenster sind im Brewsterwinkel montiert um die Reflexionsverluste klein zu halten.

Ähnlich funktioniert der Ar-Ionenlaser. Dieser emittiert im sichtbaren und ultravioletten Teil des Spektrums. Er erreicht relativ hohe Leistungen (bis ca. 20 W cw). Allerdings ist die Effizienz relativ gering, d.h. für 10 W optische Leistung benötigt man mehr als 20 kW elektrische Leistung.

2.3.4 Festkörperlaser: Festfrequenzlaser

Der Rubinlaser war der erste Laser überhaupt. Er wurde von einer Blitzlampe gepumpt, d.h. hier stellte Licht die Pumpenergie zur Verfügung.

Die Blitzlampe pumpt in diesem Fall den Übergang vom Grundzustand in verschiedene ange-

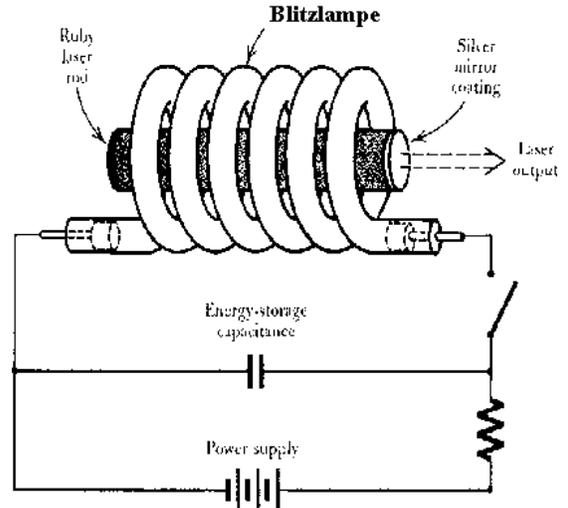


Abbildung 2.37: Rubinlaser : Prinzipieller Aufbau.

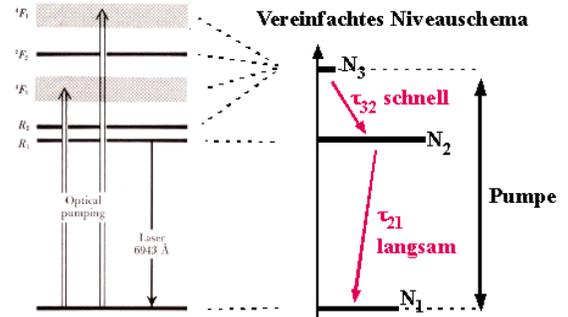


Abbildung 2.38: Niveauschema des Rubins. Links: reales System; rechts: vereinfachtes 3-Niveausystem.

regte Zustände, welche in der Figur mit den Termsymbolen R_2 , 4F_2 , 2F_2 , 4F_1 markiert sind. Aus diesen Zuständen relaxiert das System relativ rasch in den Zustand R_1 , der eine relativ lange Lebensdauer besitzt. Dadurch kann sich in diesem Zustand eine große Population ansammeln und es entsteht eine Inversion des Übergangs von R_1 in den Grundzustand. Bei geeigneter Rückkopplung stellt sich hier Lasertätigkeit ein. Da der Grundzustand dabei wieder gefüllt wird kann dieses System (3-Niveau-Laser) nicht im Dauerstrichbetrieb genutzt werden.

Die Seltenen Erden bieten eine relativ große Aus-

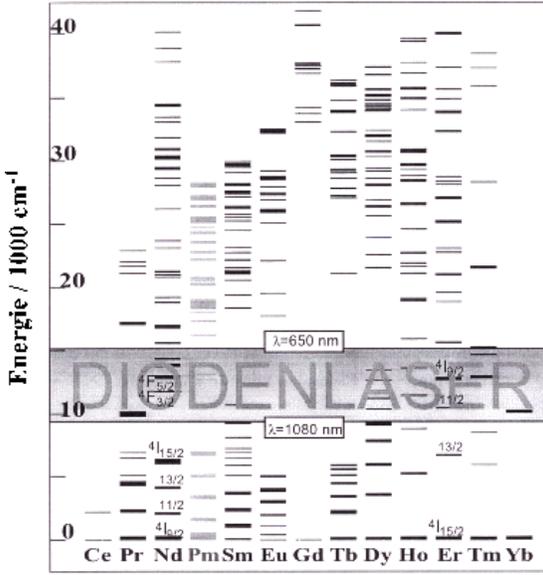


Abbildung 2.39: Energien seltener Erden.

wahl an möglichen Lasermedien.

