# Analyse alternativer Lasersysteme zur Erzeugung polarisierter Elektronenstrahlen an der Beschleunigeranlage ELSA

Michael Gowin

22. Juni 1998

# Inhaltsverzeichnis

# Kapitel 1

# Einleitung

An der Bonner Beschleunigeranlage ELSA (vgl. 2) sollen in naher Zukunft Streuexperimente mit polarisierten Elektronenstrahlen durchgeführt werden.
Die Polarisation der Elektronenstrahlen kann sich bei Kreisbeschleunigern infolge von Synchrotronlichtstrahlung selbst aufbauen. Bei der Synchrotronstrahlung handelt es sich um elektromagnetische Strahlung im Röntgen-Bereich, die von radial beschleunigten hochenergetischen Elektronen, z.B. im Speicherring, emittiert wird. Diese Selbstpolarisation (*Sokolov-Ternov-Effekt*) wird bei Speicherringen (z.B. HERA oder LEP) benutzt, um polarisierte Elektronenstrahlen zu erzeugen. Die Zeit, die zum Aufbau der Polarisation benötigt wird, ist energieabhängig und liegt bei den eben genannten Speicherringen im Bereich von einigen Minuten. Für die Bonner Elektronen-Stretcher-Anlage (ELSA) ist aufgrund der Nutzung des aus dem Speicherring extrahierten Elektronenstrahls für Streuexperimente der *Sokolov-Ternov-Effekt* nicht nutzbar. Im Stretcherring beträgt die Aufbauzeit der Polarisation bei 2 GeV ca. 25 Minuten. Daher werden an der Bonner Beschleunigeranlage die polarisierten Elektronenstrahlen mit Hilfe der laserinduzierten Photoemission an Halbleiterkristallen erzeugt. Hierfür wurde 1995 ein blitzlampengepumpter Titan-Saphir-Laser angeschafft. Bei diesem Laser handelt es sich um eine Spezialanfertigung, die von der Firma *Elight Laser Systems* in Teltow bei Berlin produziert wurde. Weltweit gab es zur Zeit der Anschaffung des Lasersystems nur zwei Titan-Saphir-Laser, mit denen sich ein für die Injektion in die Bonner Beschleunigeranlage geeigneter Elektronenstrahl erzeugen ließ.
Erste Messungen mit diesem Laser zeigten, daß aufgrund der Pulsstruktur des Lasers Effizienzeinbußen bei der Nachbeschleunigung der polarisierten Elektronenstrahlen zu erwarten sind. Vom Hersteller durchgeführte Veränderungen am System dienten der Stabilisierung und Erhöhung der Zuverlässigkeit des Systems. Dabei wurde jedoch nicht die Pulsstruktur des Lasers verändert.
Durch die mittlerweile stark fortgeschrittene Entwicklung der Festkörperlaser sowie die Entdeckung eines interessanten neuen Laserkristalls ergeben sich einige alternative Möglichkeiten, Verbesserungen am bestehenden Lasersystem durchzuführen oder sogar das System durch eine neue Generation von Festkörperlasern zu ersetzen. Ziel dieser Arbeit ist es, diese alternativen Lasersysteme im Hinblick auf ihre Eignung für die Bonner Beschleunigeranlage zu untersuchen. Desweiteren soll untersucht werden, ob und inwieweit Veränderungen am bestehenden System zu signifikanten Verbesserungen der Systemparameter führen könnten.
Die vorliegende Arbeit ist wie folgt gegliedert: Zunächst wird die Beschleunigeranlage ELSA und ihre Betriebsmodi vorgestellt. Es folgt eine Beschreibung der theoretischen Grundlagen zur Erzeugung polarisierter Elektronenstrahlen. Die Laserstrahlführung und die Anforderungen an das Lasersystem werden dargestellt. Anschließend werden die für die Bonner Anwendung geeigneten Laserkristalle und einige ihrer charakteristischen Festkörperlasereigenschaften beschrieben. Die unterschiedlichen Pumpkonzepte von Festkörperlasern werden eingehend diskutiert. Es folgt eine detaillierte Beschreibung des vorhandenen Titan-Saphir-Lasers sowie des am SLAC (*Stanford Linear Accelerator Center*) verwendeten Titan-Saphir-Laser. Im Anschluß werden alternative La-

sersysteme vorgestellt. Dabei wird zwischen freilaufenden und verstärkungsgeschalteten Lasern unterschieden. Im folgenden Kapitel wird dann die Methode des *Injection-Seeding* vorgestellt. Desweiteren wird über die Erzeugung polarisierter Elektronenstrahlen mit Hilfe eines modengekoppelten Lasers diskutiert.

Im letzten Kapitel wird die Konzeption und der Bau eines kontinuierlich betriebenen (cw) Titan-Saphir-Lasers vorgestellt. Mit Hilfe dieses Lasers kann sowohl die Methode des *Injection-Seeding* verifiziert, als auch ein modengekoppelter Laser realisiert werden.

# Kapitel 2

# Die Beschleunigeranlage ELSA

Das Physikalische Institut der Universität Bonn betreibt seit 1987 die Elektronen-Stretcher-Anlage (ELSA). ELSA stellt eine Erweiterung des 1967 errichteten 2.5 GeV-Elektronensynchrotrons dar. Die Beschleunigeranlage ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Die Aufgabe des Stretcherrings ist es, die vom Synchrotron nur für kurze Zeitspannen zur Verfügung gestellten Elektronenpakete zwischenzuspeichern und dann nahezu kontinuierlich als Gleichstrom über einen längeren Zeitraum an verschiedene Experimente abzugeben. Dadurch kann die Zeit, in der Elektronen mit Sollenergie zur Verfügung stehen, von weniger als 5 % der Zykluszeit beim Synchrotron auf nahezu 100 % bei ELSA ausgedehnt werden. ELSA ermöglicht somit zahlreiche Experimente der Mittelenergiephysik, die sonst aufgrund der langen Meßzeiten am Synchrotron nicht zu realisieren gewesen wären.
Die Beschleunigeranlage besteht aus einem Linearbeschleuniger (Linac 1), dem 2.5 GeV-Synchrotron und dem Stretcherring. Elektronen aus einer thermischen Kathode mit einer Einschußenergie von 120 keV werden im Linac auf 20 MeV vorbeschleunigt. Über einen Einlenkweg werden die vorbeschleunigten Elektronen in das Synchrotron injiziert. Bei dem Sychrotron handelt es sich um einen mit 50 Hz gepulsten Beschleuniger, der nach dem Prinzip der starken Fokussierung arbeitet. Innerhalb von 8.7 ms wird der Elektronenstrahl auf die gewünschte Endenergie hochbeschleunigt. Im Maximum des sinusförmigen Verlaufs des Magnetfeldes wird der Strahl über ein oder zwei Umläufe (Umlaufzeit im Synchrotron 232 ns) extrahiert und über einen Transferkanal in den Stretcherring eingeschossen.
Der Stretcherring ist ein Kreisbeschleuniger, dessen Magnetring als sogenannte *separated function*-Struktur ausgelegt ist, d.h. strahlführende Dipole und strahlfokussierende Quadropole sind hier getrennt ausgeführt.

## 2.1 Die Betriebsmodi von ELSA

Der Stretcherring kann in drei verschiedenen Betriebsmodi für Experimente benutzt werden:
Im *Stretchermodus* werden die Elektronen alle 20 ms aus dem Synchrotron nach ELSA transferiert und dann nahezu kontinuierlich extrahiert, sodaß ELSA zum Zeitpunkt der nächsten Injektion vollständig geleert ist. Damit kann das makroskopische Tastverhältnis Werte von nahezu 100 % erreichen. Das makroskopische Tastverhältnis gibt das Verhältnis von der Zeit mit extrahiertem Strahlstrom zur Gesamtzeit eines Beschleunigungszyklus an.
Elektronen mit einer höheren Energie als der Maximalenergie des Synchrotrons können im *Nachbeschleunigermodus* zur Verfügung gestellt werden. Dazu wurde ELSA so ausgelegt, daß eine Nachbeschleunigung der Elektronen auf eine maximale Energie von 3.5 GeV möglich ist. In diesem Modus erfolgen mehrere Injektionen aus dem Synchrotron, bis der in ELSA akkumulierte Strom den Sollwert erreicht hat. Nach der Beschleunigung auf die Endenergie erfolgt wie im Stretchermodus die Extraktion mit konstanter Rate. Um ein hohes makroskopisches Tastverhältnis

zu erhalten, muß die verlängerte Injektionsphase und die Nachbeschleunigungsphase durch eine entsprechend längere Extraktionsphase kompensiert werden.
Im *Synchrotronstrahlungsmodus* wird ELSA über viele Injektionen bis zu einem Strom von bis zu 250 mA gefüllt. Im Anschluß an die Nachbeschleunigung der Elektronen wird ELSA als reiner Speicherring ohne Extraktion betrieben. Das in den Ablenkmagneten entstehende Synchrotronlicht wird verschiedenen Experimentierplätzen zur Verfügung gestellt.

Als ein besonderer Schwerpunkt der Mittelenergieexperimente an ELSA ist es geplant, hochenergetische polarisierte Elektronenstrahlen zu erzeugen. Dazu existiert eine 120 keV Quelle, die mit einem blitzlampengepumpten Titan-Saphir-Laser nach dem Prinzip der laserinduzierten Photoemission an Halbleiterkristallen polarisierte Elektronenstrahlen erzeugt. Eine zweite Quelle (50 keV) und ein LINAC (40 MeV) befinden sich im Aufbau.

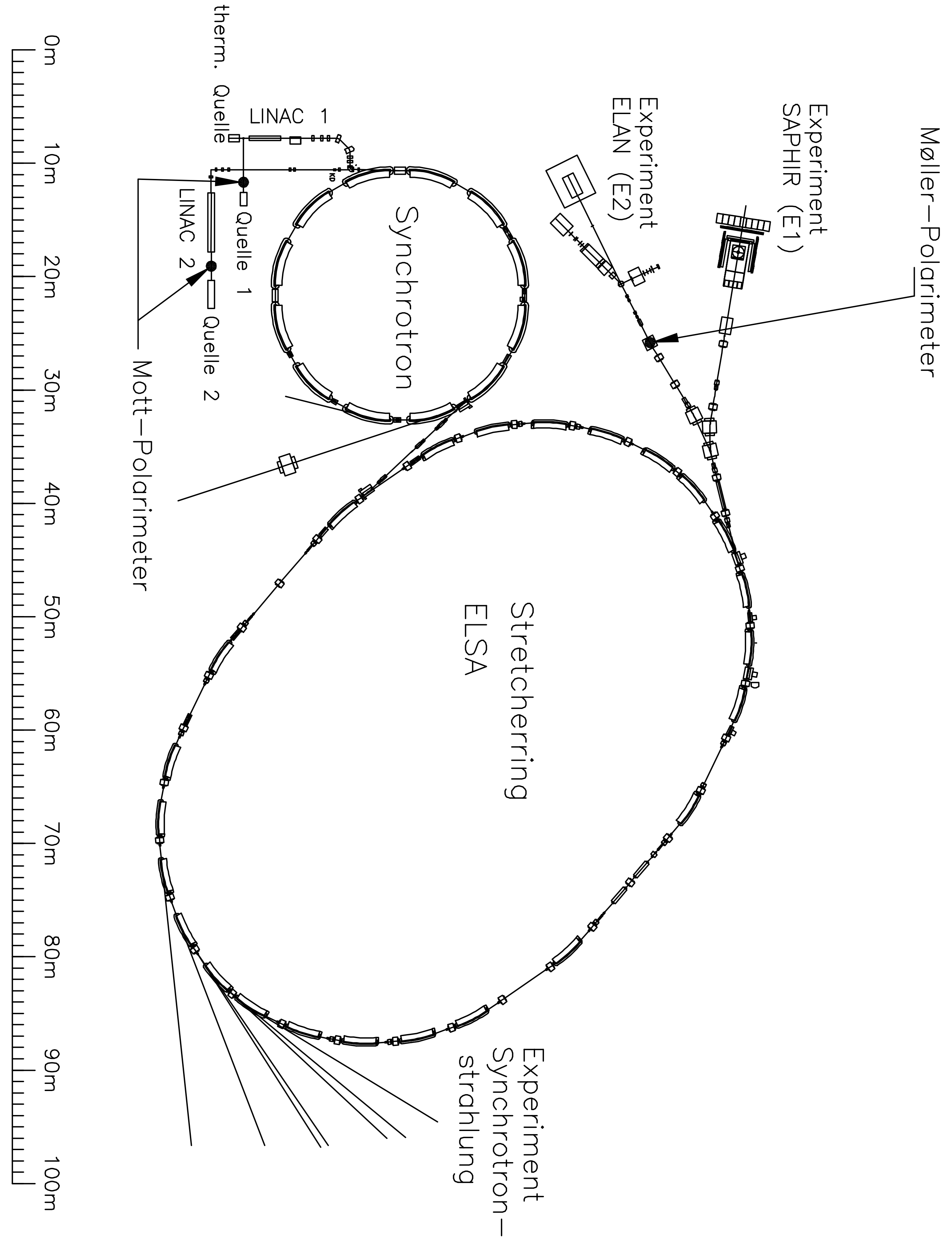


Abbildung 2.1: Ein Überblick über die Beschleunigeranlage ELSA.

# Kapitel 3

# Polarisierte Elektronenstrahlen

In diesem Kapitel werden zunächst die theoretischen Grundlagen zur Erzeugung polarisierter Elektronenstrahlen dargestellt. Es folgt eine Beschreibung der derzeitigen Laserstrahlführung. Im Anschluß werden die Anforderungen, die an das Lasersystem gestellt werden, beschrieben.

## 3.1 Photoeffekt an GaAs-Halbleiterkristallen

Unter einem polarisierten Elektronenstrahl versteht man ein Ensemble von Elektronen, das bevorzugt den gleichen Spinzustand bevölkert. Die Polarisation P ist gegeben durch die Asymmetrie der beiden möglichen Spinzustände + 1/2 und - 1/2 in Bezug auf eine festgelegte Quantisierungsachse. Die Polarisation ergibt sich zu:

$$P = \frac{N^{\uparrow} - N^{\downarrow}}{N^{\uparrow} + N^{\downarrow}}, \tag{3.1}$$

wobei $N^{\uparrow}$ die Anzahl der Teilchen mit Spinzustand + 1/2 und $N^{\downarrow}$ die Teilchen mit Spinzustand - 1/2 angeben.
Im Experimentierbetrieb soll den Experimenten ein nahezu kontinuierlicher Strom I von 1 nA zur Verfügung gestellt werden. Dies erfordert einen gepulsten Quellstrom von 100 mA, bedingt durch Transmissionsverluste der einzelnen Beschleunigerkomponenten. Um den Quellenstrom von 100 mA zu erzeugen, wird der Photoeffekt an Halbleiterkristallen genutzt. Dieses Prinzip zur Erzeugung eines polarisierten Elektronenstrahls wurde von *Pierce* an GaAs-Kristallen entwickelt [58]. Die laserinduzierte Photoemission an GaAs-Kristallen kann wie folgt beschrieben werden: Durch Absorption von zirkular polarisierten Photonen werden Elektronen vom Valenzband in das Leitungsband des Halbleiters angehoben. Der GaAs-Kristall hat eine Zinkblende-Struktur und besteht aus zwei ineinandergreifenden kubisch-flächenzentrierten Gittern. Das eine wird von Ga- und das andere von As-Atomen besetzt. Das reziproke Gitter wird durch den Ausbreitungsvektor $\vec{k}$ beschrieben. Für die Erzeugung von polarisierten Elektronenstrahlen ist der Bandverlauf in der Umgebung des sogenannten $\Gamma$-Punktes (zentraler Punkt des $\vec{k}$-Raumes) von Bedeutung.
Zwischen dem Valenzband und dem Leitungsband hat der Kristall am $\Gamma$-Punkt seinen kleinsten energetischen Abstand $E_{gap}$ (Abb. 3.1) [31]. Man spricht von einem direkten Übergang, wenn der $\vec{k}$-Vektor sich nicht ändert. Ein indirekter Übergang, also ein Übergang mit Änderung des $\vec{k}$-Vektors, ist unter Beteiligung von Photonen möglich. Für indirekte Übergänge ist die Übergangswahrscheinlichkeit wesentlich geringer als für direkte Übergänge.
Bei Zimmertemperatur (300 K) beträgt der energetische Abstand am $\Gamma$-Punkt für GaAs 1.42 eV, bei T = 10 K sind es 1.52 eV. Werden Photonen mit dieser Gap-Energie auf den Kristall gestrahlt, so werden nur die Valenzelektronen in der unmittelbaren Umgebung des $\Gamma$-Punktes in das Leitungsband angehoben.

Zur Bestimmung des Polarisationsgrades müssen die Symmetrieeigenschaften der Wellenfunktion im Valenzband und im Leitungsband betrachtet werden. Die Wellenfunktion hat im Maximum des Valenzbandes p-Symmetrie und im Minimum des Leitungsbandes s-Symmetrie. Aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung spaltet sich das 6-fach entartete p-Niveau des Valenzbandes in ein 2-fach entartetes $p_{1/2}$-Niveau und in ein 4-fach entartetes $p_{3/2}$-Niveau auf. Das s-Niveau des Leitungsbandes ist 2-fach entartet. Der Energieunterschied zwischen den Zuständen $p_{1/2}$ und $p_{3/2}$ beträgt 0.34 eV für GaAs. Die magnetische Quantenzahl $m_j$ ermöglicht die Unterscheidung zweier Niveaus mit gleicher Energie (Abb. 3.2) [57].

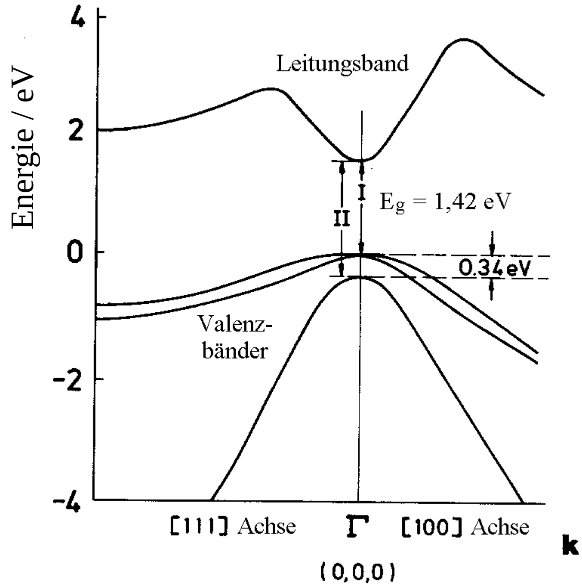


Abbildung 3.1: Anordnung der Energie-Bänder im GaAs-Kristall [31].

Für die Erzeugung polarisierter Elektronenstrahlen ist die Übergangswahrscheinlichkeit zwischen den Niveaus ausschlaggebend. Bestrahlt man den Kristall mit $\sigma^+$-zirkularpolarisiertem Licht und regt nur den $p_{3/2}$-Zustand an, so sind aufgrund der Auswahlregeln nur Übergänge möglich, bei denen sich die magnetische Quantenzahl um $\Delta m_j = \pm 1$ ändert. Dabei wird die Quantisierungsachse des Elektronenspins durch die Rotationsachse des elektrischen und magnetischen Feldvektors des Lichtes definiert. Die Übergangswahrscheinlichkeit für die Erzeugung des Spinzustandes - 1/2 ist dreimal so groß wie des Spinzustandes + 1/2. Damit ergibt sich durch die relativen Wahrscheinlichkeiten der Übergänge unter Verwendung von Gleichung 3.1 folgender theoretischer Polarisationsgrad der Elektronen im Leitungsband:

$$P = \frac{1 - 3}{1 + 3} = -0.5, \tag{3.2}$$

also maximal 50 %. Bei der Verwendung von $\sigma^-$-zirkularpolarisiertem Licht ergibt sich $P = +0.5$. Das bedeutet, daß die Polarisation der Elektronen nur durch die Umkehrung der Lichtpolarisation geändert werden kann.

Abschließend sei noch angemerkt, daß bei der Photonenanregung auf keinen Fall Elektronen aus dem $p_{1/2}$-Niveau in das Leitungsband gelangen dürfen. Werden Photonen mit einer Energie von mehr als 1.86 eV ($E_{gap} + \Delta E$) auf einen GaAs-Kristall eingestrahlt, so sind auch Übergänge aus dem $p_{1/2}$-Niveau in das Leitungsband möglich. Aufgrund der Verhältnisse der Übergangswahrscheinlichkeiten geht dann die Polarisation gegen Null.

Der theoretisch erreichbare Polarisationsgrad 50 % wird durch Depolarisationseffekte im Kristall

verringert. Durch Rekombination ergeben sich begrenzte Lebensdauern der Elektronen im Leitungsband des Kristalls. Das liegt daran, daß die Elektronen eine endliche Zeit brauchen, bis sie die Kristalloberfläche verlassen. Der maximal erreichbare Polarisationsgrad beträgt aufgrund dieser Depolarisationserscheinungen ca. 43 % [26].
Zur Erzeugung höherer Polarisationsgrade muß die Entartung des $p_{3/2}$-Niveaus aufgehoben werden. Nur dann ist eine Anregung eines einzigen Niveaus möglich, und theoretisch kann ein Polarisationsgrad von 100 % erreicht werden (Abb. 3.3).

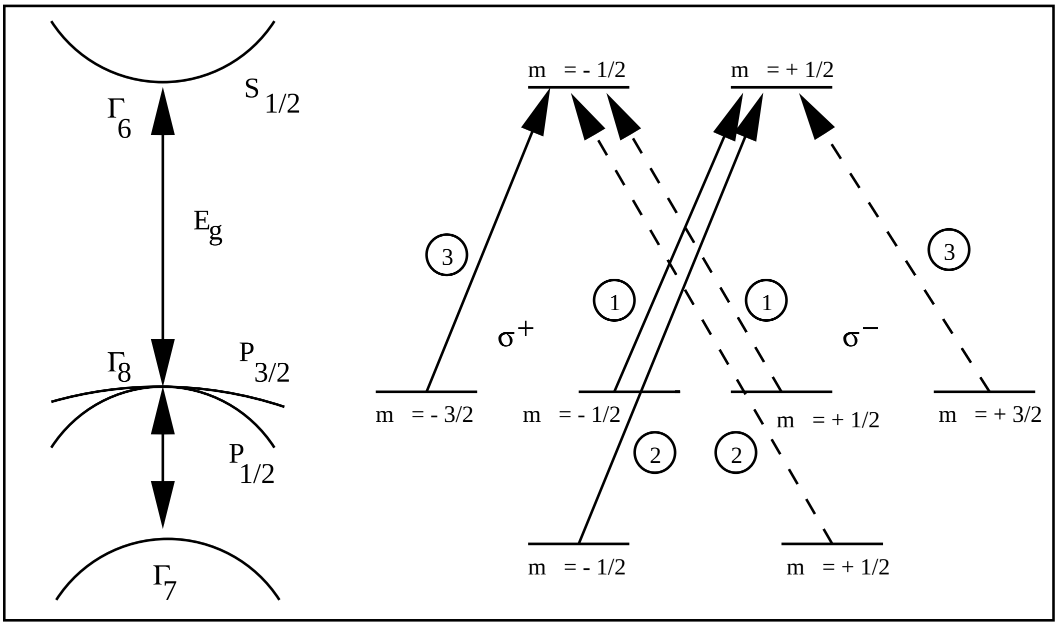


Abbildung 3.2: Die Übergangswahrscheinlichkeiten für den GaAs-Kristall [75].

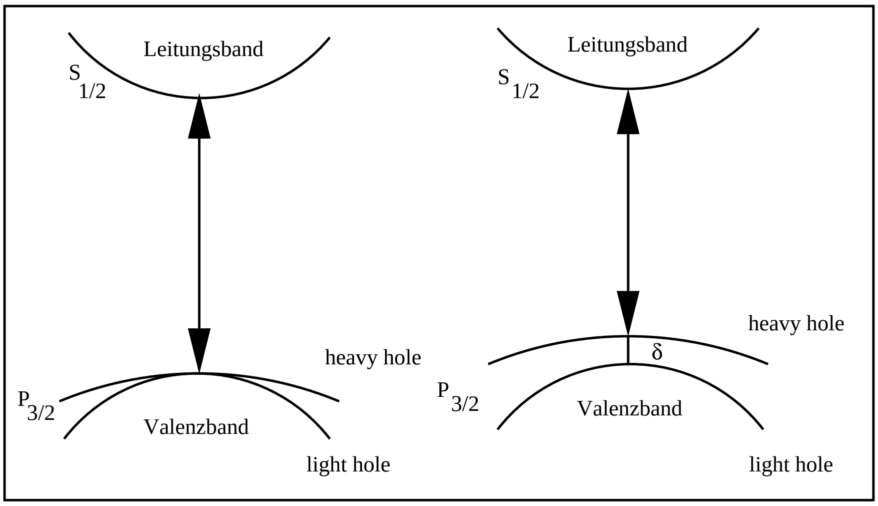


Abbildung 3.3: Aufhebung der Entartung des p(3/2)-Niveaus [47].

Vier verschiedene Arten von Kristallen wurden bislang hinsichtlich der Aufhebung der Entartung studiert: Sogenannte *superlattice*-Strukturen (SL), GaAs-AlGaAs, bei denen durch alternierende Schichten von GaAs und AlGaAs die Niveaus verschoben werden. Chalcopyrit-Kristalle

($CdSiAs_2$) bei denen durch die Spin-Bahn-Kopplung die Entartung des $p_{3/2}$-Niveaus aufgehoben wird. Sogenannte *strained*-Kristalle (GaAs), bei denen der Kristall durch Gitterverzerrung an der Oberfläche in der Bandstruktur beeinflußt wird. Sogenannte *strained superlattice*-Kristalle (mit Aluminium (SLSA) und ohne Aluminium (SLS)), bei denen der Kristall durch Gitterverzerrung an der Oberfläche in der Bandstruktur beeinflußt wird und bei denen durch alternierende Schichten von GaAs und AlGaAs die Niveaus verschoben werden.
Die vielversprechendsten Strukturen für die Anwendungen in Quellen, die an Beschleunigern betrieben werden, sind *strained superlattice*-Kristalle [48]. Sie liefern Polarisationsgrade von ca. 80 % bei einer Quantenausbeute, d.h. einem Verhältnis der Anzahl der emittierten Elektronen zu der Anzahl der absorbierten Photonen, von ca. 7 Promille.
In der Abbildung 3.4 ist exemplarisch der Polarisationsgrad und die Quantenausbeute eines *strained*-Kristalls dargestellt. Ein Maximum der Strahlpolarisation wird bei einer Wellenlänge von ca. 860 nm des eingestrahlten Laserlichts erreicht.
Ein Kriterium zur Beurteilung von Photoemittern ist die sogenannte *figure of merit* (Q), die als Produkt des Polarisationsgrades und der Wurzel der Intensität $Q = P \cdot \sqrt{I}$ definiert ist. Wie man der Abbildung 3.4 entnehmen kann, nimmt der Polarisationsgrad mit steigender Wellenlänge zu, während die Quantenausbeute mit steigender Wellenlänge abnimmt. Deswegen muß ein optimaler Bereich gefunden werden, bei dem der Polarisationsgrad und die Intensität maximale Größe annehmen.

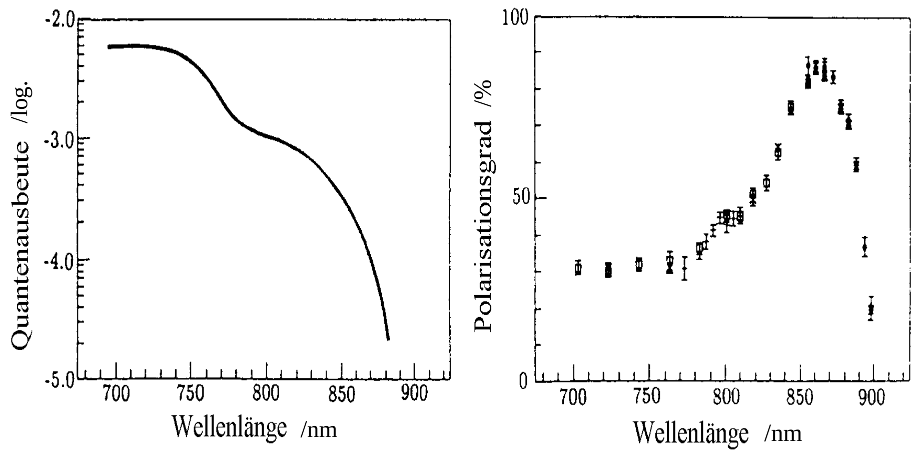


Abbildung 3.4: Polarisationsgrad und Quantenausbeute in Abhängigkeit von der Photonenenergie eines *strained*-GaAs-Kristalls [47].

## 3.2 Erzeugung von polarisierten Elektronenstrahlen

Die polarisierten Elektronenstrahlen werden mit Hilfe des laserinduzierten Photoeffekts an Halbleiterkristallen erzeugt. Die Elektronen sind beim Austritt aus der Kristalloberfläche longitudinal, also parallel oder gegebenenfalls antiparallel zur Impulsrichtung polarisiert. In der Beschleunigungsstrecke werden die Elektronen auf eine Energie von ca. 100 keV beschleunigt (Abb. 3.5). Diese muß der Einschußenergie in den Linearbeschleuniger entsprechen. Im Anschluß an die Beschleunigungsstrecke durchlaufen die Elektronen einen elektrostatischen Deflektor (sog. Spindreher), in dem der Spin transversal zur Synchrotronebene eingestellt wird und der Impuls aus der Vertikalen in die Horizontale gedreht wird. Die transversale Polarisation der Elektronenstrahlen ist erforderlich, da nur diese Komponente der Polarisation im Synchrotron und im Stretcherring

erhalten bleibt. Über einen Transferkanal werden die polarisierten Elektronenstrahlen dem Linearbeschleuniger zugeführt.
Der Laser wurde aus Gründen der Sauberkeit und der Wartung nicht im Beschleunigerbereich sondern in einem separaten Laserraum aufgebaut. Dieser befindet sich etwa 80 m von den Quellen entfernt. Um den Laserstrahl über diese Strecke zu transportieren, wird eine Glasfaser verwendet. In Abbildung 3.6 ist die Laserstrahlführung dargestellt. Der Laserpuls des Titan-Saphir-Lasers wird zunächst mit Hilfe einer Pockelszelle und eines Polarisationsprismas geschnitten (vgl. Kapitel 5.1.2) und anschließend in die Glasfaser eingekoppelt. Da in der Glasfaser die lineare Polarisation des Laserlichtes aufgehoben wird, muß sie durch einen Polarisationsprisma wieder hergestellt werden. Die lineare Polarisation des Laserlichtes wird zur Erzeugung von zirkular polarisiertem Laserlicht benötigt. Dies wird mit Hilfe einer Pockelszelle erzeugt. Unter Verwendung von Linsen, Umlenkprismen und Blenden erfolgt die Fokussierung des Laserstrahles auf den Halbleiterkristall der Quelle zur Erzeugung polarisierter Elektronenstrahlen.

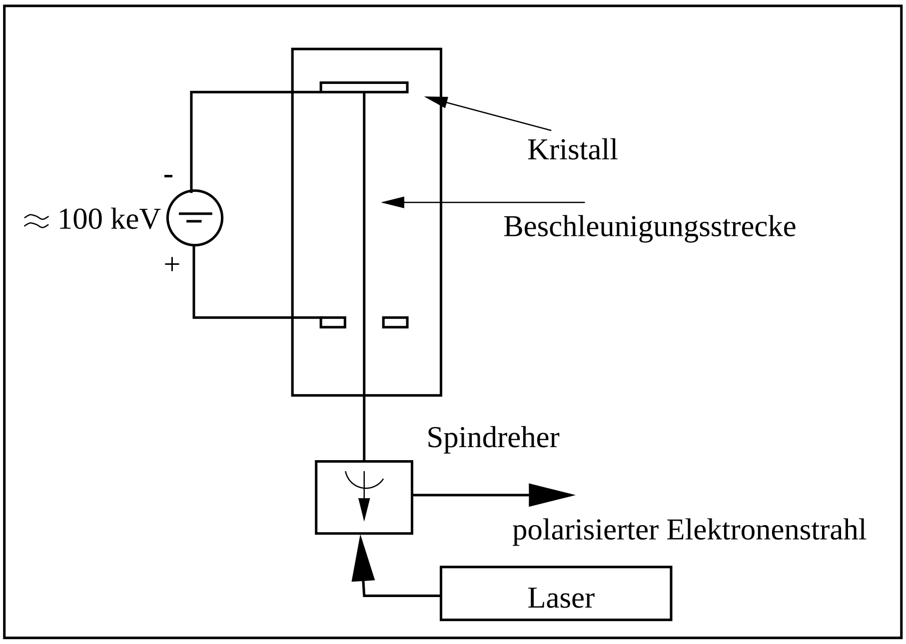


Abbildung 3.5: Schematischer Aufbau einer Quelle zur Erzeugung polarisierter Elektronenstrahlen.

## 3.3 Anforderungen an den Laser

Die Anforderungen an das Lasersystem werden im wesentlichen durch die gegebenen Parameter der Beschleunigeranlage sowie den Quellen für polarisierte Elektronenstrahlen festgelegt. Diese werden im folgenden dargestellt:
In den Quellen sollen vornehmlich GaAs-Kristalle, die bei der Erzeugung der polarisierten Elektronenstrahlen einen hohen Polarisationsgrad erzielen, verwendet werden. Diese Kristalle unterscheiden sich in ihrem erzielbaren Polarisationsgrad, in der Quantenausbeute und in der zur Erzeugung polarisierter Elektronenstrahlen benötigten Photonenenergie. (Tabelle: 3.1 (Kristall 1-4 aus [48], 5 aus [66] und 6 aus [47]).
Um flexibel für den Einsatz von verschiedenen Kristallen in den Quellen zu sein, muß der Laser im Wellenlängenbereich von 700 bis 900 nm durchstimmbar sein.
Die benötigte Laserpulsleistung, zur Erzeugung eines Quellenstroms von 100 mA, variiert bei den

| | Kristall | Polarisation in % | Quantenausbeute in % | Wellenlänge der Photonen in nm |
|---|---|---|---|---|
| 1 | AlGaAs-GaAs (SL) | 68 | 0.5 | 756 |
| 2 | AlGaAs-GaAs (SL) | 68 | 0.9 | 739 |
| 3 | InGaAs-AlGaAs (SLSA) | 73 | 0.1 | 745 |
| 4 | InGaAs-AlGaAs (SLSA) | 80 | 0.7 | 741 |
| 5 | strained-GaAs | 80 | 0.1 | 860 |
| 6 | strained-GaAsP | 80 | 0.4 | 830 |

Tabelle 3.1: Kristalltypen, die an Quellen polarisierter Elektronenstrahlen verwendet werden.

in Tabelle 3.1 aufgeführten Kristallen von 10 bis 200 W. Für den zur Zeit verwendeten Kristalltyp 1 (GaAs) wird eine Laserpulsleistung von ca. 30 W benötigt. Da der Laser nicht direkt an der Quelle lokalisiert ist und somit der Lichtstrahl eine längere Strecke zurücklegen muß, ergeben sich Lichtverluste. Diese Verluste setzen sich aus den Ein- und Auskopplungsverlusten aus der Glasfaser, durch die Erzeugung der linaren Polarisation nach der Glasfaser, durch die Erzeugung der zirkularen Polarisation mit der Pockelszelle sowie den Reflexionsverlusten bei der Einkopplung des Laserstrahls durch das Eintrittsfenster in die Quelle zusammen. Damit ergibt sich ein Gesamtverlust von etwa 60 % der Laserpulsleistung vom Laser zur Quelle. Aus diesem Grund benötigt man etwa 100 W Laserpulsleistung, um den gewünschten Quellstrom zu erzeugen.
Desweiteren nimmt im Experimentierbetrieb der Quelle, bei gleichbleibender Photonenrate, die Anzahl der erzeugten polarisierten Elektronen, aufgrund der Anlagerung von Restgasen (vornehmlich Wasser und Kohlendioxid) auf der Oberfläche des Kristalls, ab [20] [76]. Die Restgase erhöhen die Austrittsarbeit der Elektronen aus dem Kristall. Entsprechend sinkt die Quantenausbeute. Um einen konstanten Strom polarisierter Elektronen aufrechtzuerhalten ist es daher notwendig, die Photonenrate zuerhöhen.
Nur für kleine Laserpulsströme existiert ein linearer Zusammenhang zwischen den Laserpulsströmen und den erzeugten polarisierten Elektronenstrahlen. Für höhere Ströme existiert das Phänomen der Ladungsbegrenzung durch die sich an der Kristalloberfläche aufbauende Gegenspannung [48]. Es besteht kein linearer Zusammenhang mehr. Aus diesem Grund sollte der Laser mindestens eine Pulsleistung von 1 kW erzeugen können, um die Ladungsbegrenzung zu überwinden, die verschiedenen Kristalle nutzen zu können und auch eine Nachregelung des Photonenstromes zu ermöglichen.
Der erzeugte polarisierte Elektronenstrahl gelangt von der Quelle über den Linearbeschleuniger in das Synchrotron. Das Synchrotron wird mit einer Taktfrequenz von 50 Hz btrieben. Die Injektion der polarisierten Elektronenstrahlen erfolgt über vier Umläufe der Elektronen (232 ns/Umlauf) im Synchrotron. Der Laser muß daher eine Wiederholrate von 50 Hz und eine Pulslänge von 1 $\mu s$ besitzen.
Da im Linearbeschleuniger die Strahlbeschleunigung von der Strahlstromstärke abhängt (sogenanntes *beam loading*, vgl. z.B. [37]), ist zur Verringerung der Energiebreite des beschleunigten Strahles eine rechteckförmige Pulsstruktur zu fordern.

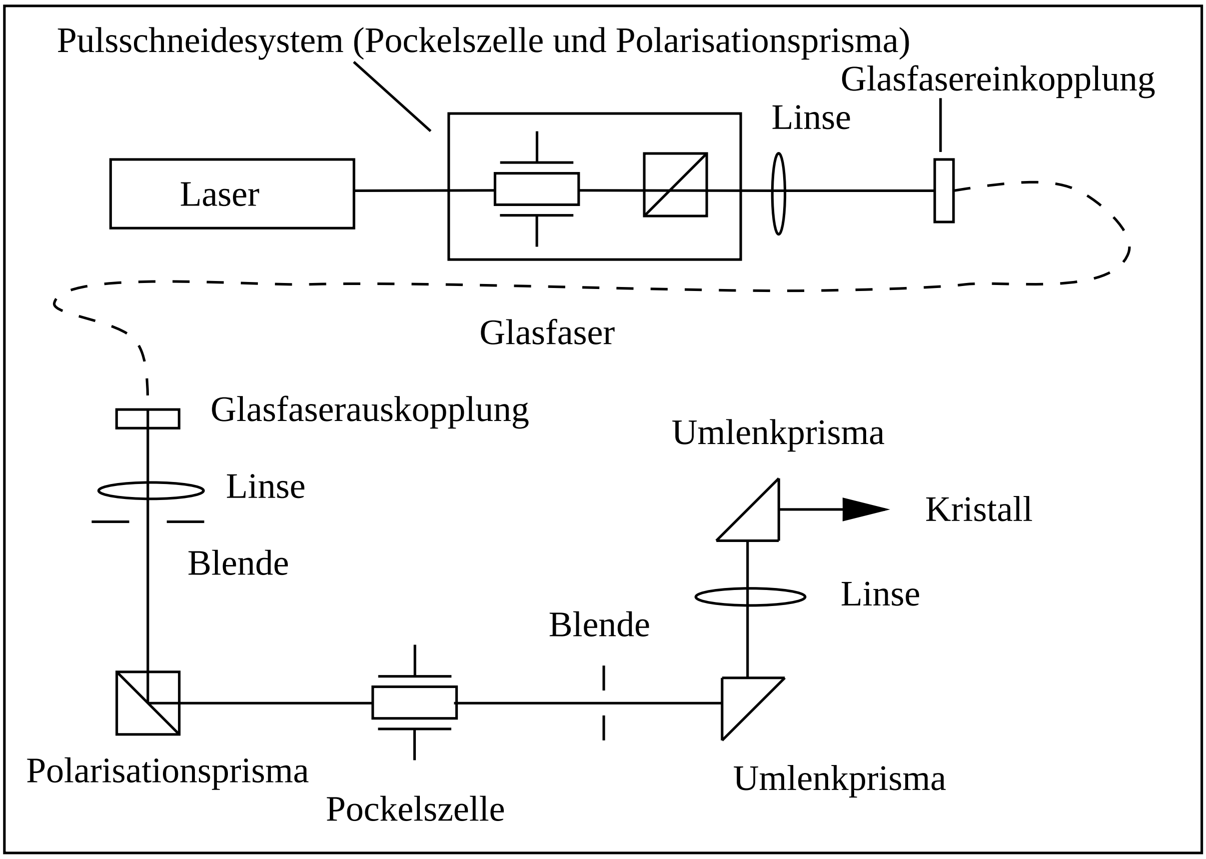


Abbildung 3.6: Die Führung des Laserstrahls.

# Kapitel 4

# Grundlagen ausgewählter Laserkristalle

In diesem Kapitel werden einige der für unsere Anwendungen wichtigen charakteristischen Eigenschaften von ausgewählten Laserkristallen dargestellt. Zunächst erfolgt die Auswahl geeigneter Laserkristalle. Im Anschluß werden die Kristalle vorgestellt und ausführlich diskutiert. Desweiteren werden die möglichen Pumpkonzepte der mit diesen Kristallen realisierbaren Festkörperlasern vorgestellt. Im letzten Teil wird das zeitliche Verhalten der Laserpulse von Festkörperlasern beschrieben.

## 4.1 Auswahl geeigneter Laserkristalle

Aufgrund der Anforderung der breitbandigen Durchstimmbarkeit im Wellenlängenbereich von 700 nm bis 900 nm wird die Anzahl der zur Zeit verfügbaren Laserkristalle auf zwei Materialien eingegrenzt: Zum einen auf den Titan dotierten Saphir-Kristall ($Ti^{3+} : Al_2O_3$) und den relativ neuen Cr:LiSAF-Kristall ($Cr^{3+} : LiSrAlF_6$).
Dagegen ist z.B. Alexandrit mit seinem durchstimmbaren Bereich von 710 bis 820 nm nur begrenzt für die Bonner Anwendung nutzbar.
Grundsätzlich besteht auch die Möglichkeit, blitzlampengepumpte Farbstofflaser zur Erzeugung polarisierter Elektronenstrahlen zu verwenden. Diese sind im geforderten Wellenlängenbereich durchstimmbar. Jedoch erfolgt durch den UV-Anteil im Spektrum des Blitzlampenlichts eine Zerstörung des Farbstoffes nach nur wenigen Stunden [75]. Als Konsequenz müssen die Farbstofflaser einer ständigen Überwachung unterliegen und der Farbstoff muß ständig erneuert werden, um einen kontinuierlichen Laserbetrieb zu gewährleisten. Aus diesen Gründen wurde auf eine detaillierte Analyse dieser Systeme verzichtet.
Ionenlaser und Excimerlaser werden ebenfalls nicht vorgstellt, da erstere nur diskrete Linien emittieren und letztere nur in einem begrenzten Wellenlängenbereich von $\Delta\lambda \approx 100\ nm$ im geforderten Wellenlängenbereich durchstimmbar sind.

## 4.2 Der Titan-Saphir-Laserkristall

Erste Überlegungen über die Nutzungsmöglichkeiten von $Ti^{3+}$ als laseraktivem Ion in einem $Al_2O_3$-Wirtskristall wurden von *P.F.Moulton* durchgeführt, dem auch die erste experimentelle Realisierung eines Titan-Saphir-Lasersystems im Puls-Betrieb 1982 gelang [44]. Seitdem hat dieser Laserkristall eine Entwicklung durchlaufen, die zu einer hohen Qualität der Kristalle und neuen Lasertypen führte.
Titan gehört zu den 3d-Übergangsmetallen und besitzt dreifach ionisiert nur noch ein einzelnes

3d-Elektron. Desweiteren sind die inneren Schalen (3s,3p) abgeschlossen, sodaß das Niveauschema des freien $Ti^{3+}$-Ion wasserstoffähnlich ist. Für die Anregung höherer elektronischer Zustände sind daher Energien notwendig, die im Pumpspektrum geeigneter Blitzlampen (z.B. Xenon-Blitzlampen) nicht enthalten sind, daher tritt keine Absorption in angeregte Zustände (engl. excited state absorption) (ESA) als Verlustprozeß beim optischen Pumpen von $Ti^{3+} : Al_2O_3$ auf. Weiterhin ist die Phononenkopplung des Ions im Wirtskristall so stark, daß sich die Absorptions- und Emissionsspektren nur wenig überdecken (Abb. 4.1 nach [28]) und somit nahezu das gesamte Emissionspektrum von 660 bis 1100 nm als Durchstimmbereich für den Titan-Saphir-Laser zur Verfügung steht. Der Kristall besitzt damit den größten Durchstimmbereich aller bekannten Festkörperlaser. Wie aus der Abbildung 4.1 zu entnehmen ist, ist die Absorption von parallel zur c-Achse (mit c der optischen Achse des Kristalls) polarisiertem Licht um den Faktor 2.5 größer als die von senkrecht zur c-Achse polarisiertem Licht. Diese Tatsache ist besonders beim optischen Pumpen mit anderen Lasern zu beachten.

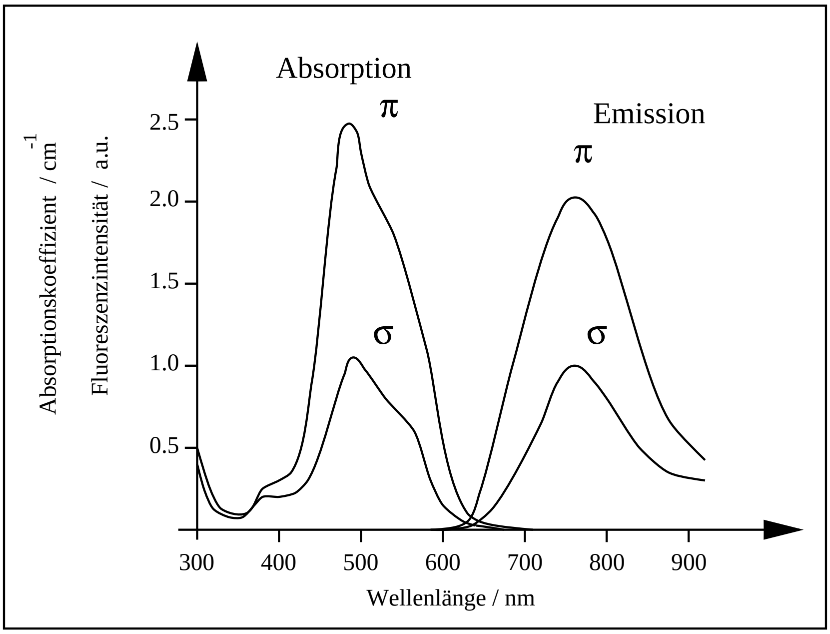


Abbildung 4.1: Absorptions- und Emissionsspektrum des Titan-Saphir von parallel ($\pi$) und senkrecht ($\sigma$) zur c-Achse polarisiertem Licht nach [28].

Wegen seiner Breitbandigkeit und des hohen Wirkungsquerschnitts der induzierten Emission von $\sigma = 3.5 \cdot 10^{-19}\ cm^{-2}$ eignet sich der Titan-Saphir-Kristall zur Erzeugung von ultrakurzen Pulsen (vgl. Kapitel 8).

Der wesentliche Nachteil dieses Laserkristalles ist die mit $\tau = 3.2\ \mu s$ sehr kurze Fluoreszenzlebensdauer des oberen Laserniveaus (zum Vergleich: Nd:Glas 300 $\mu s$, Rubin 3000 $\mu s$, Nd:YAG 3000 $\mu s$). Um den Kristall effizient zu pumpen, benötigt man daher hohe Pumpraten, welche am einfachsten mit kontinuierlich betriebenen Pumplasern (z.B. Argon-Ionen-Lasern) erreicht werden können. Diese kontinuierlich betriebenen Pumplaser erlauben die Erzeugung hoher und spektral angepaßter Pumpleistungsdichten. Die Verwendung von blitzlampengepumpten Systemen erfordert dagegen einen erheblich technischen Mehraufwand.

In den folgenden Abschnitten werden die für den Kristall charakteristischen Eigenschaften eingehender erläutert.

### 4.2.1 Die Kristallzüchtung

Unterschiedliche Verfahren stehen für die Züchtung von $Ti^{3+} : Al_2O_3$ zur Verfügung. Zu den bekanntesten zählen die *Czochralski*-Technik [35], das *vertical gradient freeze*-Verfahren (VGF) [22] und die *heat exchanger*-Methode (HE) [60]. Für eine detalliertere Beschreibung sei auf die einschlägige Literatur verwiesen.
Die Dotierung erfolgt bei allen drei Verfahren durch Hinzugabe von $Ti_2O_3$ zu hochreinem $Al_2O_3$ in einem Schmelzofen unter kontrollierter Atmosphäre. Aufgrund des deutlich größeren Radius des $Ti^{3+}$-Ions gegenüber dem zu ersetzenden $Al^{3+}$-Ions werden nur maximal 0.24-Gewichtsprozent des $Ti_2O_3$ in den Wirtskristall eingebaut (Ionenradien: $Al^{3+} : 0.53\AA$, $Ti^{3+} : 0.67\AA$, die Einheitszelle von $Ti_2O_3$ ist um 13 % größer als die von $Al_2O_3$) [35].
Heute sind Kristalle mit einer Länge von 1-180 mm und einem Durchmesser von 2-20 mm herstellbar [74].

### 4.2.2 Physikalische Eigenschaften

Aufgrund der hohen thermischen Leitfähigkeit und der hohen mechanischen Stabilität (Härte Mohs 9, maximaler Wert 10) eignet sich Saphir sehr gut als Wirtsmaterial für einen Laserkristall. Bei der Dotierung des Saphir ($Al_2O_3$) Wirtsgitters ersetzt das $Ti^{3+}$-Ion ein $Al^{3+}$-Ion in der rhomboedrischen Einheitszelle und ist damit von jeweils sechs Sauerstoffanionen in Form eines Oktaeders umgeben (Abb. 4.2).
Durch den, verglichen mit dem $Al^{3+}$-Ion großen Ionenradius des $Ti^{3+}$-Ions wird dieser Oktaeder

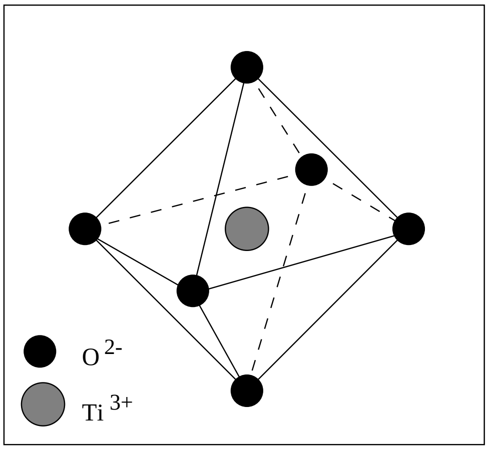


Abbildung 4.2: Anordnung des Titan-Ions im Oktaeder zwischen sechs Sauerstoffanionen [34].

jedoch trigonal deformiert.
Hierbei wird der, unter Vernachlässigung des Spinfreiheitsgrades, im Ortsraum (2l+1=5) fünfach entartete $^2$D-Grundzustand des $Ti^{3+}$-Ions im Kristallgitter aufgespalten (Abb. 4.3). Das Kristallfeld setzt sich aus einem kubischen und einem trigonalen Anteil zusammen [45]. Dabei ist der kubische Anteil dominierend und spaltet den 3d-Zustand des $Ti^{3+}$-Ions in einen dreifach entarteten $^2T_2$-Grundzustand und in einen zweifach entarteten angeregten $^2E$-Zustand auf. Diese Separation wurde erstmals von *McClure* experimentell bestimmt [42]. Der trigonale Anteil des Kristallfeldes spaltet den $^2T_2$-Grundzustand in zwei weitere Zustände $^2A_1$ und $^2E$ auf. Dabei wird der $^2E$-Zustand durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung und den dynamischen *Jahn-Teller-Effekt* nochmals aufgespalten [40]. Da die Wellenfunktionen der umgebenden Sauerstoffatome mit ungerader Parität sich aufgrund der Aufhebung der Inversionssymmetrie mit denen der 3d-Elektronen mischen, werden Dipolübergänge innerhalb eines elektronischen Zustandes des Ti-Ions möglich [35], und Absorption und Emission sind vergleichsweise stark ($\sigma \approx 10^{-20} cm^{-2}$).

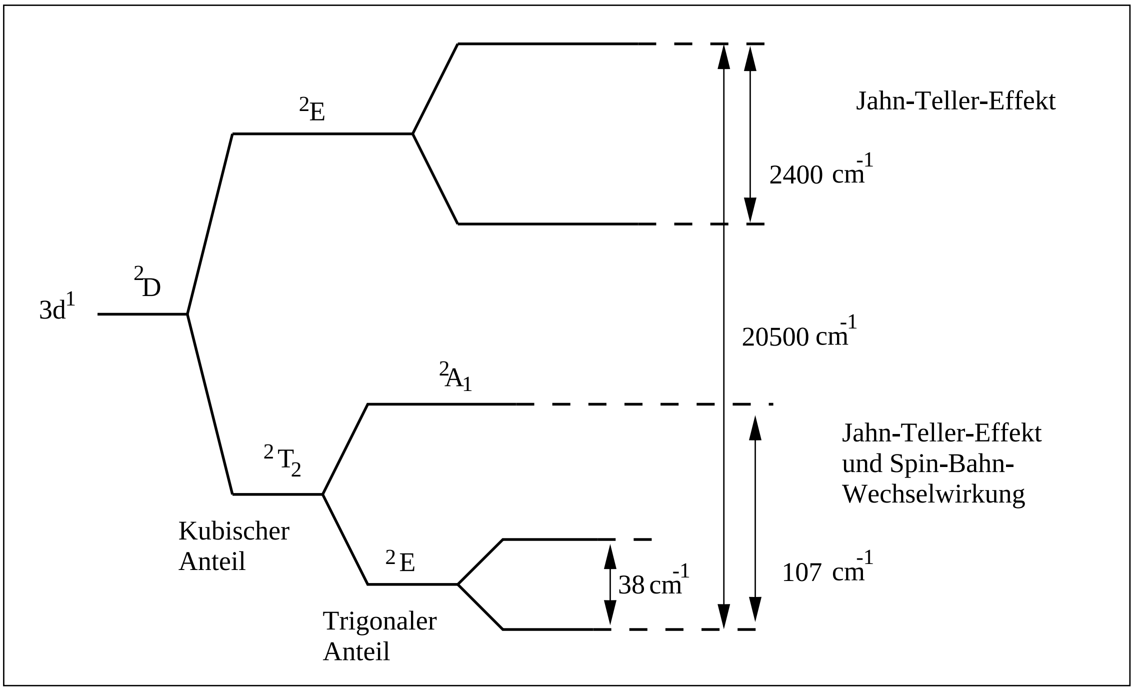


Abbildung 4.3: Energieniveauaufspaltung des Titan-Ions im Titan-Saphir-Kristall [68].

Ein blaugrünes Absorptionsband, welches für die charakteristische rötliche Färbung des Kristalls verantwortlich ist, resultiert aus dem $^2T_2 -^2 E$-Übergang. Dieser ist durch die Kopplung an die Phononen des Wirtsgitters stark verbreitert. Man spricht in diesem Fall von vibronischer Kopplung [3]. Diese vibronische Kopplung ist das eigentliche charakteristische Merkmal des Titan-Saphirs als Lasermaterial und ermöglicht erst die Abstimmbarkeit der Wellenlänge.
Das Termschema des Titan-Saphir-Lasers entspricht dem eines Vier-Niveau-Lasers. Die Gleichgewichtslagen des Grundzustandes $^2T_2$ und des angeregten Zustandes $^2E$ sind durch die Kopplung des $Ti^{3+}$-Ions mit seiner Umgebung um die *Franck-Condon-Verschiebung* $\delta$ verschoben (Abb. 4.4). Die Konfigurationskoordinate ist dabei eine Maß für die Abweichung von der Gleichgewichtslage. Diese ändert sich während des Absorptions- bzw. Emissionsüberganges nicht (*Franck-Condon-Prinzip*). Es folgt eine Relaxation in das Potentialminimum des entsprechenden Niveaus. Die Verbreiterung der vibronischen Übergänge, über die sich die Relaxation vollzieht, steigt mit der *Franck-Condon-Verschiebung*. Die relativ große *Stokes-Verschiebung* zwischen Absorption und Emission erklärt sich aus der im angeregten Zustand größeren Deformation des Oktaeders, hervorgerufen durch den statischen *Jahn-Teller-Effekt* und der damit verbundenen höheren Übergangswahrscheinlichkeit (*Franck-Condon-Faktoren*) für niedrige Photonenenergien in der Emission.

### 4.2.3 Verluste durch Fremdabsorption

Neben der Absorption im Spektralbereich von 400 bis 600 nm (vgl. Abb. 4.1) gibt es eine Reihe von Absorptionsbanden im ultravioletten (UV) und infraroten (IR) Bereich, die die Lasereffizienz reduzieren. Ein breites Absorptionsband von 155 bis 225 nm wird dem Ladungstransfer zwischen dem $Ti^{3+}$-Ion und einem der umgebenden Sauerstoffatome zugeordnet [35]:

$$Ti^{3+} + O^{2-} \rightarrow Ti^{2+} + O^{-} \tag{4.1}$$

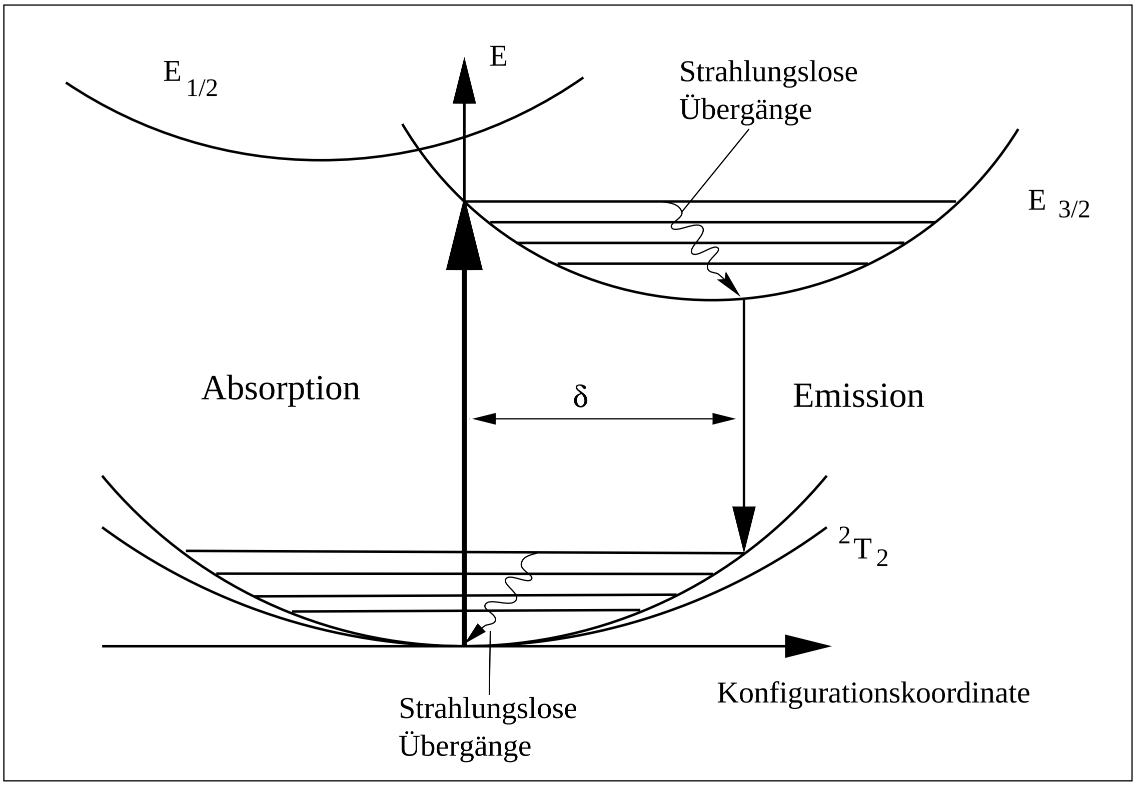


Abbildung 4.4: Termschema eines Vier-Niveau Lasers (Titan-Saphir) [68].

Da hierdurch die am Laserprozeß beteiligten Ionen reduziert werden, ist diese Art der UV-Absorption unter allen Umständen zu vermeiden. Weitere Absorptionsbanden im UV-Bereich um ca. 317 nm werden dem Ladungstransfer, der Absorption von $Ti^{4+}$-Ionen und Defektstellen zugeordnet [3] [35]. Durch die Verwendung von geeigneten Materialien kann der UV-Anteil des Pumplichtes geblockt oder konvertiert werden (vgl. Abschnitt 4.4.1).
Für den Laserbetrieb sind die Einflüsse der IR-Absorptionen im Spekralbereich von 700 bis 1200 nm von größerer Bedeutung [3] [35]. Es konnte gezeigt werden, daß diese IR-Absorptionen von der Konzentration der $Ti^{3+}$-Ionen im Laserkristall abhängen. Mit steigender Konzentration der $Ti^{3+}$-Ionen wachsen diese breitbandige IR-Absorptionen quadratisch an, aufgrund einer Absorption von $Ti^{3+} - Ti^{4+}$ Paaren. Das $Ti^{4+}$-Ion entsteht durch Oxidation bereits während des Kristallwachstums in der Schmelze. Durch ein mehrstündiges Aufheizen ($\approx 40\ h$) des Kristalles nahe des Schmelzpunktes ($> 1800$ K) in einer reduzierten Ar-Atmosphäre ist dieser Prozeß reversibel und $Ti^{4+}$ läßt sich zu $Ti^{3+}$ reduzieren. Ein deutliches Absinken der IR-Absorptionen um bis zu einer Größenordnung ist die Folge. Darüberhinaus werden durch diese Behandlung Fehlstellen im Kristall (Streuzentren und Blasen) beseitigt, wodurch die optische Qualität des Kristalls verbessert wird [2].

### 4.2.4 Temperaturverhalten

Durch die starke Elektronen-Phononenkopplung nimmt die Zahl der strahlungslosen Übergange vom oberen zum unteren Laserniveau mit steigender Temperatur zu. Dieses Verhalten wurde zuerst von *Albers et al.* untersucht [3]. Bis etwa 200 K beträgt der Quantenwirkungsgrad (Verhältnis von absorbierten zu strahlend emittierten Photonen) nahezu 1 und sinkt bei Raumtemperatur auf einen Wert von 0.8 ab. Bei noch höheren Temperaturen erfolgt aufgrund der strahlungslosen Übergänge ein deutlich stärkeres absinken. In Abbildung 4.5 ist die Fluoreszenzlebensdauer des angeregten Zustandes (oberes Laserniveau $E^2$) in Abhängigkeit von der Temperatur aufgetragen. Bei Zimmertemperatur (300 K) beträgt die Fluoreszenzlebensdauer etwa $\tau = 3.2\ \mu s$ und sinkt bei steigenden Temperaturen weiter ab. Für den Laserbetrieb bedeutet dies, daß speziell beim optischen Pumpen mit Blitzlampen der Laserkristall auf Raumtemperatur gehalten werden sollte, um eine hohe Quanteneffizienz zu gewährleisten. Durch die gute Wärmeleitfähigkeit des Titan-Saphir-Kristalls von 42 W/mK werden keine erhöhten Ansprüche an die Kühlung gestellt. Typischerweise erfolgt die Kühlung des Kristalles durch Wasser, Peltier-Elemente oder durch einen wassergekühlten Kupferblock.

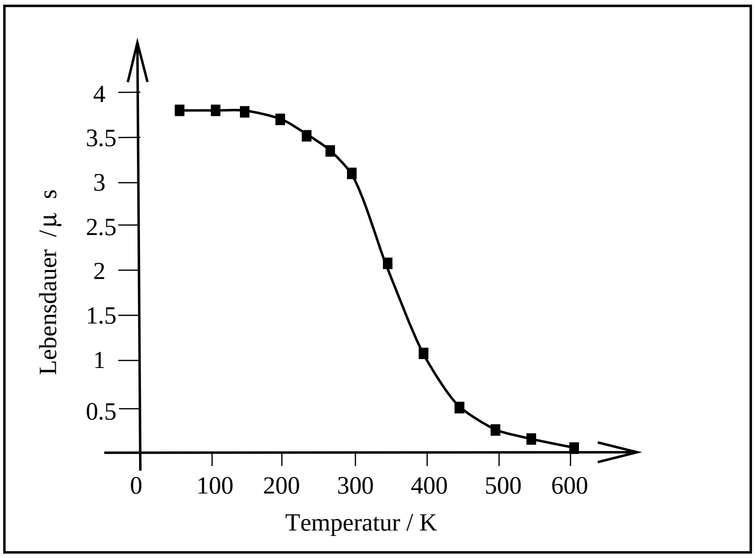


Abbildung 4.5: Fluoreszenzlebensdauer des angeregten Zustandes des Titan-Ions im Saphir-Wirtsgitter als Funktion der Temperatur [34].