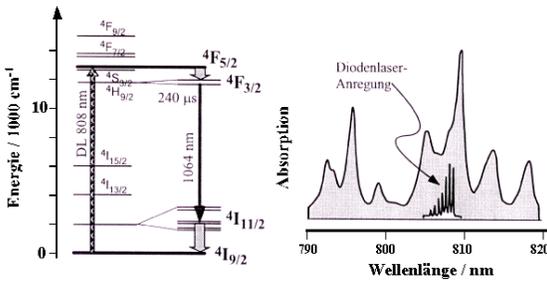


Abbildung 2.40: Zustände und Absorptionsspektrum von Nd:YAG.

Einer der wichtigsten Lasertypen heute ist der Nd:YAG Laser: Der Laserübergang geschieht hier zwischen zwei elektronischen Zuständen des atomaren Ions Nd, welches in einer Matrix aus Yttrium-Aluminium-Granat (Yttrium-Aluminium-Garnet, YAG) eingebettet ist. Da die atomaren Übergänge in diesem Fall relativ schmal sind ist dieser Lasertyp praktisch ein Festfrequenzlaser. Nd:YAG wird praktisch nur bei $1.064 \mu\text{m}$ verwendet, oder bei der zweiten Harmonischen (532 nm , grün).

Diese frequenzverdoppelten, diodengepumpten Laser werden vor allem als Pumpquelle verwendet, z.B. zum Pumpen von Ti:Sa Lasern (siehe

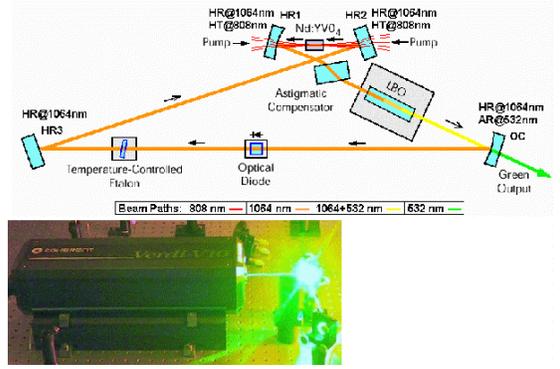


Abbildung 2.41: Frequenzverdoppelter Nd:YVO₄ Laser (Verdi; Coherent).

he nächster Abschnitt). Miniaturisierte Versionen davon werden in grünen Laserpointern verwendet.

2.3.5 Durchstimmbare Festkörperlaser

Laser-medium	Formel	Abstimm-bereich [nm]	Betriebs-temperatur	Pumpquelle
Ti:Saphir	$\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$	660-986	RT	Ar-Laser
Alexandrit	$\text{BeAl}_2\text{O}_4:\text{Cr}^{3+}$	710-820	22-300°C	Blitzlampe
		720-842	RT	Kr-Laser
	$\text{SrAlF}_6:\text{Ce}^{3+}$	825-1010	RT	Kr-Laser
	$\text{KzF}_3:\text{Ce}^{3+}$	1650-2070	77K	cw Nd:Y Laser
F_2^+ F-zentren	NaCl/OH^-	1400-1750	77K	cw Nd:YAG-Laser
F_2^+H	"	2,6-3,3μm	77K	Kr ⁺ -Laser
F_2^+A	K:Li	2,38-3,99μm	77K	Er:YLF-Laser
F_3^+	LiF	500-640nm	77K	Farbstofflaser

Abbildung 2.42: Daten einiger durchstimmbarer Festkörperlaser.