### 4.2.5 Charakteristische Kenngrößen

#### Optische Qualität des Kristalls

Ein einfaches Maß für die optische Qualität eines Laserkristalls wird durch die sogenannte *figure of Merit* (FOM) bestimmt. Die FOM ist definiert als Quotient der Absorptionskoeffizienten im Absorptionsmaximum der Pumpwellenlänge und im Emissionsmaximum des Verstärkungsprofils:

$$FOM = \frac{\alpha_{(514)}\ nm}{\alpha_{(800)}\ nm}. \qquad (4.2)$$

Der Absorptionskoeffizient $\alpha_{(\lambda)}$ ergibt sich dabei durch die Messung von einfallender Intensität $I_O$ und transmittierter Intensität $I_T$:

$$\alpha_{(\lambda)} = \frac{1}{d}\ ln(\frac{I_O}{I_T}), \qquad (4.3)$$

wobei d die geometrische Länge des Kristalls darstellt. Um einen hohen Absorptionskoeffizienten im Bereich der Pumpwellenlänge (400-600 nm) und eine hohe Verstärkung für die Laserstrahlung zu erhalten, ist eine möglichst hohe $Ti^{3+}$-Ionen-Konzentration wünschenswert. Mit der

Erhöhung der Konzentration der $Ti^{3+}$-Ionen steigt aber gleichzeitig die IR-Absorption im Bereich des Emissionsmaximums quadratisch an und die FOM sinkt [61]. Grund hierfür ist die Bildung von Absorptionsbanden im Emissionsmaximum des Verstärkungsprofils durch das $Ti^{4+}$-Ion (vgl. Abschnitt 4.2.3)
Wegen der mit steigender Dotierung zunehmenden Fremdabsorption werden zur Zeit nur Kristalle mit einer Dotierung von $0.08 - 0.15$ Gewichtsprozent ($150 < FOM < 300$) verwandt, statt die maximale Dotierung von 0.24 Gewichtsprozent auszunutzen [35]. Vergleicht man diesen Wert zum Beispiel mit dem YAG-Kristall, der üblicherweise mit 0.725 Gewichtsprozent Nd dotiert wird, ist dies eine um den Faktor fünf geringere Dotierung [32].

### Die thermische Linse

Beim optischen Pumpen wird der Titan-Saphir-Kristall zum einen durch die Energiedifferenz zwischen Absorptions- und Emissionsband aufgeheizt. Der Energieübertrag erfolgt durch Phononenerzeugung in den strahlungslosen Übergängen. Zum anderen absorbiert der Kristall IR-Pumplicht, welches nicht im Spektrum der Absorptionsbanden liegt. Auch dieser Effekt bewirkt ein Aufheizen des Kristalls. Das den Laserstab umspülende Kühlmittel bewirkt nun eine schnellere Abkühlung der Kristallwände im Vergleich zum Kristallkern. Es bildet sich vorübergehend ein Temperaturgradient aus. Ist die Dauer zwischen zwei Laserpulsen kleiner als die Abkühlzeit des Laserkristalles, stellt sich, ähnlich wie in einem kontinuierlich betriebenen Laser, ein dauerhafter Temperaturgradient ein [32]. Die thermische Zeitkonstante ergibt sich dabei zu [34]:

$$\tau = \frac{r^2 c\gamma}{K}, \tag{4.4}$$

mit

$$\begin{aligned} \tau &= \text{thermische Zeitkonstante,} \\ \mathrm{r} &= \text{Radius des Laserkristalls,} \\ \mathrm{c} &= \text{spezifische Wärmekapazität,} \\ \gamma &= \text{Dichte des Kristalls,} \\ K &= \text{thermische Leitfähigkeit.} \end{aligned}$$

Wird der Laser bei einer Wiederholungsfrequenz $1/\tau_w$, die gößer als die thermische Zeitkonstante $\tau$ ist, betrieben, so stellt sich im Kristall keine homogene Temperaturverteilung ein. Die inhomogene Temperaturverteilung und die damit verbundene Beanspruchung des Kristalls führen in Abhängigkeit von der Heizrate zu einer radialen Änderung des Brechungsindex $\Delta n_r$ [10]:

$$\Delta n_r = -\frac{Q}{4K}\frac{dn}{dT}\, r^2, \tag{4.5}$$

mit

$$\begin{aligned} n &= \text{Brechungsindex,} \\ T &= \text{Temperatur,} \\ r &= \text{Radius des Kristalls,} \\ Q &= \text{Heizrate.} \end{aligned}$$

Durch die quadratische Variation des Brechungsindex mit dem Radius wirkt der Laserstab auf das sich ausbreitende Licht wie eine sphärische Linse. Der Einfluß dieses Effekts auf den im Resonator umlaufenden Laserstrahl muß daher bei der Planung eines Laserresonators mit einbezogen und kompensiert werden, um einen stabilen Resonator zu erhalten.

## 4.3 Der Cr:LiSAF-Laserkristall

Der Cr:LiSAF-Kristall wurde zum erstenmal 1989 von *Payne et al.* im Lawrence Livermore National Laboratory synthetisiert [50]. Dort wurde auch der erste, mit einem Krypton-Ionen-Laser gepumpte Cr:LiSAF-Laser gebaut. Seit dieser Zeit haben weltweit verschiedene Arbeitsgruppen und einige Hersteller von Lasersystemen weitergehende Untersuchungen an diesem Laserkristall durchgeführt mit dem Ziel, neue Laser zu konzipieren und die Qualität des Kristalles zu verbessern.

### 4.3.1 Kristallstruktur

In Abbildung 4.6 ist die Elementarzelle des $LiSrAlF_6$ dargestellt. Der Übersichtlichkeit halber sind nur ein $LiF_6$-, ein $SrF_6$- und ein $AlF_6$-Oktaeder eingezeichnet und die übrigen F-Ionen weggelassen worden. Die $SrF_6$-Gruppen sind voneinander isoliert und nur durch die $LiF_6$- oder $AlF_6$-Oktaeder über Ecken verbunden, so daß sich ein dreidimensionales Oktaedernetz ergibt. In der hexagonalen Ebene ist jede $AlF_6$-Gruppe mit $LiF_6$-Oktaedern über gemeinsame Kanten verknüpft.
Die Struktur des $LiSrAlF_6$-Kristalls wird durch Ebenen gebildet, die Strontium-Atome enthalten (Abb. 4.6 aus [73]) [38]. Zwischen den Ebenen befinden sich die Lithium- und Aluminium-Atome, jeweils von sechs Fluor-Atomen umgeben, die näherungsweise einen Oktaeder bilden. Die Abweichung von der Form eines Oktaeders entsteht dadurch, daß die Ebenen, die sechs Fluor-Atome über und unter dem Aluminium-Atom enthalten, viel näher an der Ebene des Aluminum-Atoms liegen als sie in einem Oktaeder liegen würden. Diese Verschiebung bewirkt eine trigonale Verzerrung der oktaedrischen Symmetrie. Eine weitere Verzerrung des Oktaeders wird durch die Rotation der drei oberen Fluor-Atome im Uhrzeigersinn und der drei unteren Fluor-Atome entgegen des Uhrzeigersinns verursacht. Solch eine Verschiebung der Position der Fluor-Atome zerstört die Inversionssymmetrie.
Die Dotierung des LiSAF-Wirtskristalls erfolgt durch die Ersetzung der Aluminium-Atome durch Chrom-Atome. Dabei werden sehr hohe Konzentrationen von Chrom-Atomen im Wirtskristall erzielt. Dies geschieht ohne Beeinträchtigung der Kristalleigenschaften. Es wird vermutet, daß der Grund für diese charakteristische Eigenschaft die Tatsache ist, daß die ausgetauschten Atome, die nahe beieinander liegen, sich kein gemeinsames Fluor teilen müssen und somit in gewisser Weise isoliert sind. Solche Isolationen minimieren Paar-Effekte, die bei hohen Konzentrationen für Qualitätseinbußen des Kristalls verantwortlich sind [19].

### 4.3.2 Physikalische Eigenschaften

Der LiSAF-Wirtskristall wird mit dem $Cr^{3+}$-Ion dotiert und besitzt die chemische Formel $Cr^{3+} : LiSrAlF_6$. Die Dotierung erfolgt durch Ersetzen des Al-Ions im Wirtskristall durch das Cr-Ion. Der Schmelzpunkt des Materials liegt bei ca. $800°C$ (im Vergleich dazu $2050°C$ für Titan-Saphir) und vereinfacht damit die Züchtung des Kristalls. Die Kristalle werden mit der *Czochralski*-Methode hergestellt (vgl. Abschnitt 4.2.1). Mit diesem Verfahren werden heute Kristalle mit einer Länge von 1 bis 200 mm und einem Durchmesser von 2 bis 25 mm gezüchtet. Aufgrund der räumlichen Struktur des LiSAF-Wirtskristalls sowie der Tatsache, daß das $Al^{3+}$-Ion und das $Cr^{3+}$-Ion nahezu gleich groß sind, ist es möglich, den Wirtskristall mit einem prozentualen Anteil $> 40$ % mit Chrom-Ionen zu dotieren. Trotz dieser hohen Dotierung erfolgt kein Absinken der Lebensdauer des oberen angeregten Laserniveaus. Alexandrit z.B., das auch mit $Cr^{3+}$-Ionen dotiert wird, gestattet dagegen nur eine Dotierung von maximal 0.3 %.
Cr:LiSAF ist ein doppelbrechender Kristall mit relativ geringem Brechungsindex. Für den ordentlichen und den außerordentlichen Brechungsindex ergeben sich bei einer Wellenlänge von

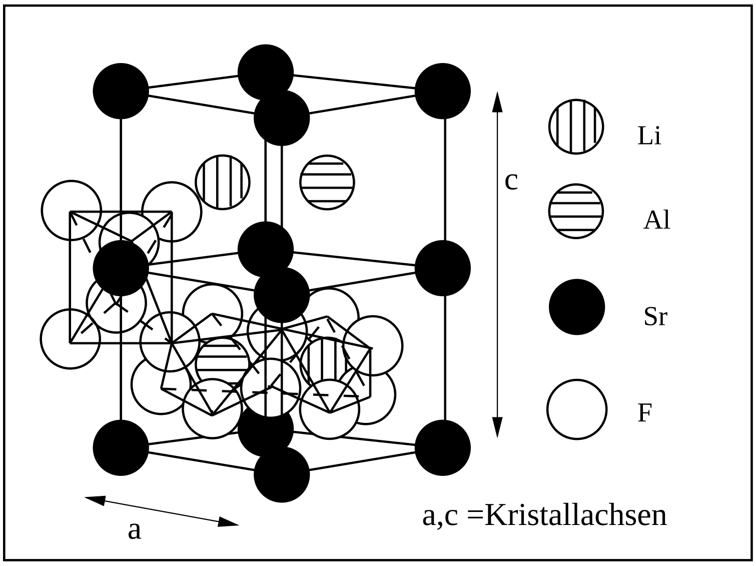


Abbildung 4.6: Die Elementarzelle des LiSAF [73].

850 nm folgende Werte: $n_a = 1.4054$ und $n_c = 1.4075$.
Die thermische Leitfähigkeit des Cr:LiSAF beträgt 3.1 W/cmK parallel zur Achse c und ist damit viermal kleiner als die des YAG und vierzehnmal kleiner als die des Titan-Saphir-Kristalls. Trotzdem ist die thermische Leitfähigkeit groß genug, den Kristall bei Anwendungen mit hohen Leistungen effizient kühlen zu können. Die thermischen Expansionskoeffizienten für die beiden Kristallachsen sind unterschiedlich und differieren stark (siehe Tabelle: 4.3). Die Variation des Brechungsindexes mit der Temperatur besitzt einen negativen Wert ($dn/dT = -4.0 \cdot 10^{-6} \parallel c$ und $-2.5 \cdot 10^{-6} \ \perp c$). Eine negative Variation des Brechungsindexes mit der Temperatur minimiert die Effekte der thermisch induzierten Linse. Aufgrund des geringen Wertes der thermischen Linse und des geringen nichtlinearen Brechungsindex eignet sich der Cr:LiSAF sowohl für Anwendungen mit einer hohen mittleren Leistung als auch für Anwendungen mit einer hohen Spitzenleistung. Der nichtlineare Brechungsindex bewirkt eine Unterdrückung des Effekts der Selbstfokussierung des Laserstrahls, der zu Zerstörungen der optischen Elemente im Resonator führen kann.
Eine charakteristische Eigenschaft von Fluoriden ist die leichte Zerbrechlichkeit. Auch der Cr:LiSAF-Kristall besitzt diese Eigenschaft. Durch diese Tatsache wird die Verwendung des Kristalles auf rein wissenschaftliche Anwendungen beschränkt bleiben, da die Industrie aus Wartungsgründen nur Interesse an robusten Kristallen besitzt. Entsprechend erfolgt die Erforschung des Kristalles in letzter Zeit nur langsam [29].

### 4.3.3 Spektroskopische Eigenschaften

Das Absorptions- und Emissionsspektrum des Cr:LiSAF ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Da der Wirtskristall uniaxial ist, ist sowohl das $\pi$- als auch das $\sigma$-polarisierte Laserlicht dargestellt. Das Absorptionsspektrum des Cr:LiSAF besitzt zwei prinzipielle Absorptionsbanden, eine im blauen durch den Übergang zwischen den Niveaus $^4A_2 \rightarrow^4 T_1$ (380-480 nm, vgl. Abb. 4.8 aus [11]) und eine im gelbroten, die dem Übergang zwischen den Niveaus $^4A_2 \rightarrow^4 T_2 (550 - 700\ nm)$ entspricht. Dieses charakteristische Spektrum eröffnet eine Vielzahl von Pumpmöglichkeiten des Cr:LiSAF-Kristalls. Eine weitere charakteristische Eigenschaft des Kristalls ist die relativ lange Lebensdauer des angeregten Laserniveaus von 67 $\mu s$ (im Vergleich Ti:Sa 3 $\mu s$). Die lange Lebensdauer des angeregten Laserniveaus gestattet ein effizientes Pumpen mit Blitzlampen. Genau

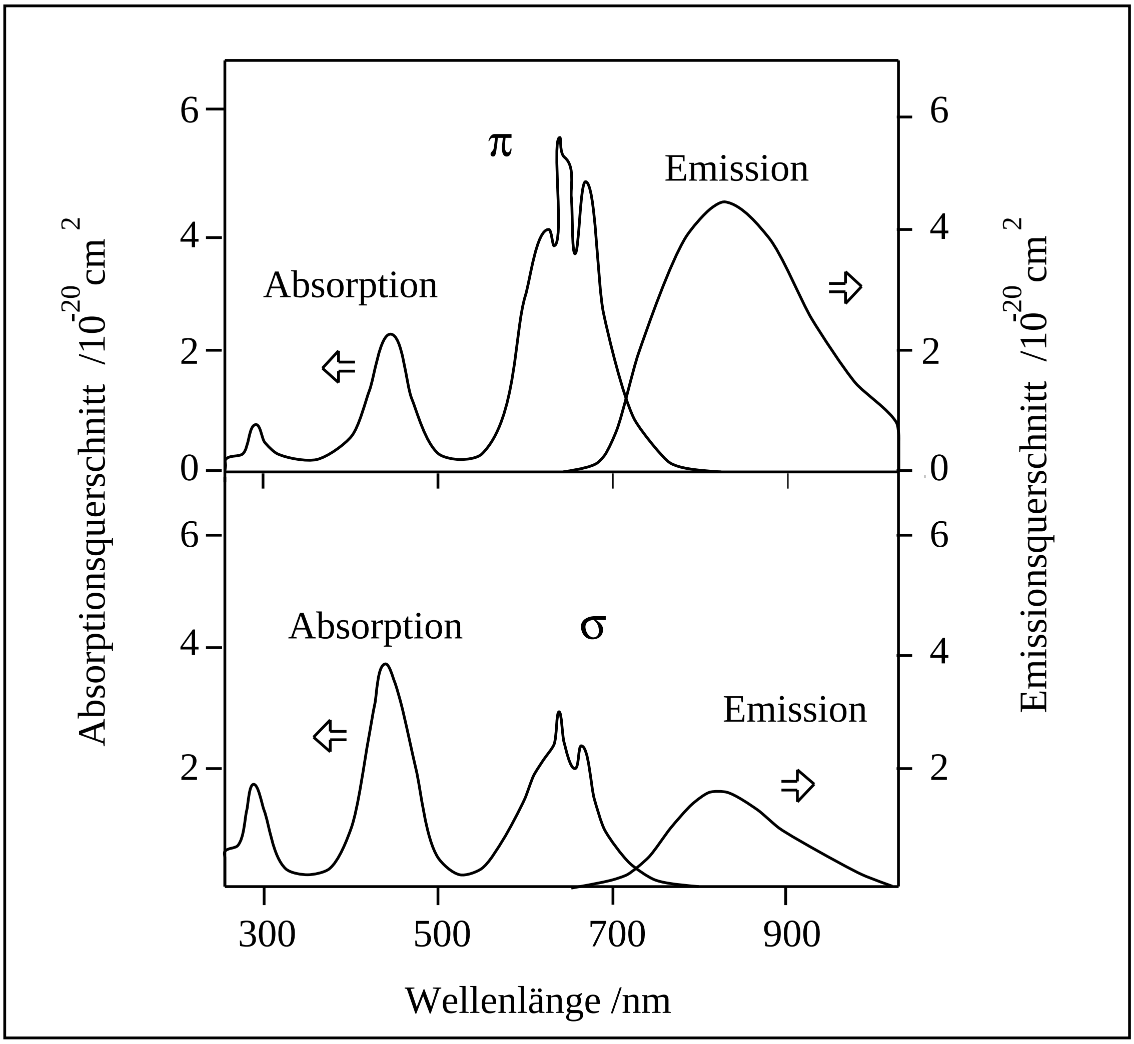


Abbildung 4.7: Absorptions- und Emissionsspektrum des Cr:LiSAF von parallel ($\pi$) und senkrecht ($\sigma$) zur c-Achse polarisiertem Licht nach nach [39].

wie der Titan-Saphir-Kristall läßt sich der Cr:LiSAF-Kristall mit verschiedenen Lasern pumpen. Interessant ist jedoch vor allem die Möglichkeit, den Kristall im Bereich des zweiten Absorptionsbandes (550-700 nm) direkt mit Diodenlasern bei 670 nm zu pumpen, im Gegensatz zum Titan-Saphir, wo dieses nicht möglich ist.

Das Emissionsspektrum des Cr:LiSAF entspricht dem Übergang $^4T_2 \rightarrow ^4 A_2$. Im Wellenlängenbereich von 700 bis 1000 nm ist der Kristall durchstimmbar, mit einem Emissionsmaximum bei 830 nm. Dort ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt der induzierten Emission von $4.8 \cdot 10^{-20}$ $cm^2$ für $\pi(E \parallel c)$ und $1.8 \cdot 10^{-20}$ $cm^2$ für $\sigma(E \perp c)$. Genau wie beim Titan-Saphir-Kristall wird der relativ große Durchstimmbereich durch die vibronische Kopplung verursacht (vgl. Abschnitt 4.2.2).

Aufgrund seines großen durchstimmbaren Bereichs ist auch dieser Laserkristall ideal für Kurzpuls-Anwendungen geeignet (vgl. Kapitel 8).

### 4.3.4 Diodengepumpter Cr:LiSAF

Das breite Absorptionsband von 550 bis 700 nm ermöglicht das direkte Pumpen des Cr:LiSAF-Kristalls mit Laserdioden bei ca. 670 nm. Das Absorptionsband ist so breit, daß eine Tempera-

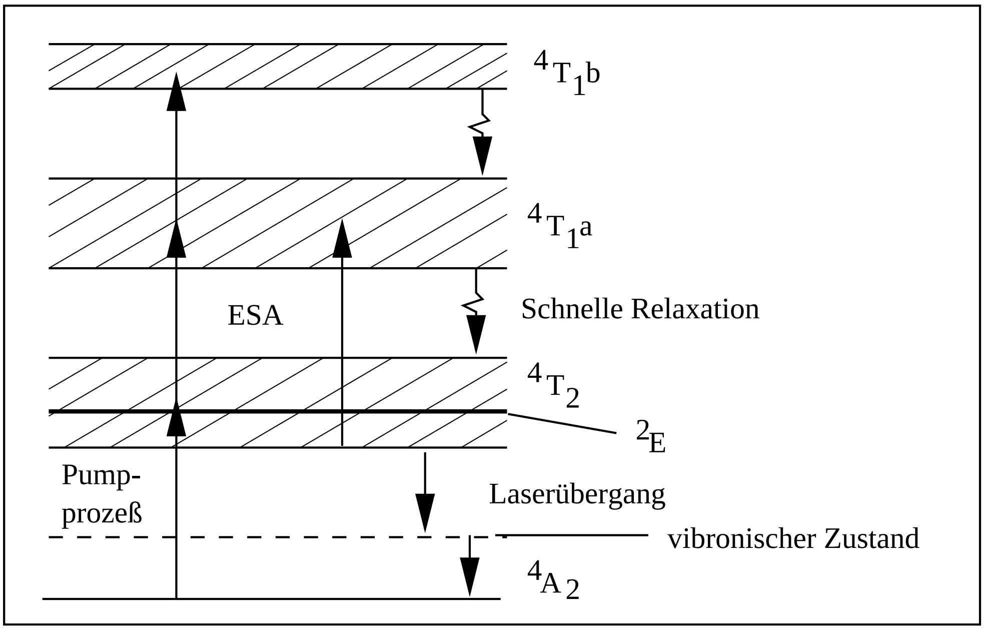


Abbildung 4.8: Elektronenübergang zwischen den Energieniveaus des Chrom-Ions [11].

turstabilisierung der Dioden nicht notwendig ist. Das Produkt von Lebensdauer und Wirkungsquerschnitt der induzierten Emission des Cr:LiSAF ist das größte aller mit Chrom dotierten Lasermaterialien. Diese Eigenschaft und die Möglichkeit, den Kristall mit einer hohen Konzentration von Chrom-Ionen zu dotieren, sind die Voraussetzungen für ein effizientes Pumpen mit Dioden. Der erste diodengepumpte Cr:LiSAF-Laser wurde von *Scheps* gebaut [62]. Dieser Laser wurde mit GaInP/AlGaInP-Dioden bei 667 nm gepumpt und emittierte bei 834 nm. Ein anderes Konzept basiert darauf, den Kristall bei 750 nm mit AlGaAs-Dioden zu pumpen. Trotz des geringen Absorptionsquerschnitts von $\sigma = 0.015 \cdot 10^{-20}$ $cm^2$ bei dieser Wellenlänge kann dabei wegen der hohen Dotierung des Cr:LiSAF eine effiziente Absorption erreicht werden [52] [55].

### 4.3.5 Auflösungsrate des Kristalls

Erste Experimente mit blitzlampengepumpten Cr:LiSAF-Lasersystemen zeigten eine überraschend hohe Auflösung des Kristalls in wassergekühlten Pumpkammern [54]. Die Auflösungsrate betrug etwa 0.24 mg/$(cm^2\ Tag)$ und schien den Einsatz dieses Laserkristalls zu limitieren. Basierend auf diesen Beobachtungen wurde eine Serie von Experimenten durchgeführt, um die Auflösungsrate in Abhängigkeit von der Temperatur und dem pH-Wert zu bestimmen [53]. Einige dieser Meßergebnisse sind in Tabelle 4.1 dargestellt. Die Auflösungsrate von verschiedenen Laserkristallen wurde in einem mit deionisiertem Wasser gefüllten statischen Behälter bei 50°C und einem pH-Wert von 5.06 bestimmt. Wie man der Tabelle entnimmt ist die Auflösungsrate des Cr:LiSAF-Kristalls etwa 100 mal größer als die des YLF-Kristalles. Durch die Verwendung einer 1:1 Lösung aus Äthylenglycol und deionisiertem Wasser konnte die Auflösungsrate um den Faktor 20 auf 0.14 mg/$(cm^2\ Tag)$ reduziert werden (Tab. 4.2). Eine weitere Reduzierung der Auflösungsrate wurde durch die Verwendung von deionisiertem Wasser mit einem pH-Wert 7 erzielt. Hierbei sank die Auflösungsrate um den Faktor 100 auf einen Wert kleiner als 0.03 mg/$(cm^2\ Tag)$. Ein Experiment mit fließendem Wasser, welches die Bedingungen im Laserbetrieb simulieren sollte, bestätigte diese Ergebnisse.

Die Experimente zeigten, daß das Auflösungsproblem des Cr:LiSAF-Kristalls durch die Pufferung des pH-Wertes zwischen 6.18 und 7.83, bei einer Temperatur von $22°C$ im Kühlsystem, zu lösen ist. Dadurch wird jedoch ein erheblicher Aufwand für die Kühlung, d.h. die Kontrollierung und

| Lasermaterial | Auflösungsrate in mg/($cm^2$ Tag) |
|---|---|
| YLF ($LiYF_4$) | 0.03 |
| $CaF_2$ | 0.08 |
| LiCAF ($LiCaAlF_6$) | 0.24 |
| $SrF_2$ | 0.38 |
| LiSAF ($LiSrAlF_6$) | 2.70 |
| LiSGAF ($LiSrGaF_6$) | 5.00 |

Tabelle 4.1: Auflösungsrate einiger Lasermaterialien in deionisiertem Wasser [49].

| Lösung | Temperatur /$°C$ | Auflösungsrate in mg/($cm^2$ Tag) |
|---|---|---|
| Deionisiertes Wasser (DI) | 50 | 2.6 |
| DI/Äthylenglycol | 50 | 0.14 |
| DI | 25 | 0.64 |
| DI/Äthylenglycol | 25 | 0.05 |
| pH 4 | 50 | 1.1 |
| pH 7 | 50 | $< 0.03$ |
| pH 7.10 | 22 | $< 0.001$ |
| pH 7.83 | 22 | $< 0.05$ |
| pH 9.91 | 22 | 3.5 |
| pH 10 | 50 | 2.3 |

Tabelle 4.2: Der Einfluß veschiedener Lösungen bei unterschiedlichen Temperaturen auf die Auflösungsrate des Cr:LiSAF-Kristalles [49].

Stabilisierung des pH-Wertes des Kühlmittels, verursacht.
Die beobachtete Abhängigkeit des pH-Wertes von der Auflösungsrate des Cr:LiSAF-Kristalls in Wasser wird durch die amphoterische Eigenschaft des $Al^{3+}$-Ions verursacht. Das $Al^{3+}$-Ion löst sich sowohl in sauren als auch in basischen Lösungen auf und die Auflösungsrate besitzt bei pH 7 ein Minimum. Das $Al^{3+}$-Ion hat daher einen kontrollierenden Einfluß auf die Auflösungsrate, wahrscheinlich als Konsequenz seiner zentralen Rolle bei der Stabilisierung des Kristalls [53].

### 4.3.6 Temperaturverhalten des Kristalls

Beim Cr:LiSAF-Kristall ist nur eine geringfügige Beeinträchtigung der Lebensdauer mit steigender Temperatur (bis ca. 300 K) zu beobachten [51].
Oberhalb einer bestimmten Temperatur kommt es jedoch zu einem dramatischen Absinken der Lebensdauer. Dieser Effekt wird durch nichtstrahlende Zerfälle verursacht. Für Übergangsmetalle wie $Cr^{3+}$ erfolgen diese nichtstrahlenden Zerfälle durch den Übergang des angeregten Ions aus dem angeregten vibronischen Zustand des $^4T_2$-Niveaus in den hoch angeregten vibronischen Zustand des elektronischen $^4A_2$-Grundzustandniveaus [65].
Die kritische Temperatur des Cr:LiSAF-Kristalls beträgt etwa $70°C$. Bei dieser Temperatur erfolgt eine Halbierung der Lebensdauer des angeregten Laserniveaus und damit ein schnellerer Abbau der Besetzungsinversion. Dieser Effekt muß daher bei der Konstruktion eines Cr:LiSAF-Lasers beachtet werden, vor allem bei Anwendungen, die eine hohe mittlere Leistung erfordern. Bedingt durch die Auflösung des Kristalls (vgl. Abschnitt 4.3.5) und den damit verbundenen

Anforderungen an das Kühlsystem sowie der Temperaturabhängigkeit der Lebensdauer sollte der Kristall daher bei Zimmertemperatur betrieben werden.

### 4.3.7 Verluste durch Fremdabsorption

Die Lasereigenschaften des Cr:LiSAF-Kristalls werden im wesentlichen durch drei Arten von Fremdabsorptionen beeinträchtigt: Durch die Absorption im Grundzustand, die sogenannte *upconversion* und die Absorption in angeregte Zustände (engl. *excited state absorption* (ESA)). Der Bereich der Absorption im Grundzustand kann der Abbildung 4.7 entnommen werden. Die Absorption im Grundzustand entsteht durch die Überlappung des Absorptions- und Emissionsspektrums. Für Wellenlängen bis etwa 800 nm ist die Absorption im Grundzustand der Effekt, der die Lasereigenschaften des Materials am stärksten beeinträchtigt. Für Wellenlängen oberhalb von 800 nm ist diese Absorption vernachlässigbar.
Bei der *upconversion* wechselwirken zwei angeregte Cr-Ionen in ihren metastabilen $^4T_2$ Zuständen miteinander. Dabei wird die Energie des einen Ions auf das andere Ion übertragen. Das Ion, welches seine Energie abgegeben hat, geht in den Grundzustand $^4A_2$ über, während das andere Ion in einen höherenergetischen Zustand $^4T_1$ übergeht. Von dort erfolgt die Relaxation durch einen nichtstrahlenden Übergang in den $^4T_2$ Zustand [6]. Das absorbierte Quant trägt zum Aufheizen des Kristalls bei und ist dem Pumpprozeß verloren gegangen.
Die Absorption in angeregte Zustände (ESA) ist der Verlustmechanismus beim Cr:LiSAF Kristall mit dem größten Einfluß auf die Lasereigenschaften. ESA reduziert die Kleinsignal-Verstärkung g signifikant, welche in Anwesenheit von ESA wie folgt definiert ist:

$$g = N\ (\sigma_e - \sigma_{ESA}), \tag{4.6}$$

mit N der Populationsdichte des angeregten Zustandes, $\sigma_e$ als Wirkungsquerschnitt der induzierten Emission und $\sigma_{ESA}$ dem Wirkungsquerschnitt der Absorption in angeregte Zustände. Für $\pi$ polarisiertes Licht ergibt sich bei einer Wellenlänge von 845 nm ein $\sigma_e = 4.8 \cdot 10^{-20}\ cm^2$, welcher durch ESA um etwa 33 % reduziert wird. Damit ergibt sich ein effektiver Emissionsquerschnitt von $\sigma_{eff} = (\sigma_e - \sigma_{ESA})$ von $3.2 \cdot 10^{-20}\ cm^2$. Im Vergleich zur ESA ist der Einfluß der Grundzustandsabsorbtion zu vernachlässigen. Theoretisch sollte es möglich sein, den Einfluß der ESA durch stärkeres Pumpen zu minimieren. Da die *upconversion* eine quadratische Abhängigkeit von der Besetzungsdichte des angeregten Laserniveaus besitzt, steigt ihr Wert bei höheren Pumpdichten. Dabei werden Werte in der Größenordnung der ESA erreicht. Die *upconversion* reduziert somit die maximale Verstärkung des Cr:LiSAF-Kristalls, d.h. begrenzt die Pumpeffektivität. Die maximale Verstärkung ergibt sich etwa zu einem Faktor 5. ESA und *upconversion* können durch die Verwendung von langen Laserkristallen und langen Pumppulsen auf akzeptable Werte begrenzt werden.
Im Bereich des Absorptionsspektrums (500 nm) befindet sich ein weiterer ESA-Bereich mit einer Breite von etwa 100 nm und einem Absorptionsquerschnitt von $3.0 \cdot 10^{-20}\ cm^2$. Dieser entspricht dem Übergang zwischen den angeregten Zuständen $^4T_2 -^4 T_1 b$. Dieser Effekt führt jedoch nicht zu einer signifikanten Beeinträchtigung der Lasertätigkeit [8].

In Tabelle 4.3 sind abschließend einige charakteristische Kenngrößen des Titan-Saphir- und des Cr:LiSAF-Kristalls zusammengestellt.