Gerade auf dem Gebiet der Festkörperlaser hat in den letzten Jahren ein erheblicher Entwicklungsschub stattgefunden und es wurden neue Lasermaterialien entwickelt, die ein relativ breites Verstärkungsprofil aufweisen. Ein besonders wichtiges Material ist Ti:Saphir, bei dem Ti-Ionen in einer Saphir (= Al_2O_3) Matrix eingebettet sind.

Die Absorption dieses Materials ist gegenüber der Emissionswellenlänge um mehrere 100nm

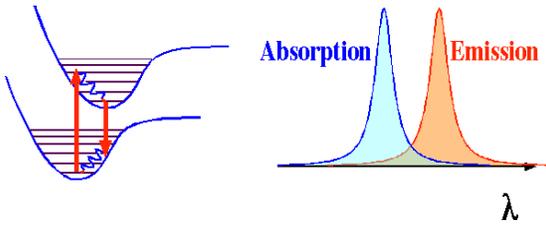


Abbildung 2.43: Absorption und Emission im Ti:Sa-Laser.

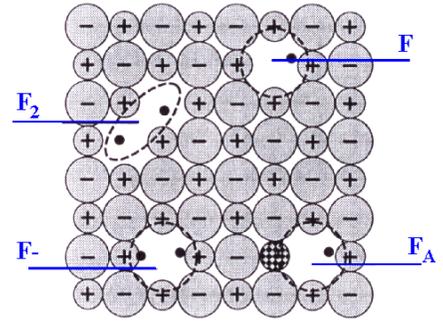


Abbildung 2.45: Farbzentren.

verschoben, weil die Minima des Grund- und angeregten Zustandes bei unterschiedlichen Kernkoordinaten liegen.

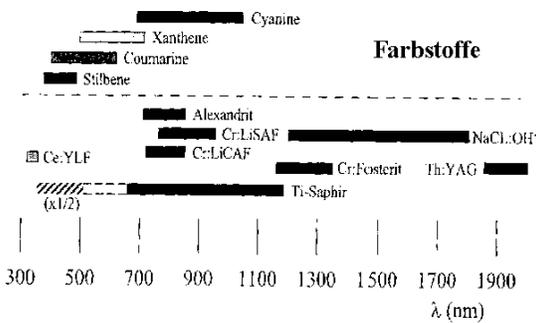


Abbildung 2.44: Verstärkungsbandbreite unterschiedlicher Lasermedien.

Da das Medium einen breiten Wellenlängenbereich abdeckt, kann diese Art von Lasern von etwa 700 bis 950 nm betrieben werden. Wie im Falle des Farbstofflasers wird die Frequenz durch den Resonator festgelegt; im Coherent Ringlaser Modell 899 kann man wahlweise eine Farbstoffdüse oder einen Ti:Sa Kristall einbauen.

Das gleiche Material ist aber auch eine ideale Basis für einen Kurzpulslaser, da seine große Bandbreite kurze Pulse ermöglicht. Eine Gruppe von Materialien liefert ähnliches Verhalten in unterschiedlichen Wellenlängenbereichen. Dazu gehören vor allem die beiden Materialien Cr:LiSAF und Cr:Fosterit.

Eine weitere Klasse von Festkörperlasern sind die Farbzentrenlaser. Die aktiven Zentren sind hier Defekte in Alkali-Halogenid Kristallen, wie z.B. Kochsalz. Diese emittieren im Infraroten.

Sie sind für diesen Wellenlängenbereich relativ attraktiv, da sie auch durchstimmbare sind. Allerdings müssen sie bei tiefen Temperaturen betrieben werden.

Festkörperlaser bieten gegenüber Farbstofflasern den Vorteil, dass sie weniger wartungsintensiv sind und höhere Ausgangsleistungen erlauben.

2.3.6 Halbleiterlaser

Alle bisher diskutierten Lasermedien sind lokalisierte Zentren wie Atome, Ionen oder Moleküle. Der heute wichtigste Laser ist aber der Halbleiterlaser. Sie werden nicht nur in Laserpointern und CD-Spielern eingesetzt, sondern auch in der Forschung immer stärker genutzt. Hier sind die Elektronen delocalisiert, also in ihren Bändern frei beweglich. Licht wird in diesem Fall durch Rekombination, also durch gegenseitige Anihilation von Elektronen im Leitungsband und Löchern im Valenzband erzeugt.

Hier wird die Besetzungsinversion zwischen dem Valenz- und Leitungsband eines Halbleiters erzeugt, indem man in einen p/n Übergang Ladungsträger injiziert.

Man braucht dazu lediglich durch die Diode in Vorwärtsrichtung einen Strom zu leiten. Im Bereich des p/n Übergangs besteht dann eine Inversion.

Ein einfacher p/n Übergang reicht prinzipiell, um Lasertätigkeit zu erzielen. Allerdings ist es meistens nützlich, den Strom und auch das Licht

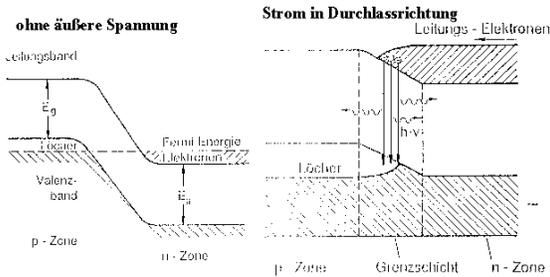


Abbildung 2.46: Halbleiterlaser

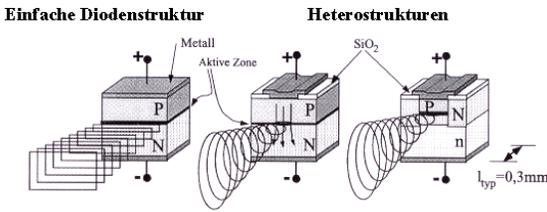


Abbildung 2.47: Einfache Laserdiodenstrukturen

auf eine kleinere Region zu begrenzen, um eine höhere Verstärkung zu erhalten und Verlustmechanismen zu begrenzen. Man erreicht dies über verschiedene Materialkombinationen.

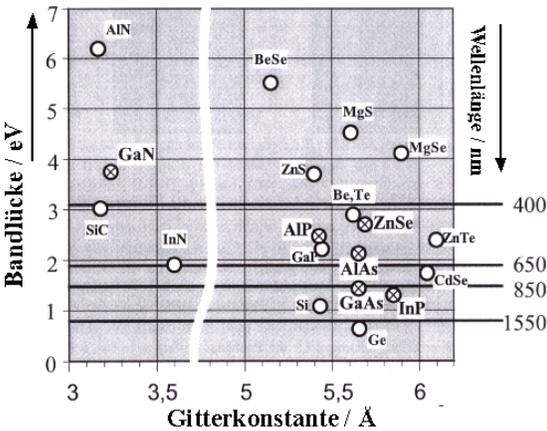


Abbildung 2.48: Übersicht über verschiedene Halbleitermaterialien.

Die Wellenlänge der Emission kann über die Bandlücke des Materials eingestellt werden. Halbleiterlaser können mit den meisten direkten Halbleitern hergestellt werden. Indirekte Halbleiter, wie z.B. Silizium, sind hingegen zu wenig effizient. Die wichtigsten Basismaterialien im sichtbaren und nahen infraroten Bereich des Spek-

trums sind GaAs, AlGaAs, InGaAs und weitere III/V Verbindungen. Für kürzere Wellenlängen bis ca. 400 nm können II/VI Materialien verwendet werden. Da sowohl die Dotierung wie auch das Wachstum dieser Materialien erheblich schwieriger zu kontrollieren ist als für III/V Systeme sind diese Systeme erst in den letzten Jahren zum Einsatz gekommen.

Für längere Wellenlängen sind vor allem Bleiverbindungen im Einsatz, die allerdings teilweise auch gekühlt werden müssen. Es gibt aber auch neuere Systeme, die auf GaAs basieren, das so strukturiert ist, dass die Bandlücke "unterteilt" wird und damit Photonen mit niedrigerer Energie erzeugt werden. Im Vergleich zu anderen Lasermaterialien haben Halbleiter eine sehr hohe Verstärkung: Über eine Distanz von wenigen 100 μm werden Verstärkungsfaktoren von bis zu zwei erreicht. Deshalb müssen Laserdioden nicht entspiegelt werden: die reflektierte Leistung an der Facete des Kristalles reicht aus um genügend Leistung im Resonator aufzubauen.