## 4.4 Pumpkonzepte von Festkörperlasern

In optisch gepumpten Festkörperlasern muß die Pumpquelle ein Maximum der Energie im Spektralbereich zur Verfügung stellen, in welchem die Absorptionsbanden des laseraktiven Materi-

| | | Ti:Saphir | Cr:LiSAF |
|---|---|---|---|
| Physikalische Eigenschaften | Chemische Formel | $Ti^{3+} : Al_2O_3$ | $Cr^{3+} : LiSrAlF_6$ |
| | Kristallstruktur | hexagonal | trigonal |
| | Schmelzpunkt $/°C$ | 2050 | 766 |
| | Dichte in g/$cm^3$ | 3.987 | 3.45 |
| | thermischer Expansionskoeffizient /x$10^{-6}/K$ | $\parallel c$: 7.15<br>$\perp c$: 6.65 | $\parallel c$: -10<br>$\perp c$: 25 |
| | thermische Leitfähigkeit in W/cmK | 0.42 | $\parallel c$: 0.031<br>$\perp c$: 0.030 |
| | maximale Dotierung in Gewichtsprozent | 0.24 | $>$ 40 |
| | Auflösungsrate in Wasser in mg/($cm^2$ Tag) | Effekt ist nicht bekannt | 0.24 |
| Optische Eigenschaften | Fluoreszenzlebensdauer in $\mu s$ | 3.2 | 67 |
| | Wellenlänge im Emissionsmaximum in nm | 790 | 859 |
| | durchstimmbarer Bereich in nm | 660-1100 | 700-1000 |
| | Wirkungsquerschnitt der ind. Emission $/10^{-19}cm^2$ | 4.1 | 0.5 |
| | Brechungsindex | 1.76 | 1.41 |
| | Streuverluste in $cm^{-1}$ | 0 | 0.002 |
| | dn/dT $/x10^{-6}/C$ | 12.6 | $\parallel c$ : -4.0<br>$\perp c$: -2.5 |
| | Breite des Emissionsbereichs (FWHM) in nm | 230 | 180 |

Tabelle 4.3: Einige charakteristische Kenngrößen des Titan-Saphir- und des Cr:LiSAF-Kristalls.

als liegen. Das laseraktive Material und die Pumpquelle werden dabei so angeordnet, daß das laseraktive Material mit dem bestmöglichen Wirkungsgrad von der Pumpquelle ausgeleuchtet wird. Zum Pumpen von Festkörperlasern werden Blitzlampen oder Laser verwendet. Dabei wird bei den Lasern unterschieden zwischen Diodenlasern, Gaslasern und Lasern die ebenfalls mit Blitzlampen gepumpt werden. In diesem Abschnitt werden die Blitzlampen und die Diodenlaser näher erläutert. Die anderen Laser (d.h. Gaslaser und blitzlampengepumpte Laser) werden an dieser Stelle nicht vorgestellt. Zwar ist es z.B. möglich, den in Abschnitt 4.2 beschriebenen Titan-Saphir-Kristall mit z.B. einem frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser (1064 nm, verdoppelt 532 nm) zu pumpen, jedoch stellen diese Systeme nicht die für die Bonner Anwendung notwendigen Pumpleistungen von etwa 5 kW über einen Zeitraum von ca. 3 $\mu s$ zur Verfügung. Der Grund für diese Leistungsbegrenzung liegt in der Zerstörschwelle von einigen kW der frequenzverdoppelnden Kristalle. Ferner gibt es Probleme bei höheren Repetitionsraten ($> 10\ Hz$), welche durch thermische Effekte im Nd:YAG-Kristall verursacht werden. Auch alle anderen verfügbaren Lasersysteme liefern nicht die benötigten Pumpenergien in entsprechend langen Pumppulsen.

### 4.4.1 Blitzlampengepumpte Systeme

#### Die Blitzlampen

Lineare Xenon-Blitzlampen eignen sich aufgrund ihres Emissionspektrums, ihrer hohen thermischen Belastbarkeit sowie ihrer Zuverlässigkeit und Lebensdauer, im Vergleich zu Krypton-Blitzlampen, im besonderen Maße zum optischen Pumpen von Festkörperlasern. Es wird ein besonders hoher Pumpwirkungsgrad erzielt, wenn Lampe und Laserkristall die gleiche Dimension besitzen [34].

Das Blitzlampenlicht wird im allgemeinen dadurch erzeugt, daß die in einem Kondensator gespeicherte elektrische Energie in der Lampe in Licht umgewandelt wird. Das Xe-Gas wird bei Überschreiten der Durchbruchspannung der Lampe ionisiert und es bildet sich eine Plasmaentladung aus [5]. Das Emissionsspektrum der Xenon-Blitzlampen setzt sich sowohl aus einer Vielzahl unterschiedlicher Linien als auch kontinuierlichen Komponenten vom infraroten bis in den ultravioletten Spektralbereich zusammen [23]. Der für Titan-Saphir und Cr:LiSAF relevante Spektralbereich wird hauptsächlich von Atom- und Ionenlinien des Xe-Gases sowie durch einen kontinuierlichen (Rekombinations-) Anteil dominiert. Bei hohen Leistungsdichten (bis zu 25000 $W/cm^2$) überdeckt der kontinuierliche Anteil das Linienspektrum fast völlig. Die spektrale Verteilung dieser Emission hängt in sehr komplexer Weise von Elektronen- und Ionendichten sowie deren Temperaturen ab [5]. Um eine maximale Ausnutzung des Pumplichtes zu erreichen, ist es beim Titan-Saphir-Kristall notwendig, den Blitzlampenkreis so zu betreiben, daß möglichst viel Pumplicht zwischen 390 und 600 nm (im Bereich des Absorptionsbandes des Kristalls) erzeugt wird. Wegen der kurzen Fluoreszenzdauer des oberen Laserniveaus von $\tau = 3,2\ \mu s$ des Titan-Saphir muß das Pumplicht innerhalb dieser Zeit emittiert werden, um die Verluste durch die spontane Emission gering zu halten. Solche kurzen Entladungsdauern erfordern hohe Pulsströme in der Lampe, welche zu einer Verschiebung des Emissionsspektrums in den UV-Bereich führen [23]. Dadurch kommt es zu einer Reduktion der Lasereffizienz, da nur noch eine teilweise Überlappung des Pumpspektrums mit dem Absorptionsspektrum besteht. Desweiteren führt das UV-Licht zur Bildung von Farbzentren im Laserkristall. Durch den Einsatz von Spektralfiltern läßt sich dieser Effekt korrigieren. Üblicherweise werden Standard-Farbglasfilter, dielektrische Filter oder UV-Licht absorbierende Laserfarbstoffstoffe verwendet. Letztere haben den Vorteil, daß sie im sichtbaren Spektralbereich fluoreszieren und so den Wirkungsgrad der Lampe verbessern. Cer-dotiertes Quarzglas, welches meist als Szintillationsmaterial verwendet wird, erfüllt diese Eigenschaften. Allerdings existiert noch eine Transmission zwischen 220 und 260 nm, die mit Pyrex-Glas geblockt werden muß [49].

Die hauptsächliche Abnutzung und damit eine Abnahme der Lebensdauer der Blitzlampen er-

folgt an der Kathode durch die hohe thermische Belastung und den großen Ladungstransport, hervorgerufen durch die hohen Pulsströme in den kurzen Mikrosekundenentladungen. Beide Faktoren tragen zum Anschmelzen und Abtragen (Verdampfen) der Kathode bei und führen zu deren Erschöpfung. Der entstehende Niederschlag am Entladungsrohr vermindert die optische Energieabgabe [69] [13].
Die hohen Temperaturen der Blitzlampen im Inneren führen zum Anschmelzen und Verdampfen der Quarzröhre der Lampe. Zusätzliche Aufheizung bewirkt das angelagerte Kathodenmaterial sowie der UV-Lichtalterungsprozeß im Quarz. Diese Einflüsse und der hohe Fülldruck der Pumplampen summieren sich mit zunehmender Betriebsdauer zu hohen mechanischen Spannungen im Quarzkolben, welche zum Bruch des Kolbens führen können [13].
Der Abtrag an den Elektroden und des Quarzrohrs führt außerdem zur Verunreinigung der Gasfüllung. Sobald Teilchen des Elektrodenabtrags sich an der Quarzrohrwandung niederschlagen und der Quarz zu verdampfen beginnt, entstehen Silizium-Kationen und Sauerstoff-Anionen. Die negativ geladenen Sauerstoff-Ionen beeinflussen die Trigger-/*Simmerschwelle* und die Entladung der Blitzlampen (vgl. Abschnitt 5.1.1). Besonders hoher Ionengehalt durch Benutzung der Lampe außerhalb ihrer Betriebsparameter (Überlastung der Lampe) führt zu einer Verkürzung der Lebensdauer der Blitzlampen.
Außerdem muß darauf geachtet werden, daß die Blitzlampen so an die Pumpkammer angepaßt werden, daß Ausdehnungen in Durchmesser und Länge möglich sind. Starke Scher- und Zugspannungen an den Lampenenden führen zur Beschädigung der Dichtung der Blitzlampen. Werden diese Effekte nicht beachtet, verkürzt sich die Lebensdauer der Blitzlampen um 50 % [13].

### Die Pumpkammer

Die Laserpumpkammer oder auch Kavität hat einen zentralen Einfluß auf den Gesamtwirkungsgrad des Lasersystems. Um eine maximale Ausnutzung des Pumplichtes zu gewährleisten, muß bei der Konzeption der Kavität darauf geachtet werden, daß alle dem Pumplicht ausgesetzten Materialien und Oberflächen in ihrem Transmission- und Reflexionsverhalten den spektralen Eigenschaften des Laserkristalles und der Pumpquelle angepaßt sind. Desweiteren sollte die räumliche Anordnung aller verwendeten Komponenten so konzipiert sein, daß ein maximaler Anteil des nutzbaren Pumplichtes das Lasermedium ausleuchtet. Die Form der Blitzlampen läßt nur zwei Pumpkonfigurationen als sinnvoll erscheinen. Zum einen die mit einer elliptischen, abbildenden Kavität und zum anderen die mit einem diffusen Reflektor. Beide Pumpkonfigurationen werden im folgenden vorgestellt.

### Die doppelelliptische Kavität

Bei der doppelelliptischen Kavität hat die Pumpkammer die Form einer Doppelellipse, die aus einem hochverspiegelten Material besteht. Der Laserkristall befindet sich in dieser Anordnung im Brennpunkt der beiden Ellipsen (Abb. 4.9). In dieser Konfiguration wird das Licht der Blitzlampen auf den Laserstab fokussiert. Das vom Laserstab nicht absorbierte Licht trifft die andere Blitzlampe. Das aufgrund der, zur Kühlung notwendigen, offenen Form der Pumpkammer nicht auf den Laserstab fokussierte Pumplicht „irrt “in der Pumpkammer umher. Dadurch ist keine vollständige Ausnutzung des Pumplichts mehr möglich. Der Grad der Ausnutzung des Pumplichtes ist von der optischen Qualität des Reflektormaterials, der Stababsorption, dem Verhältnis von Stab- und Lampendurchmesser und den selbstfokussierenden Eigenschaften des Laserstabs abhängig. Die Selbstfokussierung des Laserstabes erfolgt aufgrund der unterschiedlichen Änderung des Brechungsindex in Abhängigkeit von der Strahlungsintensität im Kristall. Da die Intensität der Strahlung im Kern des Kristall stärker als am Rande ist, kommt es zu einer unterschiedlichen Änderung des Brechungsindex. Es bildet sich ein Linse aus, die den Laserstrahl fokussiert. Eine Berechnung der Intensitätsverteilung des Pumplichtes im Laserstab zeigt, daß die Pumplichtverteilung in einer doppelelliptischen Kavität inhomogener als in einer diffusen Kavität ist [63]. Die inhomogene Pumplichtverteilung führt zu einem räumlich begrenzten Anstieg der Verstärkung sowie zu einer inhomogenen Temperaturverteilung im Laserstab. Hieraus können Sättigungseffekte, eine mögliche Zerstörung des Lasermaterials oder anderer Komponenten und eine Veränderung der Laserschwelle resultieren. Die Laserschwelle ist der Zustand, bei dem die Verstärkung des aktiven Mediums gerade durch die Verluste des Resonators kompensiert wird.

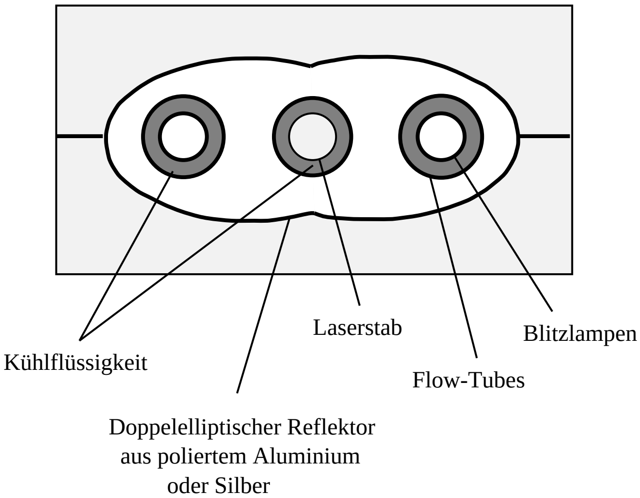


Abbildung 4.9: Die doppelelliptische Pumpkammer [34].

Da der Kontakt mit deionisiertem Kühlwasser die Reflektionseigenschaften der hochverspiegelten Oberflächen beeinträchtigt, werden Schläuche (engl. *Flow-Tubes*) verwendet, die das Kühlmittel transportieren.
Der Wirkungsgrad der doppelelliptischen Kavität wird durch Reflexion an den Wänden der *Flow-Tubes* sowie durch Reflexionsverluste an den hochverspiegelten Oberflächen beeinträchtigt. Diese Absorptionen an den Oberflächen führen zu einem Aufheizen der für eine hohe Reflektivität im blau-grünen Spektralbereich typischerweise verwendeten Siber- und Alunminiumschichten. Als Folge tritt eine Abnahme der Reflektivität dieser Materialien auf.

**Die diffuse Kavität**

Bei der diffusen Kavität werden die Blitzlampen (2,4 oder 6) symmetrisch um den Laserstab angeordnet. Dabei wird versucht, die Blitzlampen nah an dem Laserstab anzuordnen, um möglichst viel Pumplicht direkt auf den Kristall zu strahlen (Abb. 4.10). In einer diffusen Kavität ist die Pumplichtverteilung im Laserkristall von der Selbstfokussierung des aktiven Mediums und der absorptionsbedingten Abschwächung des Pumplichtes durch die Lampen, die Reflektoren und aller anderen Bauteile der Kammer bestimmt [14]. Fokussierende Effekte können durch die Verwendung einer rauhen Staboberfläche und einer Anpassung des Brechungsindex (engl. *index-matching-fluid*) durch umgebendes Kühlmittel vernachlässigt werden. Für die diffuse Kavität ergibt sich ein Abfall der Pumplichtintensität um 50 % zwischen dem Kern und dem Rand des Laserstabes [80]. Entsprechend ist die Pumplichtverteilung bei der diffusen Kavität homogener als bei der elliptischen Kavität.
Der Reflektor der Kavität wird nah um die Lampen angeordnet. Als Reflektormaterialien werden typischerweise Aluminium oder Magnesiumoxidpulver verwendet. Da die diffusen Reflektoren meist aus wasserresistentem Material bestehen, kann in dieser Anordnung auf die Flow-Tubes verzichtet werden. Probleme in der Langzeitstabilität dieser Materialien sind nicht bekannt.

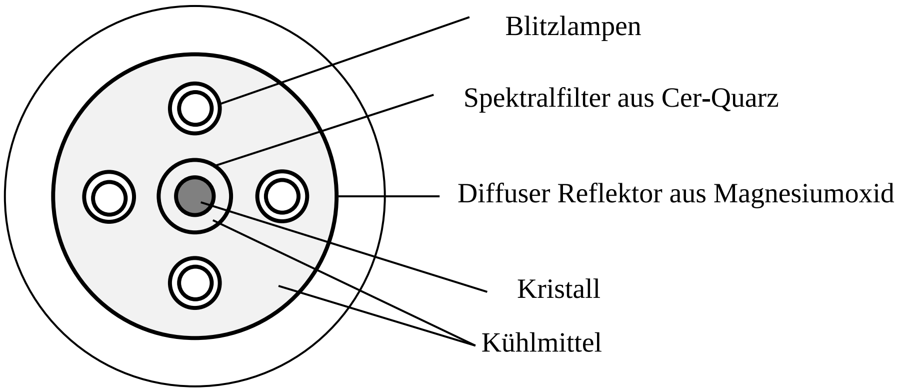


Abbildung 4.10: Die diffuse Pumpkammer [34].

**Vergleich der Pumpkonzepte**

Von *J.Kolenda* wurden vergleichende Experimente an beiden Pumpkammern durchgeführt [34]. Dabei ergab sich ein um den Faktor 1.42 höherer Wirkungsgrad bei der Verwendung einer doppelelliptischen Kavität (max. zwei Blitzlampen) als bei der Verwendung einer diffusen Kavität mit vier Blitzlampen bzw. mit zwei Blitzlampen einen Faktor 1.32. Die doppelelliptische Kavität wird vornehmlich für Anwendungen verwendet, bei denen es auf eine hohe Verstärkung nahe der Kristallachse ankommt. Für Anwendungen, die eine hohe Laserpulsleistung verlangen, wird aufgrund der Zerstörungsprobleme des Laserkristalls und der Komponenten des Resonators die homogene Pumplichtverteilung der diffusen Kavität der der doppelelliptischen Kavität vorgezogen. Die Verwendung von vier Blitzlampen in einer diffusen Pumpkammer verlängert außerdem die Lebensdauer der Blitzlampen gegenüber einer doppelelliptischen Kavität mit zwei Blitzlampen bei gleicher Pumpleistung [34]. Die eben genannten Gründe führen dazu, daß aus Gründen der Zuverlässigkeit und Haltbarkeit einer diffusen Pumpkammer bei Anwendungen, die eine hohe Laserpulsleistung (z.B. 100 mJ/Puls) verlangen, trotz der etwas niedrigeren Effizienz gegenüber einer doppelelliptischen Pumpkammer der Vorzug gegeben wird.

### 4.4.2 Pumpen mit Halbleiterlasern (Diodenlasern)

Eine Alternative zum Pumpen der Festkörperlaser ist die Verwendung von Laserdioden. Der Halbleiterlaser ist von besonderem Interesse, da mit ihm elektrischer Strom direkt in Laserlicht umgewandelt werden kann. Ein weiterer Vorteil sind die außerordentlich kleinen Dimensionen der Halbleitermaterialien von typisch 300 x 100 x 100 $\mu m^3$. Somit wird der Bau von kompakten Lasersystemen mit geringem Raumbedarf ermöglicht. Der Laserwirkungsgrad, definiert als Quotient von Laserausgangsleistung und Pumpleistung oberhalb der Laserschwelle, ist im Vergleich zu anderen Lasertypen sehr hoch und erreicht typisch 50 %, d.h. daß oberhalb der Schwelle über 50 % der Pumpstromleistung in Lichtleistung umgesetzt wird. Durch die Emission einer diskreten Linie ist ein effizientes Pumpen von Festkörperlaserkristallen möglich. Desweiteren wird der Temperaturanstieg im Laserkristall aufgrund der guten Überlappung von Pumpspektrum und Absorptionsspektrum reduziert. Auch die störende Fremdabsorption, hervorgerufen durch den UV-Anteil des Blitzlampenspektrums, tritt bei Halbleiterlasern nicht auf. Im Vergleich zu blitzlampengepumpten Systemen führen diese Eigenschaften zu einer höheren Lebensdauer und Zuverlässigkeit von laserdiodengepumpten Systemen. Laserdioden haben eine Lebensdauer von etwa 10.000 h im kontinuierlichen Betrieb und $10^9$ Schüssen im Pulsbetrieb. Dagegen ist die Lebensdauer der Blitzlampen im kontinuierlichen Betrieb um den Faktor 50 geringer, im Pulsbetrieb sogar um den Faktor 100.

### Prinzip der Halbleiterlaser

Der Hauptunterschied zwischen Lasern auf atomarer oder molekularer Basis und den Halbleiterlasern besteht darin, daß die Energieniveaus im Halbleiter als kontinuierliche Verteilungen und nicht als diskrete Zustände behandelt werden müssen. Demzufolge findet der Laserübergang nicht zwischen zwei genau definierten Zuständen statt, sondern zwischen Zuständen, die eine Energieverteilung aufweisen. Bringt man einen stark n-dotierten Halbleiter in engen Kontakt mit einem stark p-dotierten Halbleiter, so erhält man eine p-n-Diode, die das Grundelement eines Halbleiterlasers darstellt. Ohne eine angelegte Spannung ergibt sich die Situation, wie sie in Abbildung 4.11a dargestellt ist. Während die Bänder der p- und n-Regionen gegeneinander verschoben sind, hat das Ferminiveau einen konstanten Wert über den gesamten p-n-Übergang, entsprechend dem thermischen Gleichgewicht. Wegen der hohen Dotierung befindet sich das Ferminiveau der p-Region mit der Energie $F_p$ innerhalb des Valenzbandes und das Ferminiveau der n-Region mit der Energie $F_n$ innerhalb des entsprechenden Leitungsbandes. Wird nun eine Spannung U in der Größenordnung der Energielücke $U = E_g/e$ in Durchlaßrichtung der Diode angelegt, so produziert man einen Fluß von Elektronen aus der n-Region bzw. einen Fluß von Löchern aus der p-Region in den p-n-Übergang. Die Fermienergie der n-Region ist gegenüber der Fermienergie der p-Region um den Betrag $\Delta E$ angehoben (Abb. 4.11b). Es existiert nun eine schmale Zone der Dicke x, die sowohl Löcher als auch Elektronen enthält. Entsprechend wurde eine Zone mit einer Besetzungsinversion aufgebaut, die die Lasertätigkeit ermöglicht. Elektromagnetische Strahlung der Frequenz $\nu$, die die Bedingung

$$\frac{E_g}{h} \;<\; \nu \;<\; \frac{F_n - F_p}{h} \tag{4.7}$$

erfüllt, wird beim Durchlaufen dieser aktiven Zone verstärkt. Bringt man diese Anordnung in einen hinreichend verlustarmen Resonator, so kann sich ein kohärentes Strahlungsfeld aufbauen. Die Dicke der Schicht, in der sich die Inversion bilden kann, ist klein; sie liegt in der Größenordnung der Wellenlänge. In der Praxis benutzt man die Endflächen der Halbleiterstruktur als Spiegel. Da die Verstärkung hoch und der Brechungsindex der Halbleitermaterialien groß ist, ist die Lichtreflexion an den Endflächen (z.B. $GaAs: \;\; R = 32\ \%,\ n = 3.6$) ausreichend und eine Verspiegelung ist nicht notwendig. Die beiden Seitenflächen werden im Vergleich zu den Endflächen rauh gelassen, um Verluste durch seitliches Abstrahlen des Laserlichtes zu verhindern. Ein Diodenlaser kann deshalb wie in Abbildung 4.12 dargestellt aussehen. Die ersten Halbleiterlaser hatten diese Form (engl. *homojunktion laser*: Homostrukturlaser, p- und n-Schicht aus gleichem Basissubstrat). Die Emission des Laserstrahls erfolgt senkrecht zur p-n-Grenzschicht. Das Strahlprofil der Diodenlaser ist rechteckig und ist wegen der Beugung an der Grenzschicht notwendigerweise divergent. Die Divergenz beträgt bis zu 50° sowohl in der vertikalen als auch in der horizontalen Ausbreitungsebene und ist der Nachteil der Halbleiterlaser.

Die meisten Halbleiterlaser werden aus Elementen der III. und V. Hauptgruppe des Periodensystems der Elemente gebildet. Bei GaAs z.B. beträgt der Bandabstand 1.4 eV, das entspricht 900 nm. Durch Hinzunahme weiterer Komponenten läßt sich der Bandabstand variieren. Bei $Ga_{1-x}Al_xAs$ z.B. von 1.4 bis 2.0 eV, entsprechend einem Spektralbereich von 700 nm bis 900 nm (x bezeichnet den relativen Anteil von Al).

Nur die ersten Halbleiterlaser waren Homostrukturlaser. Heutige Diodenlaser besitzen kompliziertere Schichtsysteme (Heterostruktur-, Doppelheterostrukturlaser). Im allgemeinen wird durch die Gestaltung der Laser der elektrische Strom auf einen kleinen räumlichen Bereich begrenzt und für das optische Feld werden häufig Wellenleiterstrukturen geschaffen.

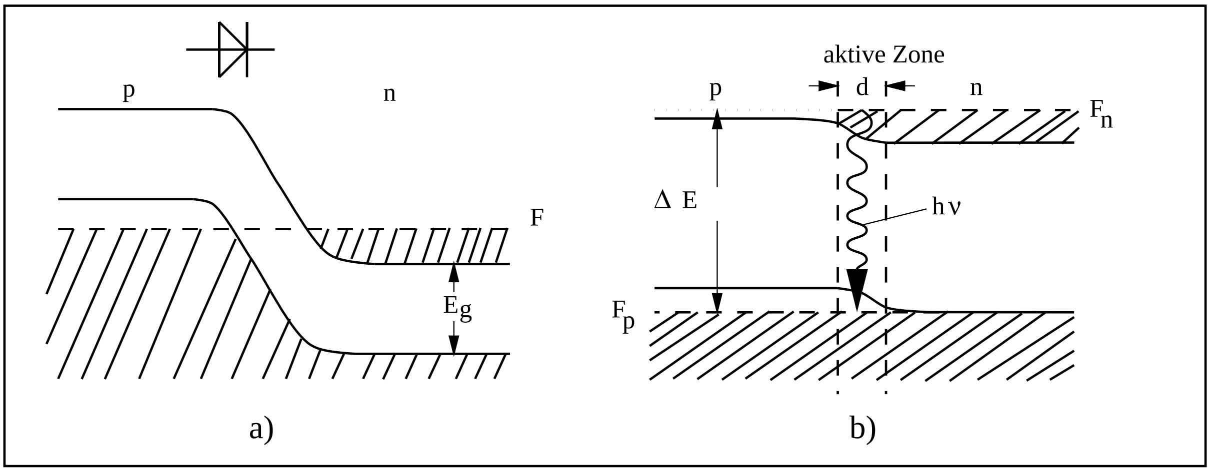


Abbildung 4.11: Energieverlauf an einem p-n-Übergang, vereinfacht dargestellt: a.) im thermischen Gleichgewicht ohne angelegte Spannung, b.) mit angelegter Spannung in Durchlaßrichtung [36].

Moderne GaAlAs-Laserdioden können Leistungen von bis zu 100 nW abgeben. Mehrere Laserdioden können zu Feldern (sog. *Diodenarrays*) zusammengefaßt werden. Dabei werden ca. 20 Laserdioden verwendet. Solche *Diodenarrays* können bis zu 3 W Laserleistung liefern, wobei die Divergenz 40° vertikal und 10° horizontal beträgt [12]. Durch die Verwendung von Mikrolinsen, die direkt auf die Diodenlaser geklebt werden, kann die Strahlqualität verbessert werden [46].
Eine weitere Steigerung der Laserleistung erfolgt durch Zusammenkleben von einigen *Diodenarrays* zu sogenannten *Barren*. Die maximale Länge dieser *Barren* beträgt 1 cm, wobei ca. 200 Laserdioden zusammengeklebt werden. Diese *Barren* liefern zwischen 10 und 38 W Laserleistung bei einer Lebensdauer von einigen tausend Stunden im kontinuierlichen Betrieb [12]. Das Barrenkonzept kann zu sogenannten *Stacks* erweitert werden, indem aus mehreren *Barren* ein zweidimensionales *Diodenarray* (Abb. 4.13) gebildet wird. Die maximale Leistung, die mit diesen *Stacks* erreicht werden kann, ist im wesentlichen von der Konzeption der Kühlung abhängig, da die im Mittel abgegebene Leistung temperaturabhängig ist. Mit diesen *Stacks* sind Leistungen von bis zu 800 W/$cm^2$ erreichbar. Unterschiedliche Konzepte stehen zum Kühlen der *Stacks* zur Verfügung. Bei der in Abbildung 4.13 dargestellten Kühlung ist das *Stack* auf einen mit Mikrokanälen durchzogenen Kühlblock (z.B. Kupfer) aufgeklebt, durch den die Kühlflüssigkeit gepumpt wird. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, jeden *Barren* separat zu kühlen [32].
Ein weiterer Grund für die Kühlung ist, daß auch die emittierte Strahlung der Laserdioden temperaturabhängig ist. Bei einem Anstieg der Temperatur erfolgt eine Verschiebung der Wellenlänge um einige nm. Bei AlGaAs-Laserdioden beträgt der Wert 0.3 nm/°C. Dieser Effekt kann aber zum Durchstimmen der Dioden verwendet werden. Dabei ist der maximal durchstimmbare Bereich abhängig von der Größe des Betrags von $E_g$ des Halbleitermaterials. Typische Durchstimmbereiche liegen bei $\Delta\lambda \approx \pm 15\ nm$ [18].
Die Laserdioden können sowohl kontinuierlich als auch gepulst betrieben werden. Im gepulsten Betrieb liegt die Pulslänge im Bereich von größer 1 $\mu m$ und kleiner 500 $\mu m$, wobei Repetitionsraten von bis zu einem kHz erreicht werden können (engl. *quasi cw*).

### Pumpkonzepte mit Laserdioden

Im Gegensatz zu Blitzlampen ist bei Laserdioden die Emission ausgerichtet und ermöglicht aufgrund ihrer Bauweise eine größere Anzahl von Pumpanordnungen für Festkörperlasermaterialien. In Abbildung 4.14 sind einige von ihnen dargestellt. Abbildung 4.14 b zeigt eine longitudinale

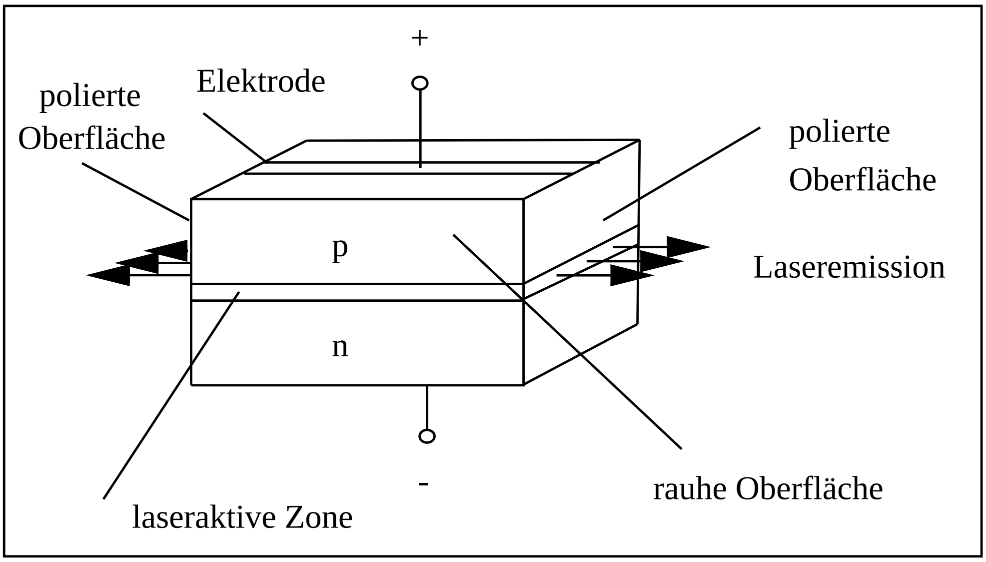


Abbildung 4.12: Prinzipaufbau eines Diodenlasers [36].

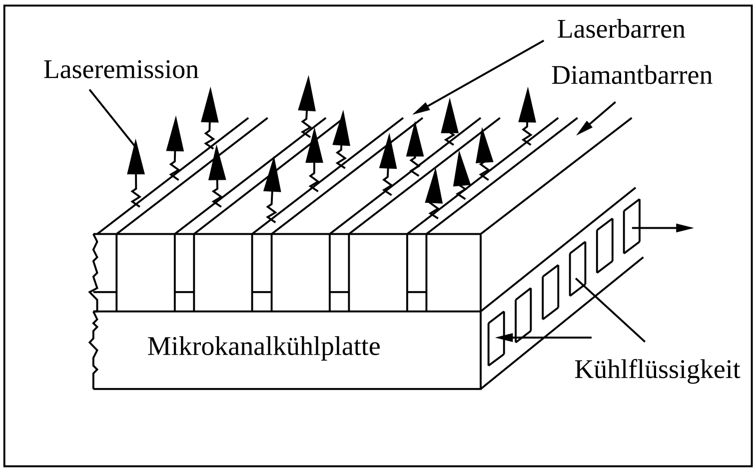


Abbildung 4.13: Zweidimensionales Diodenarray [46].

(engl. *end-pumped*) Pumpanordnung. Dabei wird der Laserstahl der Dioden über Glasfasern auf das Ende des Laserkristalls abgebildet. Diese Anordnung wird vornehmlich in Systemen mit kleiner Pumpleistung bis ca. 3 W verwendet. Der Grund für diese Leistungsbegrenzung liegt beim longitudinalen Pumpen in der Problematik der Kühlung. Durch den Pumpstrahl werden an der Eintrittsfläche des Kristalls hohe, räumlich begrenzte Leistungsdichten erzeugt, die zu einem unterschiedlichen Aufheizen des Kristalls führen. Diese Wärmeüberträge können nicht effizient weggekühlt werden und führen im Extremfall zur Zerstörung des Kristalls [67].
Bei transversalen Pumpanordnungen werden die *Stacks* symmetrisch um den Laserkristall angeordnet (Abb. 4.14 c und d). Entsprechend der gwünschten Pumpleistung werden entweder 3, 4, 5 oder mehr *Stacks* verwendet. Besonders zur Erzeugung hoher Laserleistungen (ca. 1kW) ist dieser Aufbau geeignet. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, das von den Laserdioden emittierte Licht in Glasfasern einzukoppeln und dieses dann transversal auf den Kristall zu führen (Abb. 4.14 a). Dabei werden typischerweise etwa 15 W jeweils in eine Glasfaser eingekoppelt. Zur Erzeugung hoher Laserleistungen von etwa 1 kW bedeutet dies einen erheblichen Aufwand. Neben der Einkopplung in die Glaserfaser muß jede Laserdiode eine einzelne Stromversorgung und

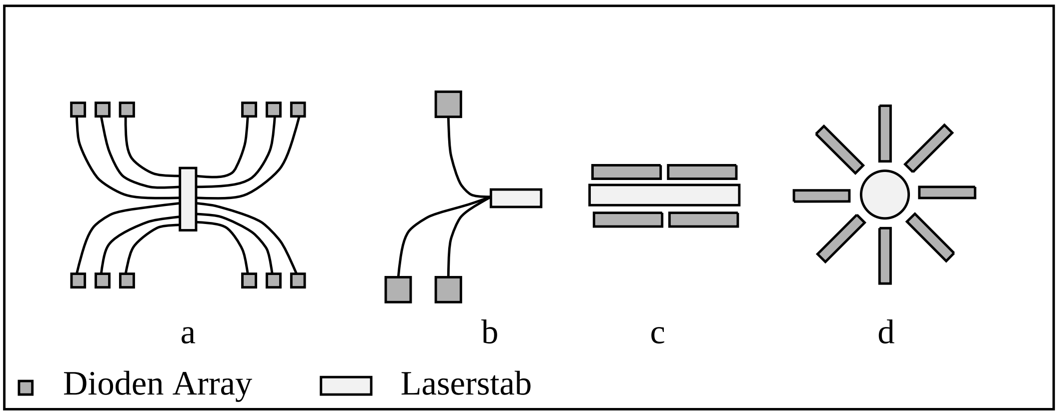


Abbildung 4.14: Pumpkonzepte mit Diodenlasern [32].

Kühlung erhalten. Am Laserzentrum Hannover wurde diese Anordnung aufgebaut und erfolgreich mit einem optischen zu optischen Wirkungsgrad, d.h. Verhältnis der erzeugten Laserstrahlung zur Laserstrahlung der Laserdioden, von 47 % betrieben. Ein weiterer Vorteil dieser Anordnung ist, daß beim Ausfall einer Laserdiode ein schnelles Auswechseln derselben möglich ist [67].

### Gegenwärtiger Entwicklungsstand von Hochleistungslaserdioden

Zwei unterschiedliche Typen von Hochleistungslaserdioden stehen zum Pumpen von Cr-LiSAF zur Verfügung: Zum einen AlGaAs-Dioden und zum anderen GaInP/AlGaInP-Dioden. Die AlGaAs-Dioden emittieren im Bereich von 780-820 nm, entsprechend dem relativen Anteil der einzelnen Elemente. Die Dioden sind im Vergleich zu GaInP/AlGaInP-Dioden um den Faktor 2 billiger, besitzen eine lange Lebensdauer von mehr als 10.000 h (quasi cw) und liefern Leistungen bis zu 1 $kW/cm^2$ [16]. Mit ihnen kann der Cr-LiSAF-Kristall bei 770 nm gepumpt werden (vgl. Abschnitt 4.3.4). Am *Lawrence Livermore National Laboratory* wurde ein derartiger mit AlGaAs-Dioden gepumpter Laser gebaut und erprobt [52]. Um ein solches Konzept jedoch zu realisieren, benötigt man einen hochdotierten Cr:LiSAF Kristall, der zur Zeit nicht mit der gewünschten hohen optischen Qualität zu erwerben ist.
Die GaInP/AlGaInP-Dioden emittieren bei 670 nm und sind somit, aufgrund ihres Überlapps mit dem Absorptionsband des Kristalls, zum Pumpen des Cr:LiSAF-Kristalls geeignet. Der Nachteil dieser Laserdioden ist jedoch die Lebensdauer im Bereich von mehreren hundert Watt Pumpleistung. Zur Zeit sind Lebensdauern von etwa 200 bis 1000 h Stunden zu erzielen, zu einem Preis von etwa 150 DM/W [16]. Um aber die Blitzlampen vom Markt zu verdrängen, müssen allein aus ökonomischen Gründen Lebensdauern von größer 5000 h erzielt werden. Obwohl von vielen Seiten Interesse an diesen Produkten besteht, geht die Weiterentwicklung nur schleppend voran. Dies erklärt sich zum einen dadurch, daß nur ein Hersteller auf diesem Gebiet tätig ist und zum anderen noch keine Marktsegmentierung für Diodenlaser erfolgt ist. Neben der Scheu der Produzenten vor finanziellen Verlusten stehen aber auch technische Probleme der Weiterentwicklung entgegen, z.B. bei der Konstruktion der Kühlung der Dioden [29]. Aufgrund der Verwendung von Mikrostrukturen (Mikrokanälen) zum Kühlen der Laserdioden kam es zu Verstopfungen und Algenbildung in diesen Strukturen [67]. Außerdem mußte das Kühlwasser unter hohem Druck in die Kanäle geschossen werden, um eine wirksame Kühlung aller Dioden einer Struktur zu gewährleisten. Durch den hohen Druck des Wassers wurden so hohe Feldstärken erzeugt, daß die Wände des Kühlkörpers sich verschoben bzw. auflösten und sich an anderen Stellen wieder aufbauten (sog. *electromigration*). Durch die Verwendung von Makrostrukturen konnten diese Probleme behoben werden [16].

Durch Verunreinigungen von Chrom und Aluminium im Halbleiterkristall wurden Oxide in der Größenordnung von einigen ppm in das Basismaterial inkorporiert. Durch die hohen Leistungsdichten des Systems und der damit verbundenen Erwärmung der Dioden erfolgte eine Reaktion der Verunreinigungen mit den Oxiden. Als Folge wurde die Lebensdauer der Laserdioden beeinträchtigt. In letzter Zeit ist es gelungen, aluminiumfreie Laserkristalle mit Emissionslinien bei 670 nm herzustellen. Man erhofft sich dadurch eine Verbesserung der Lebensdauer der Laserdioden [1].
Ein weiteres Problem ergibt sich beim Kleben dieser Dioden und dem Aufbringen der Mikrolinsen auf die *Stacks* zur Verbesserung der Strahlqualität. Da dieses Verfahren noch nicht ausgereift ist, kommt es zu Schäden an den Halbleiterlasern [43].
Weiterhin ist der hohe Ausschuß des Basismaterials (Chips) für die *Stacks* bei der Produktion ein Problem. Vor dem Kleben erfolgt ein Test jedes einzelnen Chips, wobei nur die Chips verwendet werden, die eine mittlere Leistung emittieren. Der Anteil dieser an der Gesamtmenge ist jedoch noch sehr gering, so daß es zu hohen Material- und Produktionskosten kommt [9].
Entsprechend den Erfahrungen, die man bei der Entwicklung von AlGaAs-Dioden gemacht hat, ist zu erwarten, daß in etwa 5 Jahren die GaInP/AlGaInP-Dioden die Entwicklungsstufe der AlGaAs-Dioden erreicht haben werden.

## 4.5 Relaxationsschwingungen

Betrachtet man den zeitlichen Verlauf des Pulses eines blitzlampengepumpten Festkörperlasers, so erkennt man starke Fluktuationen im Laserpuls. Anstelle eines einzelnen, glatten Laserpulses erhält man eine irreguläre Folge von kurzen Lichtpulsen, das sogenannte *spiking* (Abb. 4.15). Diese Laserpulse besitzen unterschiedliche Amplituden, verschiedene Pulslängen und Pulsformen. Die zeitliche Dauer dieser Lichtpulse ist dabei wesentlich kürzer als die Länge des Pumppulses. Der Pumppuls bestimmt die Einhüllende der Lichtpulse. Im folgenden soll dieses Verhalten näher untersucht werden (vgl. auch [71]).

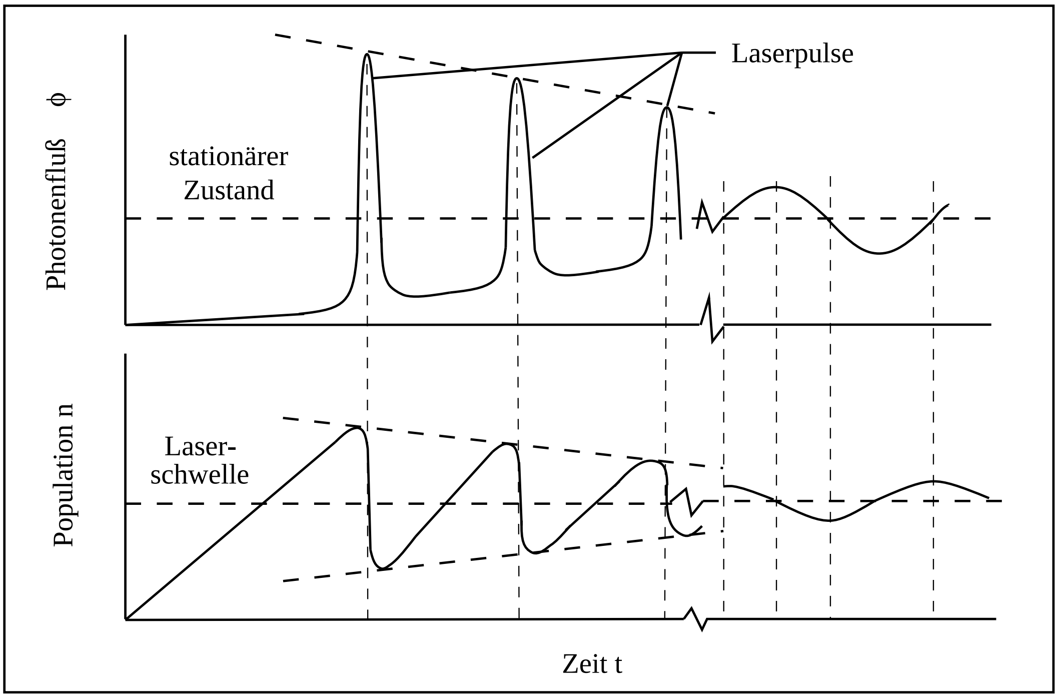


Abbildung 4.15: Zeitverhalten des Pulses eines Festkörperlasers nach [71].

In einem Laserresonator sind zwei Arten von Energie bedeutend: die Anregungsenergie der Atome und die Lichtenergie der Photonen. Es erfolgt ein Fluß von der einen in die andere Energieform. Die Anregungsenergie wird durch die Zahl n der angeregten Atome gegeben und die gespeicherte Lichtenergie ist proportional zur Zahl $\phi$ der Quanten im Resonator. Die Anregungsenergie nimmt aufgrund der Pumprate $W_p$ zu, sie ändert sich ferner durch die induzierte und spontane Emmission. Damit ist die erste Bilanzgleichung eines 4-Niveau Festkörperlasers durch folgende differentielle Gleichung gegeben:

$$\frac{\partial n(t)}{\partial t} = -n(t)\phi\sigma c - \frac{n(t)}{\tau_{21}} + W_P\ (n_{tot} - n(t)), \tag{4.8}$$

mit

$n$ = Populationsdichte von Atomen im angeregten Zustand,
$n_{tot}$ = Gesamte Populationsdichte,
$c$ = Lichtgeschwindigkeit,
$W_P$ = Pumprate,
$\phi$ = Photonendichte im Resonator,
$\sigma$ = Emissionsquerschnitt,
$\tau_{21}$ = Fluoreszenzlebensdauer.

Der erste Term in der Gleichung 4.8 beschreibt die induzierte Emission, der zweite Term die spontane Emission und der dritte Term die Pumprate.
Die Zahl $\phi$ der Quanten im Resonator wird durch verschiedene Verluste reduziert, sie erhöht sich durch die induzierte Emission sowie durch einen Anteil der spontanen Emission. Von der spontanen Emission ist der Teil zu berücksichtigen, der mit der Frequenz der angeregten Eigenschwingungen des Resonators emittiert wird. Daher muß der Betrag der spontanen Emission mit dem Faktor k multipliziert werden. Dieser Faktor gibt das Verhältnis der im Resonator angeregten Eigenschwingungen zu der Anzahl der überhaupt möglichen Eigenschwingungen an. Damit ergibt sich die zweite Bilanzgleichung zu:

$$\frac{\partial \phi(t)}{\partial t} = c\phi\sigma n(t)\frac{l'}{l} - \frac{\phi(t)}{\tau_c} + \frac{n(t)}{\tau_{21}}k, \tag{4.9}$$

mit

l' = Länge des Laserkristalls,
l = Länge des Laserresonators,
$\tau_c$ = Lebensdauer der Photonen im Resonator.

Der erste Term in Gleichung 4.9 beschreibt die induzierte Emission, der zweite Term die Verlustrate und der dritte die spontane Emission. Die Lebensdauer der Photonen im Resonator ist durch die folgende Beziehung gegeben:

$$\tau_c = \frac{2l}{c(L - lnR_l)}, \tag{4.10}$$

mit

$R_l$ = Reflexionsgrad des Auskoppelspiegels (durch den Auskoppelspiegel wird der Laserstrahl aus dem Resonator ausgekoppelt),
L = Verluste des Resonators.

Dabei setzen sich die Verluste des Resonators aus verschiedenen Komponenten zusammen. Strahlung erleidet in einem Laserresonator Verluste durch Beugung, mangelnde Reflexion an den Spiegeln, Reflexionsverluste an allen im Resonator enthaltenen Grenzflächen sowie bei Festkörperlasern durch Streuung und Selbstabsorption im Laserkristall.
Die Bilanzgleichungen 4.8 und 4.9 enthalten Produkte der Variablen n und $\phi$ und sind daher nichtlinear. Eine Lösung gelingt nur näherungsweise mit Hilfe der Störungsrechnung. Als Lösung der Bilanzgleichungen in der linearen Näherung ergibt sich eine exponentiell gedämpfte harmonische Schwingung mit der Periodendauer T, wobei

$$T^2 = 4\pi^2 \frac{\tau_c \tau_l}{\xi - 1} \tag{4.11}$$

und der Dämpfungszeit

$$\tau_d = \frac{2\tau_l}{\xi}, \tag{4.12}$$

mit

$$\xi = \frac{W_P}{W_0}, \tag{4.13}$$

mit

| | | |
|---|---|---|
| $\xi$ | = | Verhältnis der Pumpleistung $W_p$ zur Pumpleistung $W_0$ an der Laserschwelle, |
| $\tau_l$ | = | Lebensdauer angeregter Zustände. |

Entsprechend den Werten von $\tau_c$, $\tau_l$ und $\xi$ kann T größer oder kleiner als $\tau_d$ werden. Im Fall $T < \tau_d$ beginnt die Emission mit Relaxationsschwingungen, die gedämpft sind und nach Abklingen der Schwingungen in einen kontinuierlichen Pulszug übergehen. Der Verlauf solcher Relaxationsschwingungen ist in Abbildung 4.15 abgebildet. Die Ursache für die Relaxationsoszillation liegt in der Tatsache, daß der Pumpprozeß nicht unendlich schnell vonstatten geht, also dem dynamischen Verhalten der Pumpquelle.
Anschaulich lassen sich diese Relaxationsschwingungen anhand von Abbildung 4.15 wie folgt darstellen:
Zu Beginn des Pumpprozesses steigt die Besetzung des oberen Laserniveaus $n_2$ linear mit dem Blitzlampenlicht an, bis die Laserschwelle $n_{2th}$ erreicht ist. Der Photonenfluß $\phi$ ist zu diesem Zeitpunkt noch vernachlässigbar gering. Übersteigt die Nettoverstärkung den Wert 1, so wird der Photonenfluß in Abhängigkeit von der Pumpleistung schnell zunehmen. Je höher die Besetzungszahl $n_2$, um so größer ist die Verstärkung und um so kürzer wird die Aufbauzeit des Laserpulses. Da die hohe Photonenflußdichte das Niveau $n_2$ über stimulierte Emission schneller entleert, als es durch die Pumprate $W_p$ wieder aufgefüllt werden kann, erreicht $\phi$ ein Maximum und sinkt dann wieder rapide ab. $n_2$ fällt unter den Schwellwert $n_{2th}$ und die Lasertätigkeit stirbt ab. Danach kann die Besetzungszahl $n_2$ durch das Pumplicht wieder ansteigen und der gesamte Vorgang wiederholt sich periodisch.

# Kapitel 5

# Freilaufende Laser

## 5.1 Der in Bonn verwendete Titan-Saphir-Laser

### 5.1.1 Der Aufbau des Lasers

Der vorhandene Laser besitzt eine diffuse Kavität (vgl. Abschnitt 4.4.1), in der vier Xe-Blitzlampen symmetrisch um den zylinderförmigen, 15 cm langen Kristall angeordnet sind. Als Reflektormaterial dient diffus reflektierender Kunststoff, sogenanntes Spektralon. Der Kristall ist mit ca. 0.1 % Titan dotiert und besitzt einen Durchmesser von 8 mm.

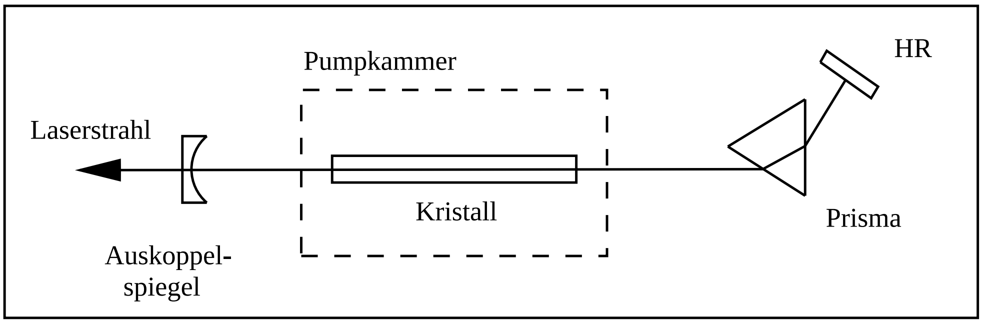


Abbildung 5.1: Der Resonator des gepulsten Titan-Saphir-Lasers.

Der Resonator des Lasers ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Er besteht aus der Pumpkammer, einem hochreflektierenden (HR) Planspiegel, einem konkaven Auskoppelspiegel mit einer Transmission von 20 % und einem Prisma. Das Prisma dient als wellenlängenselektives Element, wobei die Durchstimmung durch Verkippen des HR-Spiegels erfolgt. Die Resonatorspiegel sind aufgrund ihrer dielektrischen Beschichtung nur in einem Wellenlängenbereich von $\Delta\lambda = 100\ nm$ nutzbar. Für einen Durchstimmbereich von 700 bis 900 nm benötigt man daher zwei Spiegelsätze. Bei etwa 820 nm muß ein Wechsel der Spiegel und damit eine Neujustierung des Lasers erfolgen.
Um die Reflexionsverluste beim Auftreffen des Laserstrahls auf das Prisma zu minimieren, steht das Prisma unter dem Brewsterwinkel im Strahlengang. Durch den Einfall des Laserlichtes im Brewsterwinkel wird der Laserstrahl linear polarisiert mit horizontaler Polarisationsrichtung. Um eine maximale Absorption des Pumplichtes zu erreichen, wurde der Laserkristall so geschnitten, daß die c-Achse des Kristalles parallel zur Polarisation des Laserlichtes steht (vgl. Abb. 4.1).
Die Divergenz des Laserstrahls beträgt 4 mrad. Die Strahltaille im Resonator beträgt maximal 8 mm, entsprechend dem Durchmesser des Kristalls.

**Die Stromversorgung der Blitzlampen**

Aufgrund der kurzen Fluoreszenzlebensdauer des oberen Laserniveaus von $\tau = 3.2\ \mu s$ werden hohe Pumpraten benötigt, um den Kristall effizient zu pumpen. Die hohen Pumpraten lassen sich bei blitzlampengepumpten Systemen nur durch sehr kurze Pulse erzeugen, wodurch die Lebensdauer der Blitzlampen aufgrund des mechanischen Stresses stark reduziert wird. Um eine gleichmäßige Entladung der Blitzlampen zu gewährleisten, läßt man einen kontinuierlichen Strom von ca. 70 mA, den sogenannten *Simmerstrom*, durch die Lampe fließen. Durch diesen Strom bilden sich entlang des schmalen Entladungsfaden zwischen den Elektroden freie Ladungsträger aus. Um einen schnellen Stromanstieg in der Blitzlampe zu gewährleisten, wird der *Simmerstrom* vor dem eigentlichen Zündpuls (Hauptpuls) der Blitzlampe mit Hilfe eines Vorpulses auf 20 A (mit einer Pulsdauer von 150 $\mu s$) erhöht. Dadurch wird das gesamte Lampenvolumen vorionisiert und die Impedanz und die Induktivität der Lampe verringert. Das Timing zwischen Vor- und Hauptpuls wird so gewählt, daß im Moment der Hochspannungsentladung der höchste Grad an Vorionisierung in der Lampe erreicht ist. Der Hauptpuls selbst erreicht eine Stromstärke von ca. 5 kA bei einer Pulsdauer von 3 $\mu s$.
Durch den *Simmerstrom* wird zudem erreicht, daß die Entladung sich von der Mitte der Elektroden her ausbreitet und wenig Kontakt mit der Quarzglaswandung der Blitzlampe hat. So kann sich kein Elektrodenmaterial niederschlagen, und die Wandung wird thermisch wie auch mechanisch geringer belastet. Dies führt insgesamt zu einem deutlichen Ansteigen der Lebensdauer der Blitzlampen.
Zwei parallel angeordnete, synchronisierte Treiberkreise steuern je zwei Blitzlampen (in Reihe geschaltet) an. Auf diese Weise sollen technische Probleme mit elektrischen Überschlägen, bei der Wahl von hochspannungsfesten Materialien als auch bei der Isolierung zwischen Hochspannung und Kühlkreislauf im Laserkopf (Behälter, in dem sich der Kristall und die Blitzlampen befinden), reduziert werden. Die Kühlung der Blitzlampen erfolgt über einen systemeigenen Kreislauf mit destilliertem oder entionisiertem Wasser.
Der Treiberkreis der Blitzlampen ermöglicht eine Variation der Ladespannung der Kondensatoren von 0 bis 12 kV, sowie eine Variation der Repetitionsrate von 0 bis 50 Hz.

### 5.1.2 Betriebsverhalten des Lasers

In Abbildung 5.2 ist der zeitliche Verlauf eines Laserpulses des Titan-Saphir-Lasers dargestellt (Die dargestellten Pulse sind der Diplomarbeit *Westermann* [78] entnommen). Der Laserpuls hat eine Länge von etwa 10 $\mu s$ und zeigt das charakteristische *spiking*-Verhalten (vgl. Abschnitt 4.5). Der erste und zweite *spike* besitzen jeweils eine Breite von max. 250 ns und haben damit nicht die geforderte Pulslänge. Um einen 1 $\mu s$ breiten Puls zu erhalten besteht daher die Notwendigkeit, diesen aus dem Gesamtpuls herauszuschneiden. Der Schnitt erfolgt mit Hilfe einer Pockelszelle und eines Polarisationsprismas. In Abbildung 5.4 und 5.5 sind zwei solcher geschnittenen Pulse dargestellt. Es wurden zwei Pulse dargestellt, um die Schwankungen in der maximalen Pulsintensität und in der Pulsform bei gleicher Ladespannung darzustellen. Betrachtet man die beiden geschnittenen Pulse, so ist in beiden Abbildungen keine rechteckförmige Pulsform zu erkennen, im Widerspruch zu den in Abschnitt 3.3 aufgezeigten Anforderungen, die an den Laserpuls gestellt werden.
In Abbildung 5.3 ist der nicht verwendete Teil des Eingangspulses abgebildet. Aus der Abbildung 5.3 ist ersichtlich, daß bei diesem Verfahren nur etwa 10 % der Energie des Eingangspulses verwendet werden.

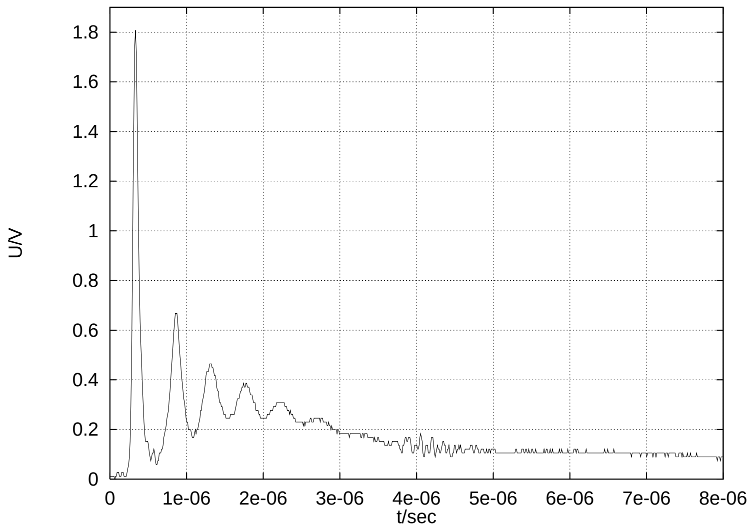


Abbildung 5.2: Zeitaufgelöster Laserpuls Pulsleistung: (235mJ, Ladespannung 12 kV) [78].

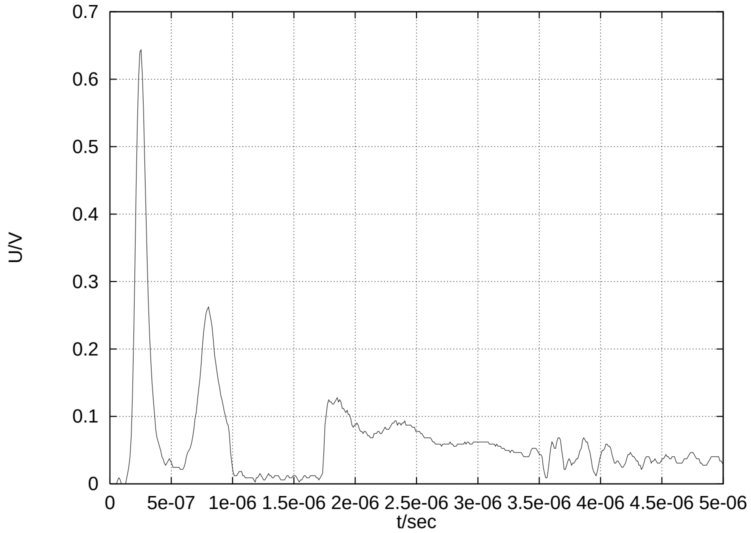


Abbildung 5.3: Rest des Laserpulses nach dem Schnitt (Pulsenergie 188 mJ) [78].

## 5.2 Der Titan-Saphir-Laser am SLAC

### 5.2.1 Aufbau des Lasers

Am *Stanford Linear Accelerator Center* (SLAC) wird der polarisierte Elektronenstrahl ebenfalls mit dem Prinzip des laserinduzierten Photoeffektes erzeugt. Zu diesem Zweck wurde dort von *K. Witte* ein blitzlampengepumpter Titan-Saphir-Laser entwickelt [72] [79].
Dieser Titan-Saphir-Laser besitzt eine doppelelliptische (vgl. Abschnitt 4.4.1) Pumpkammer. Als Reflektormaterial wird Silber verwendet. In der Pumpkammer ist ein etwa 16 cm langer Laserkristall, mit einem Durchmesser von 4 mm und einer Dotierung von 0.1 % Titan (FOM 375, vgl. Abschnitt 4.2.5), angeordnet, der von zwei Xe-Blitzlampen gepumpt wird. Der Durchmesser und die Dotierung des Laserstabes wurden so klein gewählt, um eine kleine Laserschwelle zu erhalten. Die Flow-Tubes der Blitzlampen, des Kristalls und die Blitzlampenwände (Ce-dotiert) wirken als UV-Filter. Die Flow-Tube des Kristalls bewirkt zudem eine Konvertierung des Pumplichts.
Der Laserkristall, die Pumpkammer und die Blitzlampen werden gekühlt. Durch die Verwendung

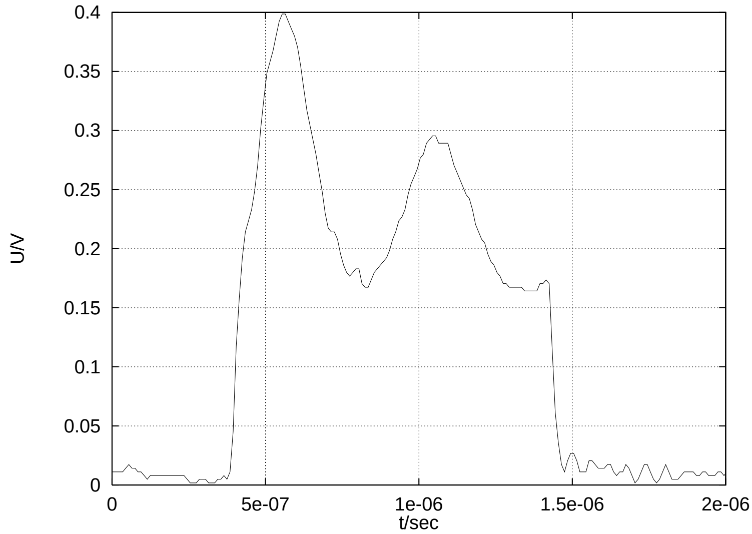


Abbildung 5.4: Geschnittener Laserpuls [78].

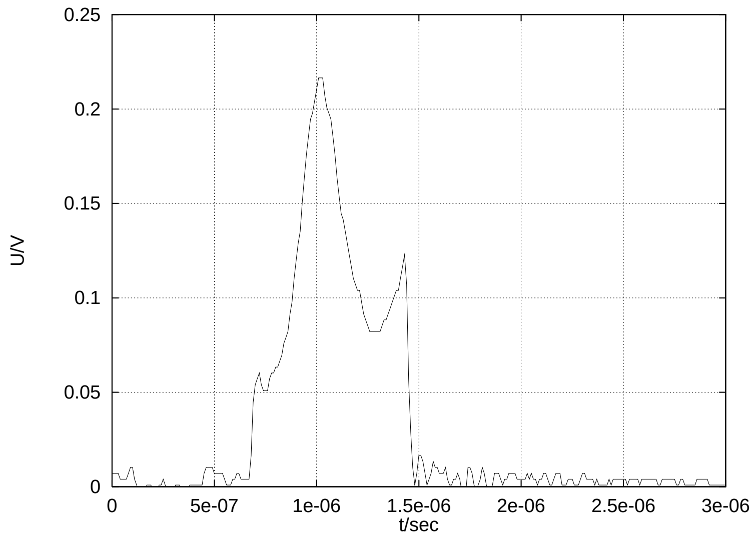


Abbildung 5.5: Geschnittener Laserpuls [78].

der Silberreflektoren werden erhebliche Anforderungen an das Kühlsystem gestellt, um Oxidationen und damit Beeinträchtigungen der Reflektoren zu vermeiden. Als Kühlmittel wird daher ein Wasser-Stickstoff-Gemisch verwendet. Außerdem wurde das Kühlsystem mit einem umfangreichen Filtersystem ausgestattet, um auch kleinste Schmutzpartikel zu filtern. Das Netzgerät des Lasers liefert eine variable Spannung bis 10 kV (8 kW) in einem 7.5 $\mu s$ breiten Pumppuls. Der *Simmerstrom* beträgt 3.3 A und ermöglicht eine schnelle Anstiegszeit des Pulses.
Der Resonator besteht aus zwei Spiegeln (plan/plan), wobei der Auskoppelgrad 10 % beträgt, einem *Birefringent-Filter* (vgl. Abschnitt 9.2.2) zur Wellenlängenselektion von 780 bis 870 nm und der Pumpkammer.