Halbleiterlaser haben verschiedene attraktive Vorteile:

- sie können in großen Mengen hergestellt werden (Chipp Produktion)
- sie sind sehr kompakt (typische Dimensionen $5\mu\text{m} \times 20\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$)
- sie sind sehr effizient: Bis zu 50% der elektrischen Energie kann in Licht umgewandelt werden. Halbleiterlaser sind somit die effizientesten Lichtquellen überhaupt.

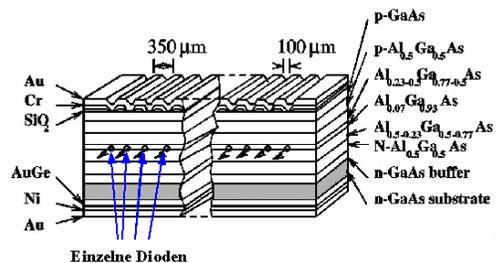


Abbildung 2.49:

Man kann heute Halbleiter-Lasersysteme mit $> 100\text{ W}$ Leistung herstellen. Dazu werden viele Dioden als Arrays zusammenschaltet.

2.3.7 Freie Elektronen Laser (FEL)

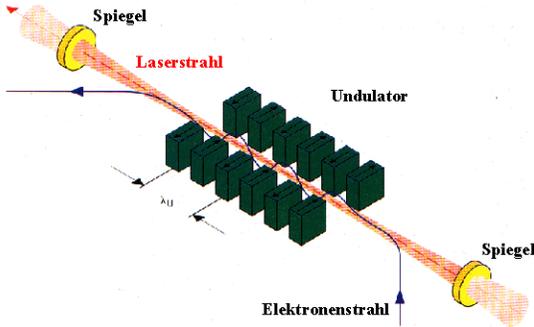


Abbildung 2.50: Arbeitsprinzip eines FEL.

Eine weitere Möglichkeit, Laserlicht zu erzeugen, verwendet einen Strahl aus relativistischen Elektronen, welche durch eine periodische Anordnung von Magneten durchgeschickt werden. Durch die Ablenkung der Elektronen in der Magnetstruktur strahlen sie weisses Licht aus. Die an den verschiedenen Magneten abgestrahlten Photonen überlagern sich und regen die Elektronen wiederum zu verstärkter Emission an.

FEL können einen extrem breiten Frequenzbereich abdecken: vom Infraroten bis in den Röntgenbereich. Werden sie im Infraroten oder sichtbaren Bereich betrieben, so kann man auch einen optischen Resonator verwenden. Da im Röntgenbereich keine effektiven Spiegel zur Verfügung stehen werden diese FEL ohne Resonator gebaut.

Das Interesse an solchen Laserquellen ist vor allem im Bereich der Strukturbestimmung sehr hoch: man hofft, durch die hohe Brillianz von kohärenter Strahlung, Messungen durchführen zu können, welche mit konventionellen Quellen nicht möglich sind. Dazu gehören z.B. Strukturbestimmungen an sehr kleinen Kristallen oder einzelnen Molekülen.

Gegenwärtig existieren FEL mit Wellenlängen bis in den Bereich von etwa 13 nm , mit Harmonischen bis zu 2.3 nm . Ein Röntgen-FEL (XFEL)

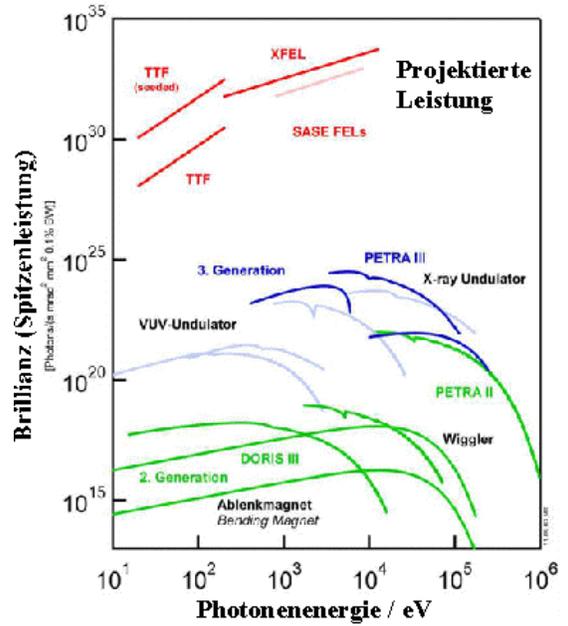


Abbildung 2.51: Brillianz von Röntgen-FEL im Vergleich mit konventionellen Röntgenquellen.