### 5.2.2 Betriebsverhalten des Lasers

Der Laser liefert bei einer Repetitionsrate von 120 Hz und einer Wellenlänge von 850 nm einen 10 $\mu s$ langen Puls mit einer Pulsenergie von 80 mJ. Auch dieser Puls besitzt das charakteristische *spiking*-Verhalten, das jedoch nicht so stark ausgeprägt ist wie beim Bonner-Titan-Saphir-Laser.

Aus diesem Puls wird ein Puls mit einer Länge von 200 bis 2000 ns herrausgeschnitten mit einer Energie von 2-3 mJ. Die Form des Pulses entspricht annähernd einem Rechteck.
Die Puls-zu-Puls Stabilität des Lasers beträgt 97%. Aufgrund der thermischen Linse besitzt der Laserstrahl eine Divergenz von 1 mrd.
Die Lebensdauer der Blitzlampen beträgt maximal 20 Tage ($2 \cdot 10^8$ Schuß), wobei die Auswechslung alle 10 bis 20 Tage erfolgt. Für den Blitzlampenwechsel werden dabei etwa 3 Stunden benötigt.
Trotz des Aufwands bei der Kühlung erfolgt mit der Zeit eine Abnahme der Reflektivität der Reflektoren. Aus diesem Grund ist etwa alle 10 Tage, abhängig von der Laserpulsleistung, ein Auswechseln der Reflektoren notwendig. Die Reflektoren können nur einmal verwendet werden. Zwei Personen benötigen etwa 8 Stunden für den Wechsel und die komplette Neujustierung des Lasers. Auch das Filtersystem muß in regelmäßigen Abständen gewartet werden, wobei die Zeitabstände zwischen dem Wechsel der einzelnen Filter zwischen 6 Wochen und einem Jahr liegen und somit keinen signifikanten Mehraufwand bedeuten.

# Kapitel 6

# Verstärkungsgeschaltete Laser

Zunächst wird kurz das Anschwingverhalten eines freilaufenden Lasers rekapituliert. Durch das Pumpen eines freilaufenden Lasers nimmt die Zahl der angeregten Atome zu, bei gleichzeitiger Zunahme der spontanen Emission. Es baut sich eine Besetzungsinversion auf. Durch die induzierte Emission wird die Besetzungsinversion abgebaut und ab einer gewissen Photonendichte im Resonator werden die Verluste des Resonators kompensiert. Der Laser beginnt zu emittieren. Die emittierte Pulsform des Lasers entspricht der Darstellung in Abbildung 4.15.
Um nicht eine Abfolge von irregulären Laserpulsen zu erhalten, wurde die Methode der verstärkungsgeschalteten Laser (engl.*gain-switching*) entwickelt. Bei dieser Methode wird versucht, ein Maximum der Energie in den ersten *spike* des Laserpulses zu überführen. Zur Realisierung dieser Methode wird die Güte des Resonators und die Verstärkung des laseraktiven Mediums gedrosselt. Dies wird durch folgende Maßnahmen erreicht:
Durch einen höheren Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels wird die Güte des Resonators verschlechtert und es stehen weniger Photonen für die induzierte Emission zur Verfügung.
Durch eine Verlängerung der Resonatorlänge kann eine höhere Anzahl von Photonen im Resonator gespeichert werden. Die längere Resonatorlänge erhöht zudem die Laufzeiten der Photonen im Resonator. Diese längeren Laufzeiten führen zu einem späteren Überschreiten der Laserschwelle im Vergleich zu Lasern mit einer kürzeren Resonatorlänge. Beide Effekte unterstützen die Dämpfung der Laseroszillation.
Durch eine Verringerung der Laserkristallänge stehen weniger angeregte Atome für die spontane und induzierte Emission zur Verfügung, d.h. die geringere Anzahl an Emissionszentren führt zu einer geringeren Verstärkung des Laserkristalls.
Eine lange Fluoreszenzlebensdauer des oberen Laserniveaus sowie ein kleiner Wirkungsquerschnitt der stimulierten Emission $\sigma_e$ bewirken, daß sich während des Pumppulses eine höhere Besetzungsinversion aufbauen kann. Es kommt zu einem späteren Überschreiten der Laserschwelle. Beide Faktoren unterstützen die Drosselung der Verstärkung des laseraktiven Mediums.
Betrachtet man die Bilanzgleichung für die Photonendichte eines Vier-Niveau-Lasers, die sich durch Kombination von Gleichung 4.9 und 4.10 ergibt,

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} \;=\; c\phi\frac{1}{l}(\sigma n l' \;-\; 0.5\;[ln(\frac{1}{R_l})\;+\;L])\;+\;\frac{n}{\tau_{21}}k, \tag{6.1}$$

so zeigt sich, daß die obigen Überlegungen durch die Gleichung 6.1 bestätigt werden. Durch die Variation der Parameter des Resonators läßt sich somit die Bedingung $T > \tau_d$ (vgl. Abschnitt 4.5) erfüllen.

## 6.1 Ein verstärkungsgeschalteter Titan-Saphir-Laser

Ein verstärkungsgeschalteter Titan-Saphir-Laser wurde von *Y. Lutz* am Deutsch-Französischen Forschungsinstitut in Saint-Louis gebaut [39]. Als Resonator wurde ein lineares System mit einem planen Auskoppelspiegel ($R = 60$ %) und einem konvexen Spiegel gewählt, die in einem Abstand der Spiegel von 50 cm aufgebaut waren. Der Laserkristall hatte eine Länge von 75 mm, einen Durchmesser von 4 mm und besaß eine Dotierung von 0.1 % $Ti^{3+}$ (FOM = 350, vgl. Abschnitt 4.2.5). Gepumpt wurde das System mit sechs Blitzlampen in einer diffusen Kavität.
Simulationen dieses Systems ergaben bei einer Pumppulslänge von 5 $\mu s$ eine maximale Laserpulsbreite von 100 ns (FWHM) mit einer Pulsenergie von 23.7 mJ. Experimentell konnten diese Ergebnisse jedoch nicht bestätigt werden. Die maximal erreichbare Pulsbreite betrug 60 ns (FWHM) bei einer Pulsenergie von 150 mJ im Puls. Der Puls besaß dabei eine gaußsche Form. Vergleicht man den Wert der Pulsbreite mit vergleichbaren Literaturwerten (z.B. [32]), so besitzt die Pulsbreite einen um den Faktor 1.5 höheren Wert. Mit einen Nd:YAG gepumpten Titan-Saphir-Laser System wurden Pulsbreiten von 10-40 ns erzielt [32]. Die erreichbaren Pulsbreiten hängen dabei im wesentlichen von der Intensität der Pumpquelle ab.

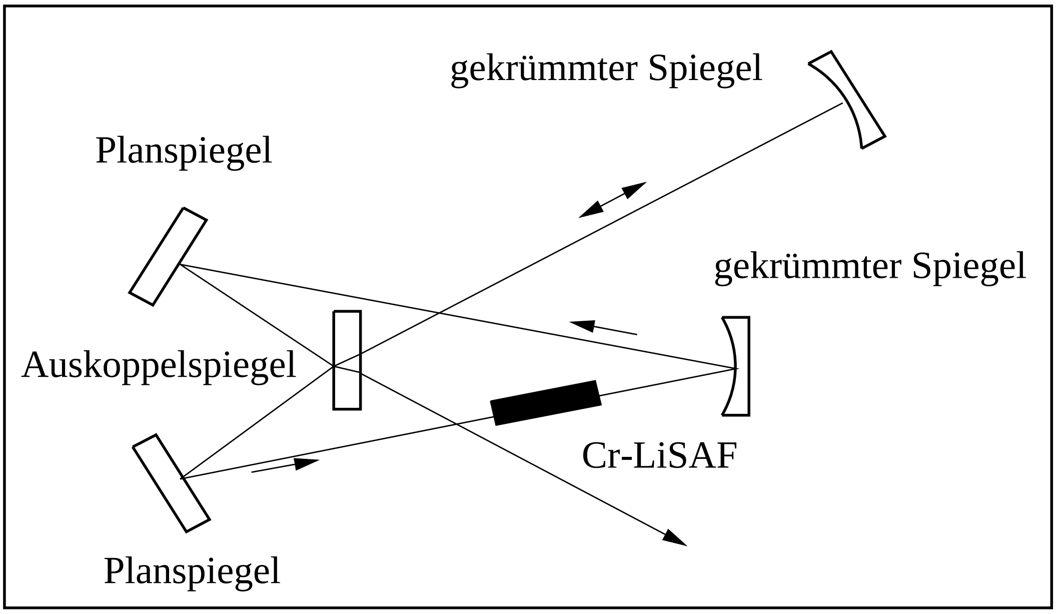


Abbildung 6.1: Schematischer Aufbau des Cr:LiSAF Laser Resonators [77].

## 6.2 Ein verstärkungsgeschalteter Cr:LiSAF-Laser

Die Realisierung eines verstärkungsgeschalteten Cr:LiSAF-Lasers erfolgte 1996 von Herrn *B. C. Weber* am Deutsch-Französischen Forschungsinstitut in Saint-Louis [77]. Zu diesem Zweck wurde ein unidirektionaler Ringlaser mit einer variablen Länge von bis zu 2.9 m als Resonator aufgebaut (Abb. 6.1). Diese Resonatorgeometrie wurde gewählt, um das sogenannte *spatial hole burning* zu unterdrücken: In linearen Resonatoren kann durch das Auftreten von stehenden Lichtwellen ein räumlich inhomogenes Sättigungsfeld im aktiven Medium aufgebaut werden. Bei Schwankungen der Resonatorlänge, z.B. durch äußere mechanische Störungen, werden die Wellenbäuche in Regionen geringer Intensität verschoben und Schwankungen der Laserintensität sind die Folge. Zudem können Resonatormoden, deren Wellenbäuche gerade mit den Wellenknoten der oszillierenden Mode zusammenfallen, ebenfalls anschwingen. Als Folge dieser Intensitätsschwankungen kann es zur Zerstörung des Kristalls oder anderer Komponenten des Resonators kommen. Bei dem von *Weber* verwendeten Resonator werden durch einen gekrümmten Spiegel, der außerhalb des Resonators plaziert ist, nur laufende Lichtwellen, die sich in einer Richtung ausbreiten, verstärkt. Stehende Lichtwellen werden mit dieser Methode nicht verstärkt.

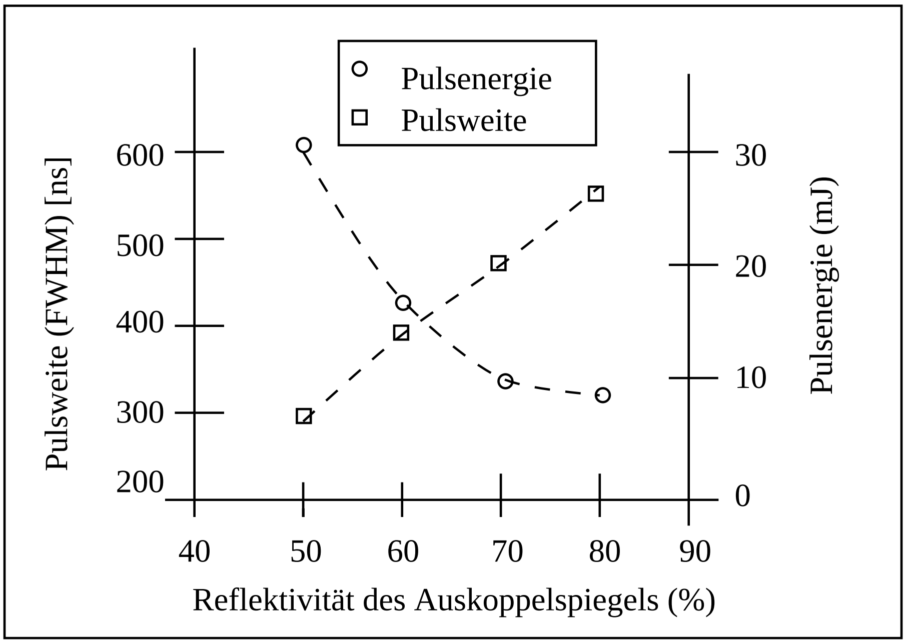


Abbildung 6.2: Ergebnisse der Untersuchungen von *Weber* mit einem verstärkungsgeschalteten Laser [77].

Der Cr:LiSAF-Kristall besaß eine Länge von 55 mm, eine Dotierung von 1.5 % Cr und einen Durchmesser von 3 mm. Die Pumpanordnung bestand aus einer doppelelliptischen, mit Gold beschichteten Pumpkammer. Das Netzgerät der Blitzlampen lieferte einen rechteckförmigen Puls mit einer Länge von 60 $\mu s$, bei einer Repetitionsrate von bis zu 100 Hz und einer Energie von bis zu 12 mJ/Puls. Die Kühlung des Cr-LiSAF-Kristalls erfolgte mit einer 1:1 Mischung aus Äthylenglycol und Wasser. Außerdem wurde 0.1 g Rhodamin 6G pro Liter Kühlmittel beigemischt, um eine Konversion des UV-Lichtes in das Absorptionsspektrum des Laserkristalls zu erreichen. Mit diesem Laser wurde bei einer Resonatorlänge von 2.9 m und einer Reflektivität von $R = 80$ % des Auskoppelspiegels eine Pulsenergie von $E \approx 10\ mJ$ mit einer Halbwertsbreite des Laserpulses von 500 ns erzielt (Abb. 6.2). Der erzeugte Puls besaß eine glatte Gaußverteilung.
Aus den Meßwerten (Abb. 6.2) kann die Abhängigkeit der Pulslänge und der Pulsenergie von der Reflektivität des Auskoppelspiegels abgelesen werden.
Vergleicht man die experimentell erhaltene Pulsbreite mit den berechneten Pulsbreiten sowie den Ergebnissen aus Abschnitt 6.1, so kann die Pulsbreite beim Cr:LiSAF nicht allein aufgrund der Dämpfung der Laseroszillation erzeugt worden sein. *Weber* zeigte durch verschiedene experimentelle Anordnungen, daß die Ursache für diesen Puls in einem positiven Kerr-Effekt (quadratisch elektrooptisch) liegt: Durch die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Intensität des Laserstrahls bildet sich im laseraktiven Medium eine Linse aus, die eine Fokussierung des Laserstrahls im Resonator bewirkt. Da die Intensität im Inneren des Mediums am größten ist, wird dort auch der Berechungsindex am stärksten variiert.
Für den beschriebenen Cr:LiSAF-Laser bedeutet dies: Ein langer Resonator erfordert aufgrund der hohen Verluste eine hohe Pumprate, um die Laserschwelle zu überschreiten. Eine hohe Pumprate bewirkt gleichzeitig eine Verstärkung des Effekts der negativen thermischen Linse des

Cr:LiSAF-Kristalls. Als Folge erhöhen sich die Verluste des Resonators (vgl. Abschnitt 4.2.5). Sobald der Laser die Laserschwelle erreicht, bewirkt der Anstieg der Strahlungsdichte die Ausbildung einer positiven Kerr-Linse im laseraktiven Medium. Die Kerr-Linse bewirkt eine Fokussierung der Strahlung und damit eine Kompensation der negativen thermischen Linse des Kristalls. Es erfolgt eine Reduzierung der Verluste des Resonators. Die Güte des Resonators steigt an. Die Besetzungsinversion wird abgebaut und die Photonen werden in einem Laserpuls aus dem Resonator ausgekoppelt.

# Kapitel 7

# Injection-Seeding

In diesem Kapitel wird die Methode des sogenannten *Injection-Seedings* vorgestellt. Diese Methode wurde entwickelt, um einen frequenzstabilen Betrieb in Festkörperlasern mit hoher Leistung und kleiner Linienbreite zu ermöglichen.
Im folgenden wird das Prinzip des *Injection-Seeding* dargestellt und anschließend die Perspektive diskutiert, die sich daraus für die Pulsstruktur des gepulsten Titan-Saphir-Lasers ergibt.

## 7.1 Das Prinzip des Injection-Seedings

Zum Verständis des Prinzips des *Injection-Seedings* wird kurz das Anschwingverhalten eines freilaufenden Festkörperlasers ohne wellenlängenselektivem Element rekapituliert. Sobald die Nettoverstärkung im Resonator des Lasers größer eins wird, beginnt der Laser kohärent zu emittieren. Dabei wird der Laser Licht der Wellenlängen emittieren, die im Maximum des Verstärkungsprofils des Laserkristalls liegen. Da kein wellenlängenselektives Element im Laser vorhanden ist, wird der Laser bei einem breiten Emissionsspektrum auch breitbandig emittieren. Die spektrale Breite der Emission liegt typischerweise bei ca. 20 nm.
Um das Emissionsspektrum weiter einzuengen kann zum einen ein wellenlängenselektives Element oder die Methode des *Injection-Seedings* angewendet werden. Bei der Methode des *Injection-Seedings* wird während der Aufbauphase des Laserpulses der Strahl eines externen Lasers (*Seed-Laser*) in den Resonator eingekoppelt. Durch den Laserstrahl des *Seed-Lasers* wird die Photonenrate im Laser erhöht. Sowohl die induzierte Emission des Lasers als auch die Strahlung des *Seed-Lasers* werden im Kristall verstärkt und die Nettoverstärkung des Lasers wird schneller (im Vergleich zu freilaufenden Lasern) größer eins. Der Laser beginnt auf der durch den *Seed-Laser* vorgegebenen Wellenlänge zu emittieren [32]. Eine detaillerte Beschreibung der Theorie des *Injection-Seeding* findet man bei *Barnes* [7]. Die Methode des *Injection-Seeding* wird vornehmlich bei gütegeschalteten Hochleistungslasern angewendet. Bei gütegeschalteten Lasern werden durch einen optischen Schalter im Resonator die Verluste bis zu einem wählbaren Zeitpunkt während des Pumppulses so erhöht, daß die Nettoverstärkung kleiner eins bleibt. Dadurch kann sich eine hohe Besetzungsinversion aufbauen, da sie nicht durch die stimulierte Emission abgebaut werden kann. Zu einem Zeitpunkt t wird der Schalter geöffnet, die Verluste werden klein (d.h. die Güte des Resonators wird groß) und es baut sich infolge der großen Nettoverstärkung eine hohe Photonendichte auf, die die im aktiven Medium gespeicherte Inversionsenergie vollständig abbaut. Als *Seed-Laser* wird dabei üblicherweise ein kontinuierlich betriebener Laser verwendet.
Desweiteren wird durch diese Technik die Pulsstruktur des Lasers verändert. Betrachtet man in der Literatur (z.B. [32]) die dargestellten Pulsstrukturen, so wird durch das *Injection-Seeding* aus einem verzerrten und ungleichmäßigen (ähnlich dem *spiking*, vgl. Abschnitt 4.5) Puls ein gleichmäßiger, glatter und gaußförmiger Puls.

## 7.2 Prinzipieller Aufbau eines Seed-Laser-Systems

Der mögliche Aufbau eines solchen Systems ist in Abbildung 7.1 dargestellt. Der *Seed-Laser* wird über einen Strahlteilerwürfel in den Titan-Saphir-Laser eingekoppelt. Zum Schutz der beiden Laser wird eine optische Diode zwischen beide Laser geschaltet werden.
Typischerweise verwendet man Laserdioden als *Seed-Laser*. In unserem Fall ist dies nicht möglich, da diese nicht über den gesamten Bereich von 700 bis 900 nm durchstimmbar sind und somit nur zu einer Verbesserung der Pulsstruktur auf einer Wellenlänge führen würden. Um die Methode des *Injection-Seeding* auszuprobieren und effizient einsetzen zu können ist daher ein kontinuierlich betriebener und durchstimmbarer Laser notwendig.
Bei der Anwendung des *Injection-Seeding* am gepulsten Titan-Saphir-Laser steht nicht die Frequenzstabilisierung im Vordergrund sondern der Aspekt der Verbesserung der Pulsstruktur. Der *Seed-Laser* wird kontinuierlich in den gepulsten Titan-Saphir-Laser injiziert und erhöht somit die Zahl der Photonen im Resonator. Zu Beginn des Pumpvorgangs des gepulsten Titan-Saphir-Lasers stehen dadurch genug Photonen zur Verfügung, daß die Nettoverstärkung schneller größer eins wird. Der Laser beginnt zu emittieren, wobei das schnelle Abbauen der Besetzungsinversion und damit auch das *spiking* unterdrückt wird. Somit sollte die Pulsstruktur des Titan-Saphir-Lasers dahingehend verändert werden können, daß ein rechteckförmiger Puls erzeugt wird.

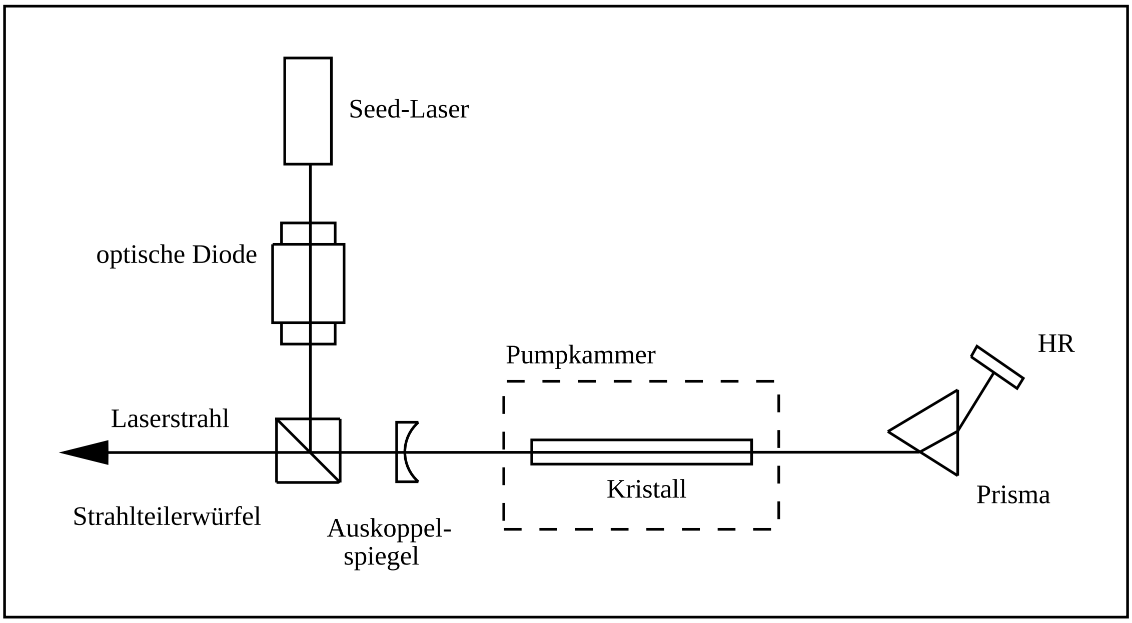


Abbildung 7.1: Schematischer Aufbau des Injection-Seeding-Lasers.

### 7.2.1 Optische Isolatoren

Beim Aufbau eines Lasersystems, das mit der Methode des *Injection-Seeding* betrieben wird, muß die Rückkopplung zwischen dem geseedeten Laser und dem *Seed-Laser* vermieden werden. Aus diesem Grund wird zwischen beide Laser eine optische Diode (Isolator) eingebaut. Ohne diesen Isolator würde ein Teil der Laserstrahlung des geseedeten Laser in den *Seed-Laser* eingekoppelt. Da die Leistung im geseedeten Laser im vorliegenden Fall höher ist würde es zu einer Zerstörung des *Seed-Laser* kommen.
Optische Isolatoren basieren auf dem *Faraday-Effekt*. Aufgrund des *Faraday-Effekts* wird die Polarisationsrichtung von linear polarisiertem Licht gedreht, das sich in einem longitudinalen

Magnetfeld in Materie ausbreitet. Durchläuft ein Lichtstrahl, der sich parallel zum Magnetfeld ausbreitet, den optischen Isolator, so erfährt die Schwingungsebene des elektrischen Feldvektors E eine Drehrichtung nach rechts, bei der entgegengesetzten Ausbreitungsrichtung erfährt der Lichtstrahl eine Linksdrehung. Der Isolator besteht aus einem optischen Element (z.B. YIG-Kristall oder Spezialglas), in dem sich mittels eines Magnetfeldes, das gewöhnlich mit Hilfe eines Permanentmagneten realisiert wird, eine Drehung der Polarisationsrichtung des Laserlichtes von 45° erzielen läßt (Abb. 7.2). Vor und hinter dem Faraday-Rotator befinden sich Linearpolarisatoren P1 und P2, deren Durchlaßrichtung um 45° gegeneinander verdreht sind. Wenn der elektrische Feldvektor des Lichtes, das durch den Polarisator P1 eingestrahlt ist, bei der Ausbreitung von P1 nach P2 parallel zum Magnetfeld gerade so gedreht wird, daß es auch vom Polarisator P2 transmittiert wird, so wird der elektrische Feldvektor des Lichtes, das durch den Polarisator P2 eingestrahlt ist, um 45° in der entgegengesetzten Richtung gedreht und steht deshalb auf der Transmissionsrichtung des Polarisators P1 senkrecht [36].

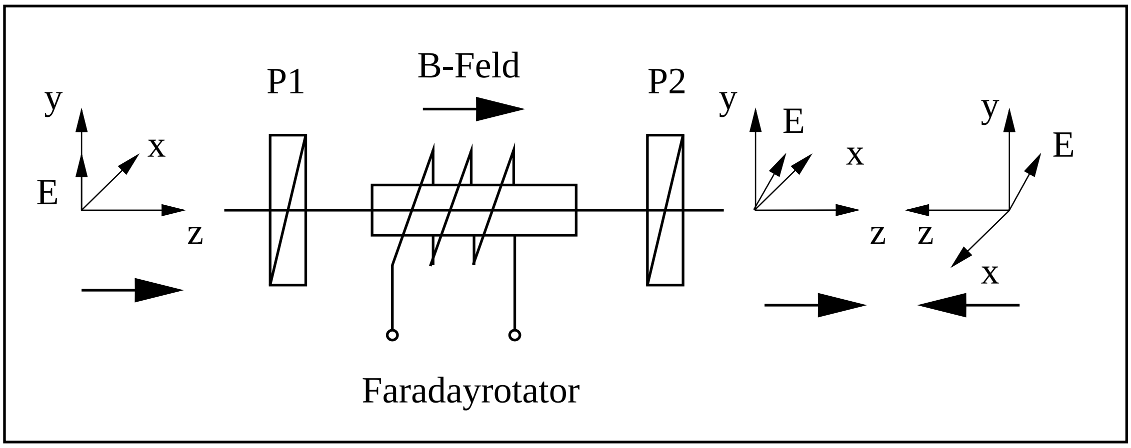


Abbildung 7.2: Prinzip des optischen Isolators. Der Polarisator P2 ist gegenüber dem Polarisator P1 um 45° verdreht [36].

# Kapitel 8

# Kurzpulslaser

In diesem Kapitel wird die Methode der Modenkopplung oder Modensynchronisation (engl. *mode-locking*) vorgestellt [70]. Mit dieser Methode werden Laserpulse mit Pulslängen im ps- und fs-Bereich erzeugt.
Zur Zeit werden mit solchen Laserpulsen Testmessungen zur Erzeugung der polarisierten Elektronenstrahlen, durch die laserinduzierte Photoemission an Halbleiterkristallen, an der Beschleunigeranlage MAMI in Mainz durchgeführt [27].
Im folgenden wird das Prinzip der Modenkopplung dargestellt und die mögliche Nutzung an der Bonner Beschleunigeranlage diskutiert.

## 8.1 Prinzip der Modenkopplung

In einem Laser mit relativ breitem Verstärkungsprofil (d.h. großer Bandbreite) können zahlreiche longitudinale Resonatormoden simultan oszillieren. Um Monomodenbetrieb zu erzielen, müssen spezielle Maßnahmen getroffen werden. Eine andere Situation entsteht, wenn verschiedene Moden mit gleicher Amplitude $E_0$ und mit einer festen Phasenbeziehung untereinander gleichzeitig anschwingen. Die totale elektrische Feldamplitude $E_{tot(t)}$ der elektromagnetischen Welle als Funktion der Zeit t kann dann als Summe über die einzelnen Moden geschrieben werden. Für den Fall von 2n+1 aufeinanderfolgenden Moden erhält man dann [70]:

$$E(t) \;=\; \sum_{q=-n}^{n} E_0 \; exp(2\pi i[(\nu_0 \;+\; q\Delta\nu_{q,q+1}t \;+\; q\phi)]), \tag{8.1}$$

mit $\nu_0$ der Frequenz der zentralen Mode und $\phi$ der konstanten Phasendifferenz zweier benachbarter Moden:

$$\phi_{q+1} \;-\; \phi_q \;=\; \phi. \tag{8.2}$$

Dabei wurde die Phase der zentralen Mode gleich Null gesetzt. Der Frequenzabstand $\Delta\nu_{q,q+1}$ benachbarter longitudinaler Moden hängt von der Resonatorlänge L ab:

$$\Delta\nu_{q,q+1} \;=\; \frac{c}{2L}. \tag{8.3}$$

Die Summation in Gleichung 8.1 läßt sich analytisch ausführen und für 2n+1 simultan oszillierende Moden gleicher Amplitude und konstanter Phasenbeziehung erhält man dann:

$$E(t) \;=\; A(t) \; exp(2\pi i\nu_0 t), \tag{8.4}$$

mit

$$A(t) \;=\; E_0\,\frac{sin[(2n+1)(2\pi\Delta\nu_{q,q+1}t \;+\; \phi)0.5]}{sin[(2\pi\Delta\nu_{q,q+1}t \;+\; \phi)0.5]}. \tag{8.5}$$

E(t) verhält sich folglich wie eine sinusförmige Trägerwelle, bei einer Trägerfrequenz $\nu_0$ mit einer zeitabhängigen Amplitude A(t), entsprechend Gleichung 8.5. Die entsprechende Laserpulsleistung ist hierbei proportional zum Amplitudenquadrat $A^2(t)$ (vgl. Abb. 8.1). Als Ergebnis der Phasenkopplungsbedingung (Gleichung 8.2) interferieren die Moden im Resonator und die Laserstrahlung wird in Form kurzer Lichtpulse der Dauer $\Delta\tau_p$ im Abstand $\tau_p \;=\; 2L/c$ emittiert. Die Pulsmaxima ergeben sich zu den Zeitpunkten $t_m$, in denen der Nenner von Gleichung 8.5 verschwindet. Es folgt:

$$\frac{(2\pi\Delta\nu_{q,q+1}t_m \;+\; \phi)}{2} \;=\; m\pi \tag{8.6}$$

Somit ergibt sich für den Zeitabstand $\tau_p$ unter Verwendung von Gleichung 8.3:

$$\tau_p \;=\; t_{m+1} \;- t_m \;=\; \frac{1}{\Delta\nu_{q,q+1}} \;= \frac{c}{2L} \tag{8.7}$$

Diese Zeit enspricht der Umlaufzeit der Wellenpakete im Resonator. Das Oszillationsverhalten des Lasers kann somit dargestellt werden als ein einzelner im Resonator umlaufender Lichtpuls. Die Halbwertsbreite $\Delta\tau_p$ des Pulses kann ebenfalls aus Gleichung 8.5 abgeschätzt werden zu:

$$\Delta\tau_p \;\approx\; \frac{1}{(2n+1)\Delta\nu_{q,q+1}} \tag{8.8}$$

Bei starkem Pumpen des Laserkristalls können alle Moden innerhalb der Linienbreite $\Delta\nu$ des Laserübergangs anschwingen, sodaß folgt:

$$\Delta\tau_p \;\approx\; \frac{1}{\Delta\nu} \tag{8.9}$$

Es können somit umso kürzere Laserpulse erzeugt werden, je größer die spektrale Linienbreite $\Delta\nu$ des Laserübergangs ist und je mehr Resonatormoden die Laserschwelle überschreiten können. Die Pulsdauer $\Delta\nu$ ist also bandbreitenbegrenzt und durch die Breite des Verstärkungsprofils des Lasermediums bestimmt. Dadurch sind die beiden Festkörperlasermaterialien Titan-Saphir und Cr:LiSAF, aufgrund ihrer Linienbreiten (vgl. Tabelle 4.3), für Pulsanwendungen im ps- bzw. fs-Bereich mit der Methode der Modenkopplung geeignet.
Bei der Realisierung eines modengekoppelten Lasers ist jedoch zu beachten, daß $n(\lambda)$ nicht konstant ist und somit keine feste Phasenbeziehung besteht. Um ein Auseinanderlaufen (d.h. eine Verbreiterung) der Pulse zu verhindern, muß daher z.B. ein Prisma in den Resonator eingebaut werden, um diesen Effekt zu kompensieren.
Neben der kurzen Pulsdauer können derartige Pulse auch hohe Spitzenleistungen besitzen. Für weitere Informationen sei auf die einschlägige Literatur verwiesen [32] [70].