mit Wellenlängen bis zu 0.1 nm ist am DESY geplant.

2.4 Optische Frequenzmischung

2.4.1 Nichtlineare Optik

Obwohl inzwischen eine große Auswahl von Lasermedien existieren ist es manchmal schwierig, eines zu finden, das genau die gewünschten Anforderungen erfüllt. Weitere Möglichkeiten bietet dann die nichtlineare Optik: bei hohen Leistungen zeigen viele Materialien nichtlineares Verhalten: wenn sie mit Licht einer gegebenen Wellenlänge gepumpt werden, strahlen sie nicht nur Licht dieser Wellenlänge, sondern auch anderer Wellenlängen ab.

Die Grundlage für diese Frequenz-Konversionsprozesse ist immer eine nichtlineare Antwort des Mediums auf die externe Störung. In der Nähe des Gleichgewichts verhalten sich die meisten Systeme wie harmonische Oszil-

latoren, d.h. die Auslenkung ist proportional zur externen Kraft. Kein natürliches System ist jedoch über den gesamten Bereich harmonisch. So ist typischerweise das Potenzial als Funktion des Abstands zwischen 2 Atomen auf der Seite des kurzen Abstandes steiler als auf der Seite, wo der Abstand gegen Unendlich geht.

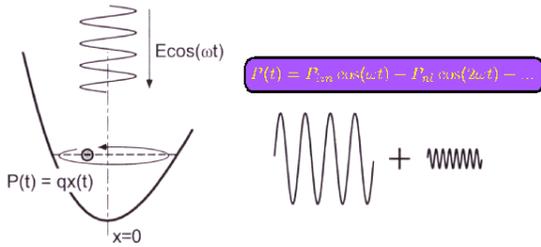


Abbildung 2.52: Polarisation des Mediums außerhalb des harmonischen Bereiches.

Bei einer monochromatischen Anregung schwingt das System im linearen Bereich mit der Frequenz der Anregung. Treibt man es aus dem linearen Bereich hinaus, so findet man auch höhere Harmonische. Die Polarisation des Systems kann dann geschrieben werden als

$$P(t) = P_{lin} \cos(\omega t) + P_{nl} \cos(2\omega t) + \dots$$

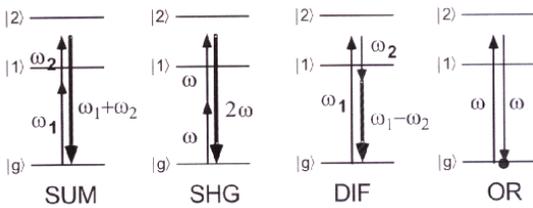


Abbildung 2.53: 3-Wellenmischprozesse.

Regt man das System mit mehreren Frequenzen an, so können im nichtlinearen Bereich auch Summen und Differenzen der eingestrahelten Frequenzen beobachtet werden.

Die wichtigsten Möglichkeiten der nichtlinearen Optik sind:

- Frequenzverdopplung / Erzeugung der zweiten Harmonischen: hier werden z.B. 2 Pho-

tonen addiert um eines der doppelten Frequenz zu erzeugen.

- Höhere Harmonische, insbesondere 3. Harmonische.
- Summenfrequenzzeugung: Hier werden zwei Photonen unterschiedlicher Frequenz addiert, resp. subtrahiert (Differenzfrequenzzeugung).
- parametrische Oszillatoren: Die entspricht dem inversen Prozess der Summenfrequenzzeugung: ein Photon wird in zwei aufgespalten.