## 8.2 Prinzipieller Aufbau eines geseedeten Mode-Lock-Lasers

Aufgrund des eben beschriebenen Prinzips der Modenkopplung bzw. -synchronisation stellt sich nun die Aufgabe, in einem laseraktiven Material mit einem breiten Verstärkungsprofil möglichst viele Moden mit konstanter Phasendifferenz zur Oszillation zu bringen. Diese kann zum Beispiel durch synchrones *seeden* gelöst werden (Abb. 8.2). Bei diesem Verfahren wird ein kontinuierlich gepumpter Laser (z.B. ein Titan-Saphir-Laser) durch eine Hochfrequenzlaserdiode geseedet. Hochfrequenzlaserdioden emittieren kurze Pulse mit einer Länge von 10 bis 100 ps und haben

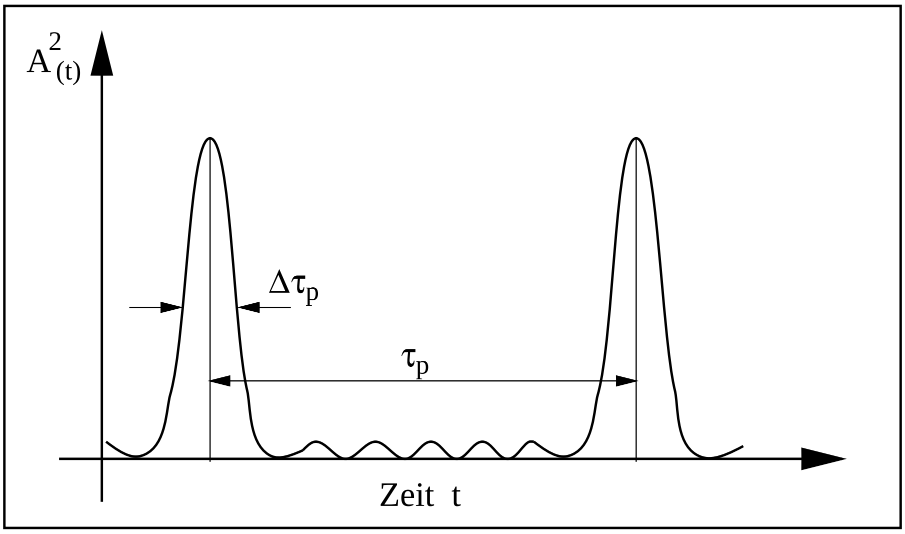


Abbildung 8.1: Zeitverhalten der Intensität für den Fall von 7 Moden mit synchronisierten Phasen und identischen Amplituden [70].

hohe Repetitionsraten von größer 100 MHz [59]. Durch die Hochfrequenzlaserdiode wird die feste Phasenbeziehung dem Titan-Saphir-Laser vorgegeben und der Laser emittiert kurze Pulse. Die Wiederholungsfrequenz der Pulse wird durch die Wiederholungsfrequenz der Hochfrequenzlaserdiode vorgegeben. Dabei muß die Zeit des Umlaufes eines Laserpulses im Resonator der Frequenz der Hochfrequenzlaserdiode entsprechen (z.B. HF-Diode: 500 MHz, das entspricht einer Resonatorlänge von 30 cm). Die Resonatorlänge müßte z.B. zur Erzeugung eines 10 ps langen Pulses gemäß folgender Abschätzung:

$$\Delta L \ll \frac{\tau_{Puls}}{c}, \tag{8.10}$$

mit einer Genauigkeit von $\Delta L \ll 3\ mm$ eingestellt werden. Für einen 10 fs langen Puls ergibt sich $\Delta L \ll 3\ \mu m$. Mit welcher Genauigkeit der Resonator auf die Hochfrequenzlaserdiode abgestimmt werden muß, hängt von der Dämpfungszeit des Resonators ab.
In Abbildung 8.2 ist der schematische Aufbau eines geseedeten Mode-Lock-Lasers dargestellt.

## 8.3 Perspektiven für den gepulsten Titan-Saphir-Laser

Mit der soeben dargestellten Methode lassen sich Pulse mit einer ps-Länge erzeugen. Diese können in den gepulsten Titan-Saphir-Laser injiziert werden. Der gepulste Titan-Saphir-Laser verstärkt während seiner Pumpphase die ps-Pulse. Es ergibt sich somit ein Puls mit einer Länge von einer $\mu s$, der eine Substruktur, bestehend aus einer Folge von ps-Pulse, besitzt. Der Vorteil dieser Anwendung wäre, daß Strahlverluste und Strahlverschmierungen, bei der Akkumulation der polarisierten Elektronenstrahlen im Linearbeschleuniger reduziert werden. Dabei wäre es erforderlich, daß die Frequenz der Hochfrequenzlaserdiode gleich oder einem ganzzahligen Verhältnis der Hochfrequenz des nachfolgenden Beschleunigers entspricht. Die Hochfrequenz des Linearbeschleunigers beträgt 3 GHz, die vom Synchrotron und ELSA 500 MHz. Somit sollte die Wiederholungsfrequenz der ps-Pulse 500 MHz betragen. Dies erfordert eine Resonatorlänge des geseedeten Mode-Lock-Lasers von 30 cm.

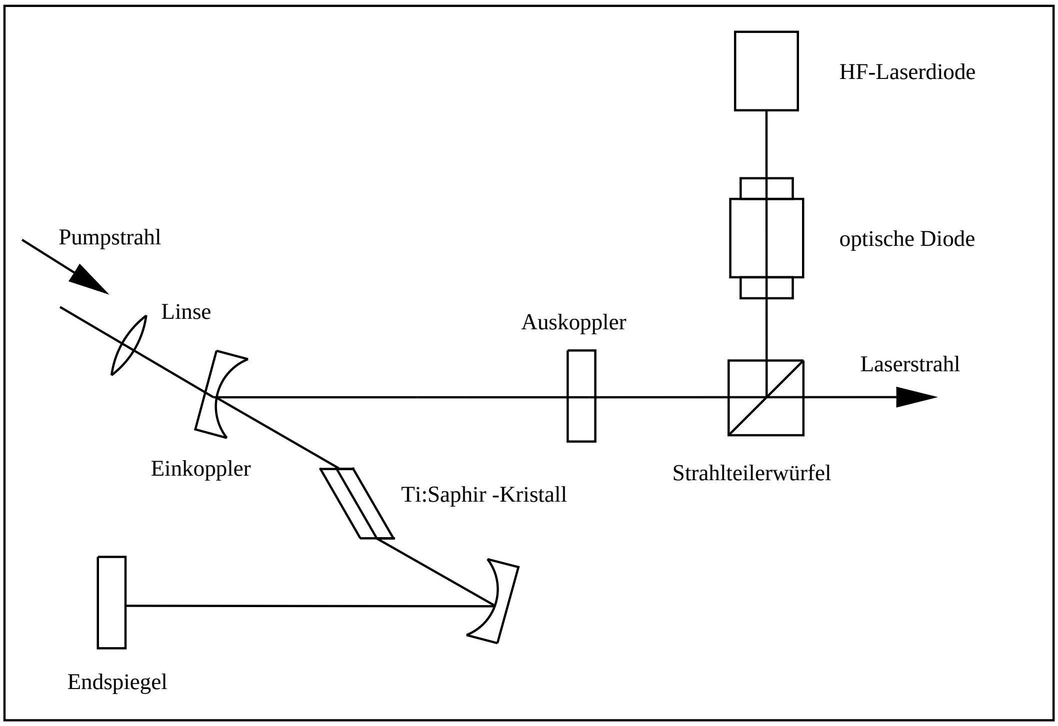


Abbildung 8.2: Schematischer Aufbau eines geseedeten Mode-Lock-Lasers.

# Kapitel 9

# Konzeption und Bau eines Titan-Saphir-Lasers

Als Ergebnis der Untersuchungen der letzten Kapitel kann zunächst folgendes Fazit gezogen werden: Die Methode des *Injection-Seeding* wird die Pulsstruktur des gepulsten Titan-Saphir-Lasers verbessern. Zur Realisierung dieser Methode wird ein kontinuierlich betriebener und durchstimmbarer (700 bis 900 nm) Laser benötigt.
Solch ein Laser wird auch für die Messung des Polarisationsgrades des niederenergetischen Elektronenstrahls durch Streuung an dünnen Goldfolien (Mottstreuung, zum Verfahren und Apparatur s.z.B. [24]) benötigt. Bei diesen Messungen wird der *figure of merit* der in den Quellen verwendeten Kristalltypen bestimmt. Dabei werden die Quanteneffizienz und die Polarisation bei einer bestimmten Wellenlänge gemessen. Da verschiedene Kristalltypen verwendet werden, muß hierbei der Laser durchstimmbar sein.
Die Untersuchungen über *Mode-Lock-Laser* legen für eine spätere Anwendung die Auslegung dieses durchstimmbaren Lasers auf einen 500 MHz *Mode-Lock-Betrieb* nahe.
In diesem Kapitel wird die Konzeption und der Aufbau eines kontinuierlich betriebenen und durchstimmbaren (700 bis 900 nm) Titan-Saphir-Lasers beschrieben. Durch die Resonatorlänge von 30 cm (entsprechend 500 MHz) ist der Laser auch für die modengekoppelte Anwendung nutzbar. Entsprechend den Untersuchungen über die Kristalltypen wäre auch der Aufbau eines Cr:LiSAF-Lasers möglich gewesen. Aufgrund der hohen Verstärkung, vor allem im Bereich zwischen 700 und 750 nm, wurde dem Titan-Saphir-Kristall der Vorzug gegeben, um zunächst an diesem Kristall Erfahrungen im Aufbau und dem Betriebsverhalten von Lasern zu sammeln.

## 9.1 Der Resonator

### 9.1.1 Wahl der Resonatorform

Als Resonator des Titan-Saphir-Lasers wurde ein lineares System in Z-Konfiguration gewählt (Abb. 9.1)[81] [68]. Um eine hohe Nettoverstärkung im Resonator zu erzielen, müssen die Reflexionsverluste an den Grenzflächen des aktiven Mediums (hier: Titan-Saphir) möglichst gering gehalten werden. Diese Anforderung wird durch das Verkippen des Kristalls um den Brewsterwinkel (für Titan-Saphir 60.62°) erfüllt. Dadurch bedingt erfolgt eine unterschiedliche Verschiebung des tangentialen und des sagittalen Bildortes der Strahltaille entlang der optischen Achse des Resonators (Astigmatismus). Die Kompensation des Astigmatismus und damit auch eine Optimierung der Leistungsdichte im Zentrum des Kristalls erfolgt durch Verkippen der gekrümmten Spiegel, welche ebenfalls ein astigmatisches Verhalten bei schrägem Strahleinfall aufweisen. [30]. Diese Kompensation ist bei herkömmlichen linearen Resonatoren nicht möglich und wird unter Verwendung des Matrixformalismus in Abschnitt 9.1.2 näher erläutert [33].

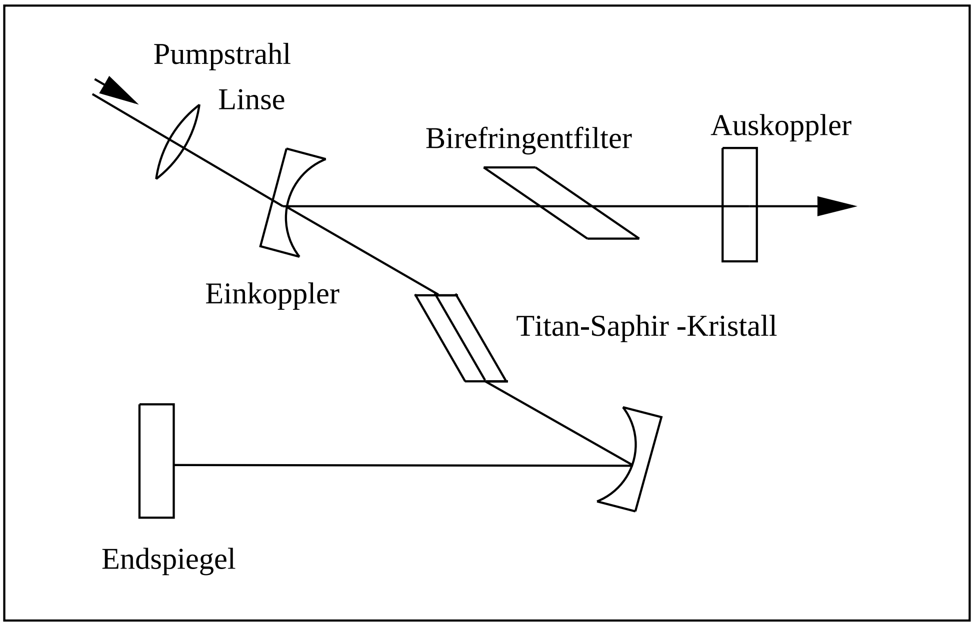


Abbildung 9.1: Schematischer Aufbau des cw-Titan-Saphir-Laserresonators.

Durch die Wahl der Z-Konfiguration ist zudem eine einfache Trennung des Pumplaserstrahls vom erzeugten Laserstrahl möglich. Der Strahl des Pumplasers wird durch eine Linse und den Einkoppelspiegel (hochtransmittierend für 514 nm beschichtet) in den Kristall fokussiert. Das nicht absorbierte Pumplicht tritt durch den zweiten konkaven Spiegel aus dem Resonator aus. Der Strahl des Titan-Saphir-Lasers durchläuft den Resonator und tritt durch den Auskoppelspiegel aus dem Resonator aus und steht für weitere Anwendungen zur Verfügung (Abb. 9.1). Die Durchstimmung des Lasers erfolgt mit Hilfe eines sogenannten *Birefringent-Filters* (vgl. Abschnitt 9.2.2).

### 9.1.2 Kompensation des Astigmatismus

Die Ausbreitung von Licht oder anderer elektromagnetischer Strahlung läßt sich durch die Strahlenoptik, d.h. geometrische Optik beschreiben, unter der Voraussetzung, daß die Abmessungen d und Krümmungsradien R der betrachteten optischen Elemente viel größer sind als die Wellenlänge der elektromagnetischen Strahlung. Die Strahlenoptik dient hier vor allem zur Berechnung der Stabilitätskriterien (vgl. Abschnitt 9.1.3) von Laserresonatoren. Die Stabilitätskriterien von Resonatoren werden mit der paraxialen Optik hergeleitet. Bei der paraxialen Optik oder auch Gaußschen Optik beschränkt man sich auf die geometrische Optik von Strahlen, welche sich entlang der geraden Achse eines optischen Systems fortpflanzen mit den Voraussetzungen, daß einerseits ihre Abstände r von der optischen Achse viel kleiner als die Durchmesser d der optischen Elemente und andererseits die Neigungen der Strahlen gegenüber der optischen Achse gering sind. In der paraxialen Optik genügt es, den Verlauf der achsennahen Strahlen beim Durchgang durch die optischen Elemente, wie z.B. Linsen, Spiegel etc., zu verfolgen. Dieser Verlauf kann durch zweidimensionale Matrizen beschrieben werden. Die mathematische Definition des paraxialen Strahls ergibt sich aus Abbildung 9.2.
Ein Strahl wird bei axialsymmetrischen optischen Systemen beschrieben durch den Abstand r(z) von der Achse am Ort z der Achse. Der Strahl heißt paraxial, wenn seine Neigung gegenüber der Achse so klein ist, daß die entsprechenden Winkelfunktionen sin und tan durch ihre Argumente

ersetzt werden können, d.h.

$$r'(z) \;=\; \frac{dr(z)}{dz} \;=\; tan\alpha \;\approx\; sin\alpha \approx\; \alpha. \tag{9.1}$$

Ein paraxialer Strahl kann durch einen Strahlenvektor beschrieben werden unter der Benutzung von r und r'. Es ergibt sich somit:

$$\vec{r}(z) \;=\; \begin{pmatrix} r(z) \\ r'(z) \end{pmatrix}. \tag{9.2}$$

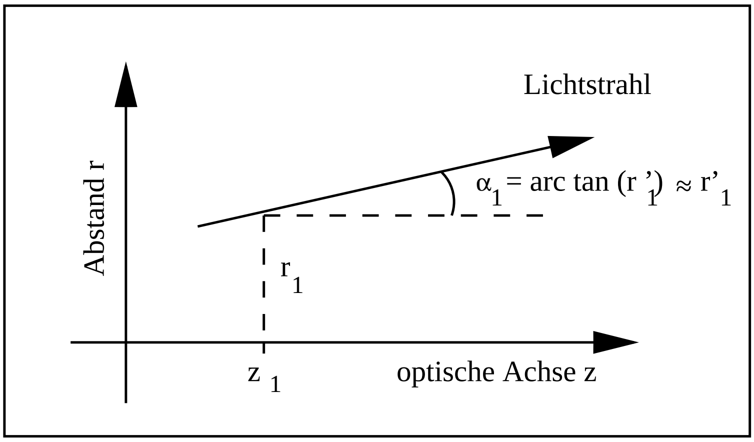


Abbildung 9.2: Paraxialer Strahl [70].

In der paraxialen Optik können die optischen Elemente auf der Achse durch zweidimensionale Matrizen M dargestellt werden, welche die Strahlvektoren $\vec{r}_1$ und $\vec{r}_2$ an zwei verschiedenen Orten $z_1$ und $z_2$ auf der optischen Achse verknüpfen:

$$\vec{r}_2 \;=\; M\;\vec{r}_1,\; mit\; M \;=\; \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix}. \tag{9.3}$$

Mit dieser Darstellung können paraxiale optische Systeme beschrieben werden. Ein optisches System, bestehend aus k nacheinander angeordneten optischen Elementen, welche durch die Matrizen $M_i$ mit i = 1, 2, ... k dargestellt werden, wird durch das Matrixprodukt

$$M \;=\; M_k \;\cdot ..M_2 \;\cdot M_1 \tag{9.4}$$

repräsentiert.

Die Änderung eines paraxialen Strahls beim Durchlaufen einer Brewsterplatte (d.h. einer Platte die unter dem Brewsterwinkel steht) oder eines Kristalles mit Brewsterflächen mit Brechungsindex n und geometrischer Länge d läßt sich mit Hilfe des *Snelliusschen Brechungsgesetzes* sowie durch einfache geometrische Überlegungen herleiten. Für den tangentialen Strahlverlauf ergibt sich dabei:

$$\begin{pmatrix} R_t \\ R'_t \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} n & 0 \\ 0 & \frac{1}{n^2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{n} & 0 \\ 0 & n^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_t \\ r'_t \end{pmatrix} \equiv K_t \begin{pmatrix} r_t \\ r'_t \end{pmatrix}, \tag{9.5}$$

mit $r_t$ bzw. $r'_t$ als Abstand bzw. Steigung des Strahls zur optischen Achse. Die einzelnen Matrixelemente spiegeln Eintritt, Durchlaufen des Kristalles und Austritt wieder und sind zur Bestimmung des Strahlradius an einer beliebigen Stelle des Resonators notwendig. Für den sagittalen Strahlverlauf ergeben sich folgende Matrizen (vgl.[33]):

$$\begin{pmatrix} R_s \\ R'_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{1}{n} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_s \\ r'_s \end{pmatrix} \equiv K_s \begin{pmatrix} r_s \\ r'_s \end{pmatrix}. \tag{9.6}$$

Führt man die Matrizenmultiplikation in (9.5) und (9.6) aus, so zeigt sich der Astigmatismus für beide Strahlebenen wie folgt:

$$K_t = \begin{pmatrix} 1 & \frac{d}{n^3} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \; K_s = \begin{pmatrix} 1 & \frac{d}{n} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \tag{9.7}$$

Ein paraxialer Lichtstrahl, der den Kristall durchdringt, verhält sich demzufolge nicht anders als beim Durchlaufen zweier unterschiedlicher Längen in einem Verhältnis von $1/n^2$ für sagittale und tangentiale Richtung (eine Beschreibung von Gaußschen Strahlen beim Durchqueren einer Brewsterplatte mittels des Huygensschen Prinzips findet sich z.B. in [25]).
Die Korrektur dieses Abbildungsfehlers erfolgt durch Verkippen der sich vor und hinter dem Kristall befindlichen Spiegel um den Winkel $\vartheta$. Für einen Spiegel der Brennweite f wird der im Winkel $\vartheta$ einfallende tangentiale Strahl gemäß elementarer Abbildungsgesetze mit der Brennweite $f_t = f/cos\vartheta$ fokussiert. In sagittaler Richtung ergibt sich die Brennweite zu $f_s = fcos\vartheta$ (vgl. auch [32] [64]). Somit sind die Matrixelemente $S_{t/s}$ der Spiegel gegeben durch:

$$S_t = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-1}{fcos\vartheta} & 1 \end{pmatrix}, \; S_s = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-cos\vartheta}{f} & 1 \end{pmatrix}. \tag{9.8}$$

### 9.1.3 Stabilitätskriterien

Die Stabilitätsbedingung für den hier verwendeten symmetrischen Resonator erhält man mittels des sogenannten ABCD-Gesetzes aus der Strahlmatrix für einen kompletten Umlauf des Laserstrahls im Resonator [33]. Die konkrete Berechnung vereinfacht sich in diesem Fall aus Symmetriegründen auf einen halben Umlauf (hier als Beispiel vom Auskoppler ausgehend, vgl. Abb. 9.1):

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}_{t/s} = D_1 S_{t/s} D_2 K_{t/s} D_2 S_{t/s} D_1, \tag{9.9}$$

mit $D_1$ der Strahlmatrix für den Abstand $d_1$ zwischen dem Einkoppelspiegel und dem Auskoppelspiegel bzw. dem gekrümmten Spiegel und dem Endspiegel, $D_2$ der Strahlmatrix für den Abstand $d_2$ zwischen dem gekrümmten Spiegel und dem Kristall und der Strahlmatrix $K_{t/s}$ für den Kristall in tangentialer und sagittaler Ebene (Abb. 9.4). Die Strahlmatrix muß sowohl für die tangentiale als auch für die sagittale Ebene berechnet werden.
Da die Gleichungen 9.13 bis 9.17 nur für den Gaußschen Strahl ($TEM_{00}$) gelten, wird im folgenden daher zunächst dieser Begriff eingeführt (vgl. auch [17]).
Die Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle im freien Raum kann im allgemeinen durch die

skalare Wellengleichung

$$(\nabla^2 \;+\; k^2)\; E(x,y,z) \;=\; 0 \tag{9.10}$$

beschrieben werden. Breitet sich eine harmonische Welle der Wellenlänge $\lambda$ in z-Richtung aus, so kann E in eine Amplitudenvariation und eine Phasenvariation separiert werden: $E(x,y,z) \;=\; u(x,y,z)\; e^{ikz}$. Für nicht zu stark konvergente oder divergente Strahlen (Öffnungswinkel weniger als 30°) läßt sich die Wellengleichung dann nähern zur paraxialen Wellengleichung:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \;-\; 2ik\,\frac{\partial u}{\partial z} \;=\; 0. \tag{9.11}$$

Eine Lösung dieser Wellengleichung ist die Gaußsche Kugelwelle, die am Ort z = 0 einen Krümmungsradius von $R_0 \;=\; \infty$ und eine Fleckgröße von $\omega_0$ hat:

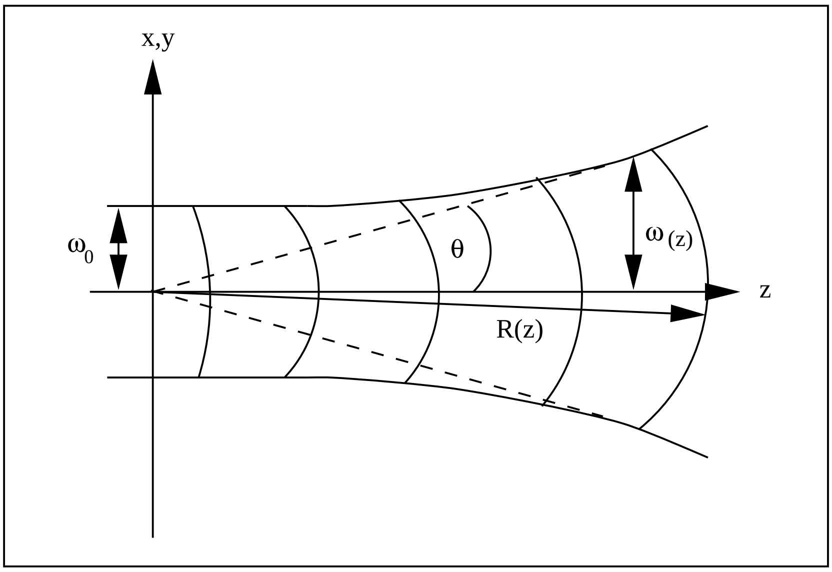


Abbildung 9.3: Propagation einer Gaußschen Kugelwelle mit Strahltaille $\omega$ und $R \;=\; \infty$ am Ort z = 0 [17].

$$u(x,y,z) \;=\; \sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{q_0}{\omega_0 q_z} e^{-ikz-ik\frac{x^2+y^2}{2q_z}}, \tag{9.12}$$

wobei für den komplexen Krümmungsradius q gilt:

$$\frac{1}{q(z)} \;=\; \frac{1}{R(z)} - i\frac{\lambda}{\pi w^2(z)}, \tag{9.13}$$

wobei R dem Kümmungsradius der Phasenfläche des Gaußschen Strahls und w(z) dem Strahlradius im Abstand z von der Strahltaille (engl. *waist* $w_0$) entspricht.
Das transversale Strahlprofil an jedem Ort z ist gaußförmig mit dem Strahlradius

$$w(z) \;=\; w_0\,\sqrt{1+\left(\frac{\lambda z}{\pi w_o^2}\right)^2}. \tag{9.14}$$

Andere Lösungen der paraxialen Wellengleichung können durch Hermitesche Polynome $H_{mn}$ höherer Ordnung beschrieben werden. Die entsprechenden transversalen Feldverteilungen werden als $TEM_{mn}$-Moden des elektrischen Feldes bezeichnet. Die Gauß-Funktion entspricht dem

Hermiteschen Polynom $H_{00}$, die oben angegebene Lösung wird daher als $TEM_{00}$-Mode bezeichnet.
Das ABCD-Gesetz liefert für den komplexen Krümmungsradius

$$\frac{1}{q} = \frac{D-A}{2B} - i\sqrt{\frac{4-(A+D)^2}{4B^2}}. \tag{9.15}$$

Die Stabilitätsbedingung für den Resonator ergibt sich nach [33] für periodische Sequenzen zu:

$$-2 \leq A+D \leq 2. \tag{9.16}$$

Bei Erfüllung der Stabilitätsbedingung bleibt der Laserstrahldurchmesser beschränkt, d.h. der Laserstrahl wird periodisch nach jedem Umlauf im Resonator refokussiert. Für instabile Resonatoren dagegen ist die Resonatorgüte aufgrund der Strahlverluste gering, sodaß die Nettoverstärkung nicht größer eins wird.
Durch die Kombination von Gleichung 9.13, 9.15 und 9.16 ergibt sich der Strahlradius w(z) an der durch die Gleichung 9.9 spezifizierten Stelle im Resonator zu:

$$w(z) = \frac{2\lambda B}{\pi}\sqrt{4-(A+D)^2}. \tag{9.17}$$

Unter Verwendung von Gleichung 9.17 läßt sich somit der Strahlradius w(z) an einer beliebigen Stelle im Resonator und damit auch w(0) bestimmen.
Ein weiterer wichtiger Parameter bei der Konzeption des Resonators ist der konfokale Parameter b:

$$b = \frac{2\pi w^2}{\lambda}, \tag{9.18}$$

wobei b den Abstand zwischen den Punkten auf beiden Seiten der Strahltaille (*waist*), für welche sich der Durchmesser der Gaußschen Kugelwelle auf das $\sqrt{2}$-fache vergrößert hat, darstellt. Innerhalb der Strecke b/2 verdoppelt sich demzufolge die Fläche des Strahlflecks. Innerhalb der Länge des konfokalen Parameters wird ein Gaußscher Strahl noch als parallel angesehen.
Der konfokale Parameter sollte sowohl für die tangentiale als auch für die sagittale Strahlebene einen Wert möglichst gleich der Kristalllänge besitzen.

Wie in Abbildung 9.4 zu erkennen ist, ergeben sich im Resonator drei Strahltaillen: w' am Auskoppelspiegel und am Endspiegel sowie w(0) im Kristall (jeweils unterschiedlich für die tangentiale und sagittale Strahlebene). Desweiteren ist aufgrund der Punktsymmetrie des Resonators im Zentrum des Kristalls der Astigmatismus von vornherein kompensiert. Dies läßt sich anschaulich so erklären, daß der Gaußsche Strahl am Endspiegel, am Auskoppelspiegel und im Kristall in sich selbst zurückreflektiert wird. Es ergeben sich jedoch unterschiedliche Stabilitätsbedingungen für die tangentiale und sagittale Strahlebene.

Die Simulation des Resonators wurde auf der Grundlage der eben beschriebenen Gleichungen durchgeführt. Dabei war die Länge des Resonators mit 30 cm, aufgrund der späteren *Mode-Lock*-Anwendung, vorgegeben. Die Strahltaille wurde bei der Berechnung in die Mitte des Kristalls gelegt und es wurde darauf geachtet, daß die konfokalen Parameter in der sagittalen und tangentialen Ebene möglichst eng beieinander liegen, um ein effizientes Pumpen des Kristalls durchführen zu können. Die Stabilitätsbedingung wurde unter Beachtung der Resonatorlänge und einer möglichst guten Anpassung des konfokalen Parameters an die Länge des Kristalls durch folgende Parameter erfüllt:

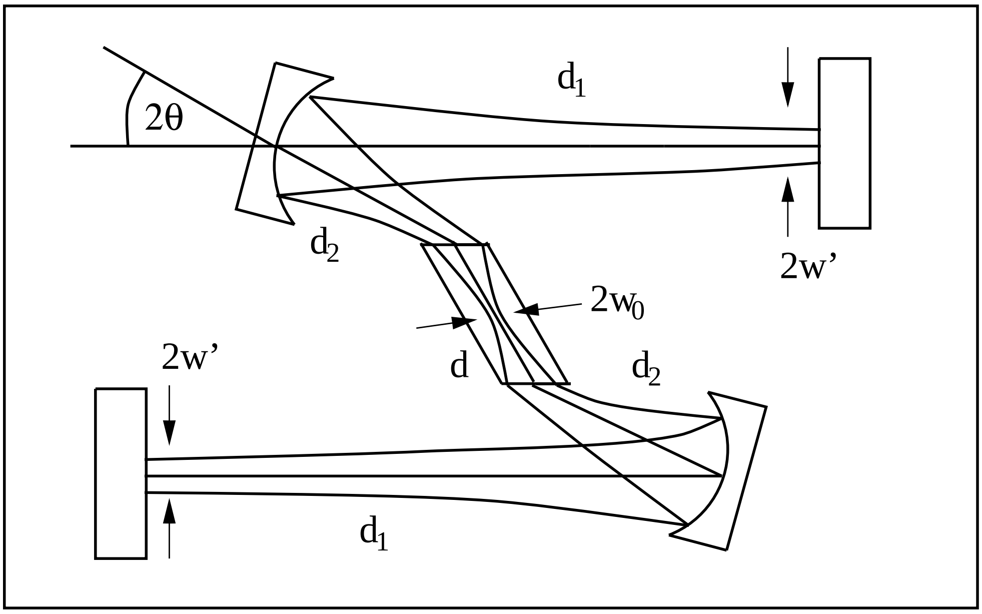


Abbildung 9.4: Schematische Darstellung der Strahlradien im Resonator [68].

| | |
|---|---|
| Kippwinkel der Spiegel $\vartheta$ | 15° |
| Kristalllänge | 15 mm |
| Abstand zw. Auskoppler und Einkoppler | 101.5 mm |
| Abstand zw. Kristall und Spiegel | 35.5 mm |
| Krümmungsradius der Spiegel | 75 mm |

Dabei ergaben sich für die Strahltaille und den konfokalen Parameter die dargestellten Werte:

| | sagittale Ebene | tangentiale Ebene |
|---|---|---|
| Strahltaille $w_0$ in mm | 0.043 | 0.068 |
| konfokaler Parameter in mm | 16 | 38 |

Weiterhin wurde die Einkopplung des Pumplaserstrahls in den Kristall simuliert. Die maximale Ausnutzung des Pumplichtes erfordert eine möglichst gute Überdeckung von Pumpstrahltaille mit der Resonatorstrahltaille im Kristall (um eine maximale Verstärkung zu erreichen). Da durch die Einkopplung des Pumplasers in den Resonator durch den gekippten und gekrümmten Spiegel dessen Strahlprofil ebenfalls deformiert wird, wurde versucht für die tangentiale und sagittale Strahlebene eine bestmögliche Anpassung durchzuführen. Die beste Überlappung wurde mit einer bikonvexlinse Linse (f = 250 mm, $w_{p,s} = 0.05$ mm und $w_{p,t} = 0.069$ mm) erzielt, die den Pumpstrahl in den Kristall fokussiert (Abb. 9.1).

## 9.2 Wellenlängenselektive Elemente

Wie von *Erickson* [21] gezeigt wurde, kann der Titan-Saphir-Laser von 670 bis 1060 nm durchgestimmt werden. Ohne wellenlängenselektives Element zeigt sich eine ca. 20 nm breite Emission mit dem Schwerpunkt bei 795 nm. Die spektrale Breite und Lage dieser Emission im freilaufenden Betrieb ist neben dem Wirkungsquerschnitt für die stimulierte Emission von der Reflektivität der Resonatorspiegel und der Verstärkung im Medium selber abhängig.
Durch die Verwendung von resonatorinternen wellenlängenselektiven Elementen kann zum einen

die Breite der Emission weiter eingeschränkt als auch der Laser durchgestimmt werden. Dabei werden dem Verstärkungsprofil des Lasermediums gezielt Verluste zugeführt, so daß die Nettoverstärkung auf der gewünschten Wellenlänge maximal, dagegen für benachbarte Wellenlängen stark reduziert wird. Als wellenlängenselektive Elemente werden oft doppelbrechende Filter, Interferometer, Prismen, Gitter, als auch Lyot-Filter verwendet. Für die vorliegende Resonatorkonfiguration wurde ein *Birefringent*-Filter gewählt.

### 9.2.1 Die dielektrisch beschichteten Substrate

Das Prinzip der dielektrischen Vielschichten basiert auf der konstruktiven bzw. destruktiven Interferenz an den Grenzflächen der Schichten mit unterschiedlichen Berechungsindizes. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in [41].
Die im Laser verwendeten Resonatorspiegel und Auskoppelspiegel wurden von der Firma Döhrer Elektrooptik hergestellt. Durch die Beschichtungen der Spiegel wurde der freie Spektralbereich auf den Bereich von 700 bis 800 nm (hochreflektierend) begrenzt, mit dem Maximum der Reflexion bei 750 nm. Die Transmissionsverluste der Spiegel liegen bei 750 nm bei etwa 0.5 %.
Um den Spektralbereich von 800 bis 900 nm nutzen zu können, müßte ein weiterer Spiegelsatz angeschafft werden.
Die beiden konkaven Spiegel wurden auf der Rückseite entspiegelt für die Wellenlänge 514 nm (um eine gute Transmission des Argon-Ionen-Laserstrahls zu gewährleisten) und auf der gekrümmten Seite verspiegelt für 700 bis 800 nmn. Es wurden zwei Auskoppelspiegel angeschafft, der eine mit einer Transmission von 2 % und der andere mit 5 %. Mit dem 2 % Auskoppelspiegel erfolgt die Justierung des Resonators, während der 5 % Auskoppelspiegel für den Betrieb des Lasers bestimmt ist.

### 9.2.2 Der Birefringent-Filter

Durch den unter dem Brewster-Winkel im Resonator stehenden Kristall kommt es zur Emission von linear polarisiertem Licht. Aufgrund der geringen Verluste eignen sich doppelbrechende (*Birefringent-*) Filter zum Durchstimmen des Lasers mit linear polarisiertem Licht (Abb. 9.5) [4]. Die Doppelbrechung im *Birefringent-Kristall* bewirkt eine Zerlegung des einfallenden Laserstrahls in einen ordentlichen und in einen außerordentlichen Strahl. Die beiden Teilwellen erfahren im Kristall unterschiedliche Brechungsindizes $n_0$ und $n_e$. Dabei ist $n_0$ unabhängig vom Drehwinkel des Filters und $n_e$ ist abhängig vom Winkel $\alpha$ zwischen der optischen Achse des Kristalls und dem Wellenvektor des außerordentlichen Strahls (Abb. 9.6).
Für kristallines Quarz differieren die Brechungsindizes nur minimal ($\Delta n \ = \ 0.009$ bei 750 nm). Diese Tatsache impliziert, daß die Brechungswinkel der beiden Strahlen sich um weniger als $4 \cdot 10^{-3}\ rad$ unterscheiden und somit die Aufspaltung der beiden Teilwellen in einer Filterplatte von einigen mm Dicke vernachlässigbar ist [56].

Beide Teilwellen sind zueinander senkrecht polarisiert und haben nach Durchqueren der Filterplatte eine Phasendifferenz $\phi$ von:

$$\phi \ = \ \frac{2\pi}{\lambda}(n_e(\alpha) - n_0)\ \frac{d}{sin\beta}, \tag{9.19}$$

mit dem Brewsterwinkel $\beta$. Die Superposition der Teilwellen erzeugt elliptisch polarisiertes Licht. Im Falle von einfallendem linear polarisiertem Licht ergibt sich ein Maximum der Transmisssion T = 1 für Wellenlängen für die die Beziehung

$$\phi \ = \ 2m_i\pi,\ mit\ m_i \ = \ 1,2..., \tag{9.20}$$

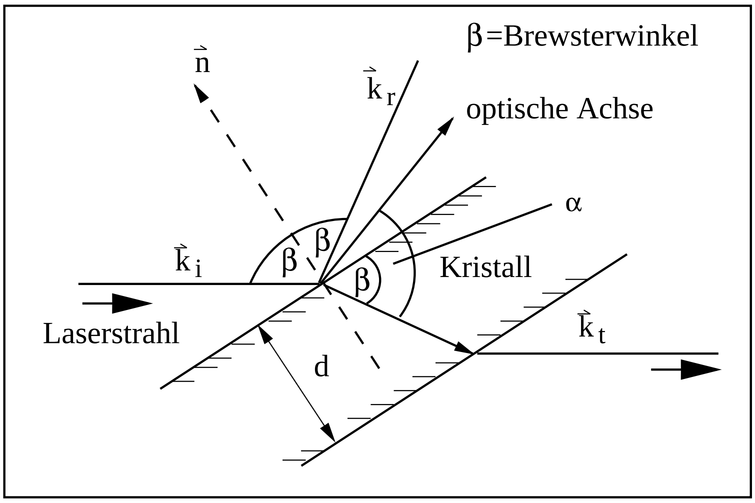


Abbildung 9.5: Unter dem Brewster Winkel geneigte doppelbrechende planparallele Platte [56].

erfüllt ist, unter der Voraussetzung, daß mit Hilfe eines Polarisationsanalysators der linear polarisierte Anteil des Laserlichtes herausgefiltert wurde. Angewendet auf Gleichung 9.19 ist die Relation erfüllt, wenn für jede Platte des *Birefringent*-Filters gilt:

$$\lambda \;=\; \frac{1}{m_i}\,(n_e(\alpha)-n_0)\,\frac{d}{sin\beta},\;\; mit\; m_i \;=\; 1,2... \tag{9.21}$$

Entsprechend werden nur die Wellenlängen im Resonator verstärkt, für welche die Polarisationsrichtung nach Durchlaufen der Filterplatten um ganzzahlige Werte von $\pi$ gedreht worden sind. Die Wellenlängendurchstimmung erfolgt durch Drehen des *Birefringent-Filters* und damit einer Änderung des Winkels $\alpha$, was zu einer Änderung von $n_e(\alpha)$ gemäß Abbildung 9.6 führt.

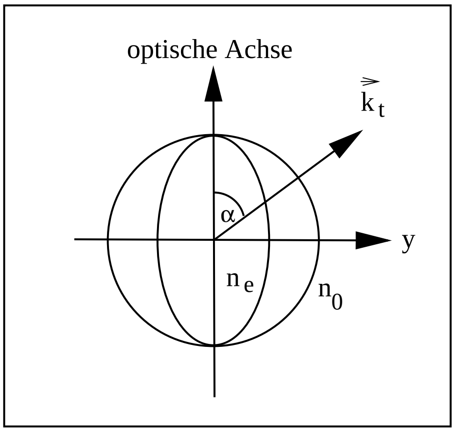


Abbildung 9.6: Brechungsindex-Ellipsoid [15].

Bei der Berechnung des Filters wird wie folgt vorgegangen: Der freie Spektralbereich $\delta\nu$ eines *Birefringent-Filters* ist durch die Dicke L seiner dünnsten Platte bestimmt [15]:

$$\delta\nu \;=\; \frac{c}{(n_0-n_e)L}, \tag{9.22}$$

mit der Lichtgeschwindigkeit c. Für eine kristalline Quarz-Platte mit $n_0 = 1.544$ und $n_e = 1.553$

von 0.53 mm Dicke ergibt sich daraus ein freier Spektalbereich von etwa 100 nm. Die Transmission T der Platte in Abhängigkeit von der Wellenlänge ist gegeben durch:

$$T_{(\lambda)} \;=\; T_o cos^2 \frac{(\pi \Delta n L)}{\lambda}. \tag{9.23}$$

Um diese recht breite Transmissionskurve weiter einzuengen, verwendet man mehrere Platten mit einem ganzzahligen Dickenverhältnis, wodurch die Transmissionskurve des Filters wie in Abbildung 9.7 dargestellt eingengt wird. Dabei ergibt sich die Gesamttransmission durch das Produkt der Transmissionen der einzelnen Platten.

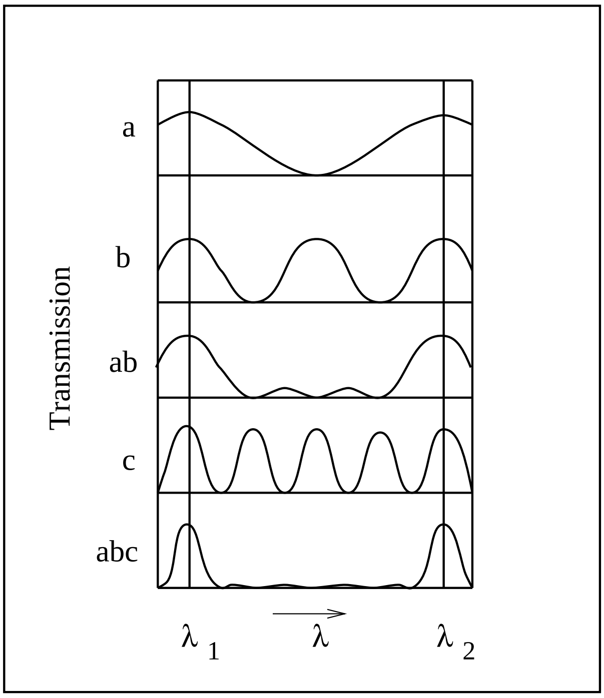


Abbildung 9.7: Transmissionsspektrum eines Birefringent-Filters aus drei Komponenten der Dicke D = m d mit m = 1,2,4 und d der Dicke der dünnsten Platte [15].

Um die Bandbreite des Lasers weiter einzuschränken wurde ein aus drei Platten bestehender *Birefringent-Filter* mit einem Dickenverhältnis von 1:2:4 gewählt. Die Bandbreite ergibt sich zu [60]:

$$\Delta\lambda \;\approx\; \frac{BEP}{S}\; (\frac{ln2\; t}{2\; \tau})^{1/2}, \tag{9.24}$$

mit

| | | |
|---|---|---|
| BEP | = | Bandbreite der dünnsten Platte, |
| t | = | Zeit für einen Umlauf im Resonator, |
| S | = | Gesamtplattendicke (S = 1+2+4), |
| $\tau$ | = | Aufbauzeit des Laserpulses im Resonator. |

Wie man der Gleichung 9.24 entnimmt, hängt die resultierende Bandbreite nicht nur von der Anzahl und der Dicke der Platten, sondern auch von der Reflektivität des Auskoppelspiegels, den Verlusten im Resonator und der Verstärkung im Laserstab (hier ausgedrückt durch die Aufbauzeit

des Pulses) ab.
Die Berechnung lieferte für einen aus drei Platten bestehenden *Birefringent-Filter* eine Bandbreite von $\Delta\lambda \approx 1\ nm$ (t = 2 ns, $\tau \approx 55\ ns$), bei einer Dicke der dünnsten Platte von 0.531 mm. Ein entsprechender Filter wird im Laser verwendet.

## 9.3 Aufbau des Lasers

### 9.3.1 Mechanische Komponenten

Die Grundplatte des cw-Titan-Saphir-Lasers bildet eine planparallel geschliffene Aluminiumplatte (Unebenheit der Oberfläche $< 0.02\ mm$, 240 x 160 x 20 $mm^3$) mit Gewindebohrungen für Schienen, auf denen die Spiegel angebracht werden, sowie für den Kristallhalter und den Halter für den *Birefringent-Filter.*

#### Durchstimmen mittels Birefringent-Filters

Zur definierten Verkippung des *Birefringent-Filter* wurde eine Halterung aus Aluminium konstruiert, die auf einem Goniometer befestigt wird. Die Grobabstimmung der Wellenlänge erfolgt durch Drehen des Filters in der Halterung. Für die Feinabstimmung wird das Goniometer verdreht. Aus Platzgründen wurde der Filter mittig zwischen den konkaven Resonatorspiegel und den Auskoppelspiegel gestellt. Für die Grobjustage des Lasers wird der Filter aus dem Resonator genommen. Da der Filter unter dem Brewster-Winkel im Resonator steht, erfolgt durch ihn ein Strahlversatz von 1.75 mm. Dieser Versatz hat auf den Verlauf des Laserstrahls im Resonator nur einen geringen Einfluß, da es sich beim Auskoppelspiegel um einen planen Spiegel handelt. Der unter dem Brewsterwinkel im Resonator stehenden *Birefringent-Filter* bewirkt zudem einen Astigmatismus (vgl. Abschnitt 9.1.1). Aufgrund der Gesamtdicke der Filterplatten von $\approx 3.7\ mm$ kann dieser Effekt jedoch vernachlässigt werden [27].

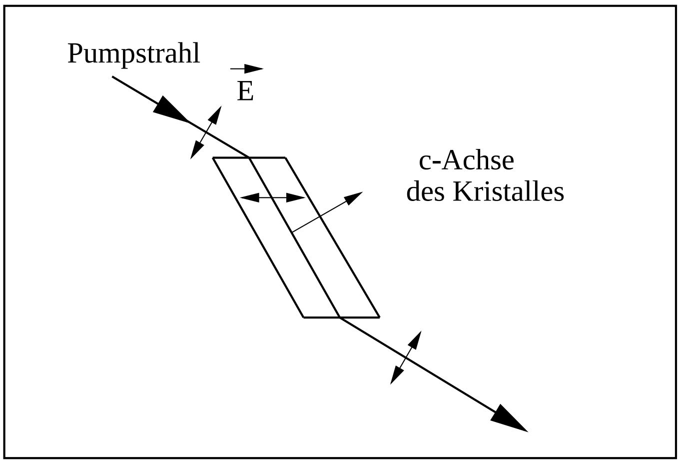


Abbildung 9.8: Polarisation des Pumpstrahls parallel zur optischen Achse (c-Achse) des Kristalls [68].

#### Die Einkopplung des Pumplasers

Der verwendete Pumplaser sowie der Titan-Saphir-Laser befinden sich auf einem schwingungsgedämpften optischen Tisch. Der Laserstrahl des Argon-Ionen-Lasers wird durch zwei Umlenkspiegel p-polarisiert, d.h parallel zur Resonatorebene bzw. optischen Achse des Kristalls, vgl. Abbildung 9.8, (vorher s-polarisiert, d.h. senkrecht zur Resonatorebene) und zum Einkoppelspiegel des Titan-Saphir-Lasers geführt.

Mit zunehmender Anzahl von Umlenkspiegeln vergrößert sich jedoch auch die Anfälligkeit gegenüber mechanischen Störungen des optischen Tischs, die auf die Spiegel übertragen werden und zu verstärkten Intensitätsfluktuationen in der Ausgangsleistung des Titan-Saphir-Lasers führen. Beim Aufbau des Lasers wurde daher darauf geachtet, eine minimale Anzahl von Umlenkspiegeln zu verwenden. Die Strahlführung wurde mit vier Spiegeln aufgebaut.

#### Die Kühlung des Kristalles

Mit zunehmender Erwärmung des Kristalles sinkt die Lebensdauer des oberen angeregten $^2E$-Zustandes kontinuierlich und damit auch die Lebensdauer des oberen Laserniveaus (vgl. Abschnitt 4.2.4). Eine Abnahme der Lebensdauer des oberen Laserniveaus verursacht bei konstanter Pumprate eine Verringerung der Besetzungsinversion. Die Folge ist eine Abnahme in der Ausgangsleistung des Titan-Saphir-Lasers.
Aus diesem Grund wurde der Kristall in einen wassergekühlten Kupferblock eingebaut. Kupfer eignet sich besonders wegen seiner hohen Wärmeleitfähigkeit von 401 W/mK.

### 9.3.2 Inbetriebnahme des Lasers

Der Laser wurde mit dem 2% Auskoppelspiegel aufgebaut. Bei einer Pumpleistung von 2 W lieferte der Titan-Saphir-Laser eine Ausgangsleistung von 108 mW. Der Laser emittierte im Maximum des Verstärkungsprofil, da bei diesem Aufbau der *Birefringent-Filter* noch nicht in den Resonator eingebaut worden war.
Weitere Messungen waren zur Zeit der Fertigstellung nicht möglich, da die entsprechenden Meßgeräte zunächst angeschafft werden müssen.

# Kapitel 10

# Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Diplomarbeit wurden alternative Lasersysteme zur Erzeugung polarisierter Elektronenstrahlen an der Beschleunigeranlage ELSA vorgestellt und ihre Anwendungsmöglichkeiten diskutiert. Es konnte gezeigt werden, daß auf längere Sicht der Cr:LiSAF-Kristall eine Alternative zum Titan-Saphir-Kristall ist. Die Tatsache, daß dieser Kristall mit wartungsarmen Hochleistungslaserdioden gepumpt werden kann, ermöglicht die Verdrängung der blitzlampengepumpten Lasersysteme. Außerdem besitzt der Cr:LiSAF-Kristall einige charaktische Eigenschaften die seine Verwendung im Vergleich zum Titan-Saphir-Kristall bevorzugen. Solange jedoch die GaInP/AlGaInP-Laserdioden noch nicht ausgereift sind stellt der Cr:LiSAF-Kristall nur auf lange Sicht eine Alternative dar.
Es wurde gezeigt, daß kurzfristig keine alternativen Lasersysteme zum gepulsten Titan-Saphir-Laser existieren. Als Fazit müssen daher zunächst umfangreiche Studien am gepulsten Titan-Saphir-Laser durchgeführt werden, um das Betriebsverhalten des Lasers zu verbessern. Dazu wäre ein Umbau des Lasersystems notwendig. Anschließend könnten Untersuchungen über das Verhalten des Laserpulses bei der Variation der Resonatorlänge sowie der Transmission des Auskoppelspiegels durchgeführt werden.
Weiterhin wurde in dieser Diplomarbeit aufgezeigt, wie die Pulstruktur des Titan-Saphir-Laser durch zwei unterschiedliche Methoden verbessert werden kann. Zur Realisierung dieser Methoden wurde ein kompakter, kontinuierlich betriebener und durchstimmbarer Titan-Saphir-Laser konstruiert. Der Laser wurde aufgebaut und erfolgreich getestet. Somit steht nun ein Laser zur Verfügung, mit dem die Methode des *Injection-Seeding* experimentell überprüft werden kann. Bei der Konstruktion des Lasers wurde außerdem auf eine mögliche spätere Anwendung als *Mode-Lock-Laser* geachtet. Somit ist es auch möglich, diese Methode experimentell zur Verbesserung der Pulsstruktur des gepulsten Titan-Saphir-Lasers zu überprüfen.

# Danksagung

Mein herzlicher Dank gilt Herrn Prof. Dr. B. Schoch für die Leitung dieser Arbeit. Ich danke Herrn Dr. W. Hillert für die interessante und vielfältige Themenstellung der Diplomarbeit sowie für die hervorragende und allgegenwärtige Unterstützung, die gute Zusammenarbeit in allen Phasen der Diplomarbeit und für das stets vertauensvolle Arbeitsklima. Ferner danke ich Herrn Prof. Dr. K. Heinloth für die Übernahme des Korreferates.
Herrn Dr. D. Doll danke ich für die vielen anregenden, realistischen und motivierenden Diskussionen sowie die freundschaftliche Arbeitsatmosphäre.
Besonderer Dank gilt Herrn B. Neff, der tatkräftig bei der Konstruktion der Laserbauteile geholfen hat.
Desweiteren bedanke ich mich bei dem Leiter der feinmechanischen Werkstatt des Physikalischen Institutes, Herrn Liers und seiner Mannschaft, die alle Aufträge zuverlässig ausgeführt haben.
Allen Diplomanden und Doktoranden meiner Arbeitsgruppe möchte ich meinen Dank für ihre ständige Hilfsbereitschaft aussprechen.

# Literaturverzeichnis


[1] Adelhardt. Persönliche Mitteilung. Firma: Laser 2000, 1997.

[2] R. L. Aggarwal et al. Residuel Infrared Absorption in As-Grown and Annealed Crystals of $Ti^{3+} : Al_2O_3$. *IEEE J. of Quant. Electr.*, 24(6):1003, 1988.

[3] P. Albers et al. Continuous-wave laser operation and quantum efficiency of titanium-doped sapphire. *J.Opt.Soc.Am.B*, 3(1):134, 1986.

[4] Kh. S. Bagdasarov et al. Broad-band tuning of $Ti^{3+} : Al_2O_3$ laser radiation using electrooptic filter. *Sov. J. Quantum Electron*, 19(9):1173, 1989.

[5] H. J. Baker et al. Optimization of Pulsed UV-Radiation from Linear Flashtubes. *J.Phys.E.*, 8:219, 1975.

[6] F. Balembois et al. Theoretical and experimental investigations of small-signal gain for a diode-pumped Q-switched Cr:LiSAF laser. *IEEE. Journal of Quantum Electronics*, 33(2):269, 1997.

[7] N. P. Barnes et al. No Title. *IEEE. Journal of Quantum Electronics*, 29:2670, 1993.

[8] P. Beaud et al. Optical Amplification Characteristics of Cr:LiSAF and Cr:LiCAF under Flashlamp-Pumping. *IEEE. Journal of Quantum Electronics*, 30(5):1259, 1994.

[9] Biesenbach. Persönliche Mitteilung. RWTH Aachen, 1997.

[10] H. S. Carslaw. *Conduction of Heat in Solids.* Oxford University Press, 1948.

[11] L. Chase et al. New tunable solid-state lasers. *Optics and Photonics News*, page 16, 1990.

[12] Coherent. Laser Diodes And Bars (Product Overview). Coherent.

[13] Laser Components. Laserpumplampen (Produktkatalog). Laser Components GmbH.

[14] C. H. Cook et al. Unknown. *Applied Optics*, 1964.

[15] W. Demtröder. *Laserspektroskopie.* Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1993.

[16] DeOdorico. Persönliche Mitteilung. Firma: Dilas, 1997.

[17] D. Doll. *Das Compton-Polarimeter an ELSA.* PhD thesis, Physikalisches Institut der Universität Bonn, 1998.

[18] Frank J. Duarte. *Tunable Laser Applications.* Marcel Dekker Inc., 1995.

[19] Frank J. Duarte. *Tunable Lasers Handbook.* Optics and Photonics, 1995.

[20] D. Durek. *Untersuchung des Einflusses von Gasen auf die Photoemission an Galliumarsenid-Kristallen.* PhD thesis, Physikalisches Institut der Universität Bonn, 1998.

[21] E. G. Erickson. Flashlamp pump Ti:sapphire laser. *Laser Focus World*, 1989.

[22] R. E. Fahey et al. Growth of $Al_2O_3$ crystals by a seeded-gradient-freeze technique. In A.B.Budgor et al., editors, *Tunable solid state lasers II.* Springer, 1987.

[23] M. A. Gusinow et al. Near UV Spectral Efficiency of High-Current Xenon Flashlamps. *IEEE. J. of Quantum Electron*, 11:929, 1975.

[24] W. Hanke. Aufbau eines Mottpolarimeters für die Bonner Quelle spinpolarisierter Elektronen. Master's thesis, Physikalisches Institut der Universität Bonn, 1995.

[25] D. C. Hanna et al. Astigmatic Gaussian beams produced by axially asymmetric laser cavities. *IEEE. J. of Quantum Electron*, 5:483, 1969.

[26] P. Hartmann et al. Time Resolved Measurement of the Spin Relaxation of Photoelectrons Emitted from a Bulk GaAs Photocathode. In *Spin 96 Proceedings.* World Scientific, 1996.

[27] Jürgen Hoffmann. *Dissertation in Vorbereitung.* PhD thesis, Universität Mainz, 1998.

[28] A. Hoffstädt. Bestimmung des spektralen Wirkungsgrades eines gepulsten Ti-Saphir Lasers. Technical report, Festkörper-Laser-Institut Berlin, 1991.

[29] F. Hollinger. Persönliche Mitteilung. Firma: Idar Laser, 1997.

[30] H.W.Kogelnik et al. Astigmatically compensated cavities for dye lasers. *IEEE J. Quantum Electron*, 8(3):373, 1972.

[31] J. Kessler. *Polarized Electrons.* Springer Series, 2 edition, 1985.

[32] Walter Koechner. *Solid-State Laser Engineering.* Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1996.

[33] H. W. Kogelnik et al. Laser beams and resonators. *Appl.Opt.*, 5(10):1550, 1966.

[34] Jürgen Kolenda. *Anwendungen des blitzlampengepumpten Titan:Saphir Lasers in der Lidar-Technik.* PhD thesis, Universität Berlin Fachbereich Physik, 1993.

[35] P. Lacarova et al. Growth, spectroscopy and lasing of titanium-doped sapphire. *IEEE J. Quantum Electron*, 21:1614, 1985.

[36] W. Lange. *Einführung in die Laserphysik.* Wissenschaftliche Buchgesellschaft, 1994.

[37] P. Lapostolle. *Linear Accelerators.* North-Holland, Amsterdam, 1970.

[38] H. W. Lee et al. Excited state absorption of $Cr^{3+}$ *in* $LiCaAlF_6$: Effects of asymmetric distortions and intensity selection rules. *Phys.Review B*, page 8907, 1989.

[39] Yves Lutz. *Charakterisierung von Kaliumniobat als Frequenzverdoppler eines gepulsten Titan-Saphir-Lasers.* PhD thesis, Deutsch-Französisches Forschungsinstitut Saint-Louis, 1997.

[40] R. M. MacFarlane et al. Dynamic jahn-teller effect in octahedrally coordinated $d^1$ impurity systems. *Phys.Rev.*, 166:250, 1968.

[41] H. A. Macleod. *Thin-film optical filters.* Macmillan, New York, 1986.

[42] D. S. McClure et al. Optical spectra of transition-metal ion. *J.Chem.Phys.*, 36:2757, 1962.

[43] J. Meyer. Persönliche Mitteilung. Firma: Coherent, 1997.

[44] P. F. Moulton et al. Ti:-doped sapphir: a tunable solid-state-laser. *Opt. News*, 8(6):9, 1982.

[45] P. F. Moulton et al. Spectroscopic and laser characteristics of $Ti : Al_2O_3$. *J.Opt.Soc.Am.B*, 3(1):125, 1986.

[46] D. Mundinger et al. Demonstration of high-performance silicon microchannel heat exchangers for laser diode array cooling. *Appl. Phys. Lett.*, 53(12):1030, 1988.

[47] T. Nakanishi. Development of Electron Source toward $\approx$ 100 % Polarization, 1995. Summary Report.

[48] T. Nakanishi et al. Highly Polarized Electrons from Superlattice Photocathodes, 1997. to be published.

[49] Noble. Optical pumps for lasers, 1972.

[50] S. A. Payne et al. Laser performance of $Cr : LiSrAlF_6$. *J.Appl.Physics*, 66:1051, 1989.

[51] S. A. Payne et al. Optical Spectroscopy Of The New Laser Materials, $LiSrAlF_6 : Cr^{3+}$ AND $LiCaAlF_6 : Cr^{3+}$. *J. of Luminescence*, page 167, 1989.

[52] S. A. Payne et al. 752 nm Wing-Pumped Cr:LiSAF Laser. *IEEE J. of Quantum Electronics*, 28(4):10, 1992.

[53] S. A. Payne et al. Properties of $Cr : LiSrAlF_6$. *Applied Optics*, 33(24):5526, 1994.

[54] M. D. Perry et al. Cr:LiSAF. *Opt.Lett.*, 1992.

[55] M. D. Perry and other. *Cr:LiSAF*, 1992. Lightning optical Corporation, Data Sheet 2002.

[56] G. Phillipps et al. NaCl Color Center Laser with Birefringent Tuning. *Appl. Phys. B*, 47:127, 1988.

[57] D. T. Pierce et al. Direct Observation of Spin Dependent Electronic Structure of GaAs Using Spin Polarized Photoemission. *Pysics Letters*, 1975.

[58] D. T. Pierce et al. Photoemission of spin-polarized electrons from GaAs. *Physical Review B*, 13(12):5848, 1976.

[59] M. Poelker. High power gain-switched diode laser master oscillator and amplifier. *Appl. Phys. Lett.*, 67(19):2762, 1995.

[60] W. R. Rapoport et al. Titanium sapphire laser characteristics. *Appl. Opt.*, 27(13):2677, 1988.

[61] A. Sanchez et al. Crystal Growth, Spectroscopy, and Laser Characteristics Of $Ti : Al_2O_3$. *IEEE J. Quantum Electron*, 24(6):995, 1988.

[62] R. Scheps et al. Diode-pumped $Cr : LiSrAlF_6$ laser. *Opt. Lett.*, 16:820, 1991.

[63] E. J. Seppi. *New Monte-Carlo method and review of present methods for calculating the geometrics of excitation geometries for solid state lasers.* Inst. f. Analysis, Sci. and Tec. Div., 1970. Contract DAGC 15-67-C0011.

[64] A. E. Siegman. *Lasers.* University Science Books, Mill Vally, CA 1986, 1986.

[65] M. Stalder et al. Thermal quenching of fluorescence in chromium-doped fluoride laser crystals. *J.Opt.Soc.Am.B*, 9(12):2271, 1992.

[66] M. Steigerwald et al. Status of the MAMI-Source of Polarized Electrons. In *Spin 96 Proceedings*. World Scientific, 1996.

[67] Tünnermann. Persönliche Mitteilung. Laserzentrum Hannover, 1997.

[68] Bernd Ueberholz. Ein kompakter Titan-Saphir-Laser für Lichtkraftmessungen. Master's thesis, Institut für angewandte Physik der Universität Bonn, 1995.

[69] M. Ulbricht. Flashlamp Pumped Ti:Sapphire Lasers. Technical report, Elight Laser Systems, 1993. Techn. Informationsschrift.

[70] F. K. Kneubühl und M. W. Sigrist. *Laser*. Teubner Studienbücher, 1991.

[71] W. Kleen und R. Müller. *Laser*. Springer, 1969.

[72] Unknown. *Flash:Ti Manual*, 1997. SLAC:I-040-20500-019.

[73] W. Viebahn. Untersuchungen an quaternären Fluoriden $LiMeMeF_6$. Die Struktur von $LiCaAlF_6$. *Z.anorg.Chemie*, page 335, 1971.

[74] VLOC. Advancing crystal growth technology (Sales cataloge). VLOC.

[75] Siegfried Voigt. Aufbau und Test einer Quelle polarisierter Elektronenstrahlen für den Einschuß in die Bonner Beschleunigeranlage ELSA. Master's thesis, Physikalisches Institut der Universität Bonn, 1991.

[76] T. Wada et al. Unknown. *Japanese J. of Appl. Phys.*, 29(10):2087, 1990.

[77] B. C. Weber et al. Efficient single-pulse emission with submicrosecond from a Cr:LiSAF laser. *Optics Communictions*, 128:158, 1996.

[78] Matthias Westermann. Konzept und Bau einer Laserstrahlführung und Laserpulsmodulation für eine Quelle spinpolarisierter Elektronen. Master's thesis, Physikalisches Institut der Universität Bonn, 1995.

[79] K. H. Witte. A reliable low-maintenance flashlamp-pumped Ti:Sapphire laser operating at 120pps. SLAC-PUB-6443, 1994.

[80] A. Yu et al. Opt.Tech, 1970.

[81] C. Zimmermann et al. Design of a compact tunable Ti:sapphire Laser. *Opt. Lett.*, 20(3):297, 1995.

# Abbildungsverzeichnis

# Tabellenverzeichnis