Allgemein werden diese Prozesse auch als 3-, resp. 4-Wellen-Mischprozesse bezeichnet. Dabei werden die einfallenden wie auch die auslaufenden Wellen gezählt. Frequenzverdopplung z.B. ist ein 3-Wellen-Mischprozess, da zwei einlaufende Photonen zu einem auslaufenden summiert werden.

2.4.2 Phasenanpassung

Wichtig ist in all diesen Fällen, dass alle Prozesse Energie und Impuls der Photonen erhalten müssen:

$$\nu_0 = \nu_1 + \nu_2$$

$$k_0 = k_1 + k_2.$$

Frequenz und Wellenvektor sind über die Beziehung $\nu = nck$ aneinander gekoppelt. Da der Brechungsindex $n(\lambda)$ im Allgemeinen wellenlängenabhängig ist bedingt die erste Gleichung nicht automatisch die zweite; es ist im Gegenteil häufig schwierig, beide Bedingungen zu erfüllen.

Man verwendet dafür z.B. die Polarisationsabhängigkeit des Brechungsindex. Um die Bedingung $n_{\perp}(\lambda) = n_{\parallel}(\lambda)$ zu erfüllen muss i.A. ein weiterer Parameter, wie z.B. Temperatur oder Kristallorientierung, angepasst werden.

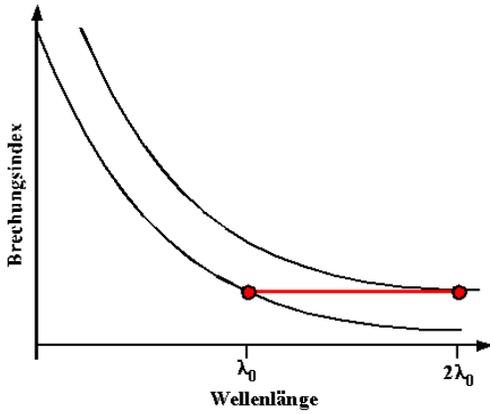


Abbildung 2.54: Phasenanpassung für Frequenzverdopplung oder OPO.

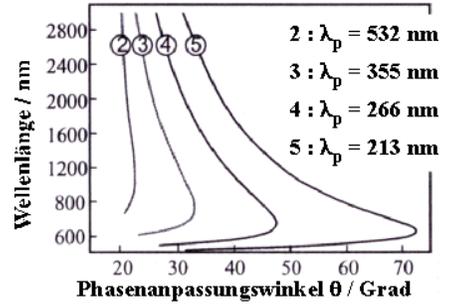


Abbildung 2.56: erreichbare Wellenlängen in BBO.

Die Wellenlängen man damit bei einer geeigneten Pump-Wellenlänge erreichen kann.

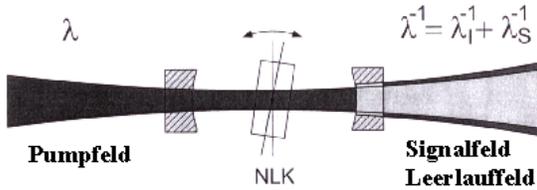


Abbildung 2.55: Aufbau eines optischen parametrischen Oszillators.

2.4.3 Optischer parametrischer Oszillator (OPO)

Eine der wichtigsten Methoden, breitbandig abstimmbares kohärentes Licht zu erzeugen bieten optische parametrische Oszillatoren. Dabei wird ein Photon in zwei Photonen geringerer Energie aufgespaltet. Diese sind aus Gründen der Energieerhaltung über die Beziehung

$$\lambda^{-1} = \lambda_s^{-1} + \lambda_i^{-1}$$

verbunden. Die drei Wellenlängen beziehen sich auf Pumpwelle, Signal- und Leerlaufwelle im Vakuum.

Benötigt wird dafür in erster Linie ein geeignetes nichtlineares Material. Damit die Umwandlung ablaufen kann darf das Material kein Symmetriezentrum aufweisen. Effiziente Umwandlung erhält man in ferroelektrischen Materialien.

Ein beliebtes Material ist Beta-Barium Borat (β -BaB₂O₄, BBO). In der Figur ist dargestellt, wel-