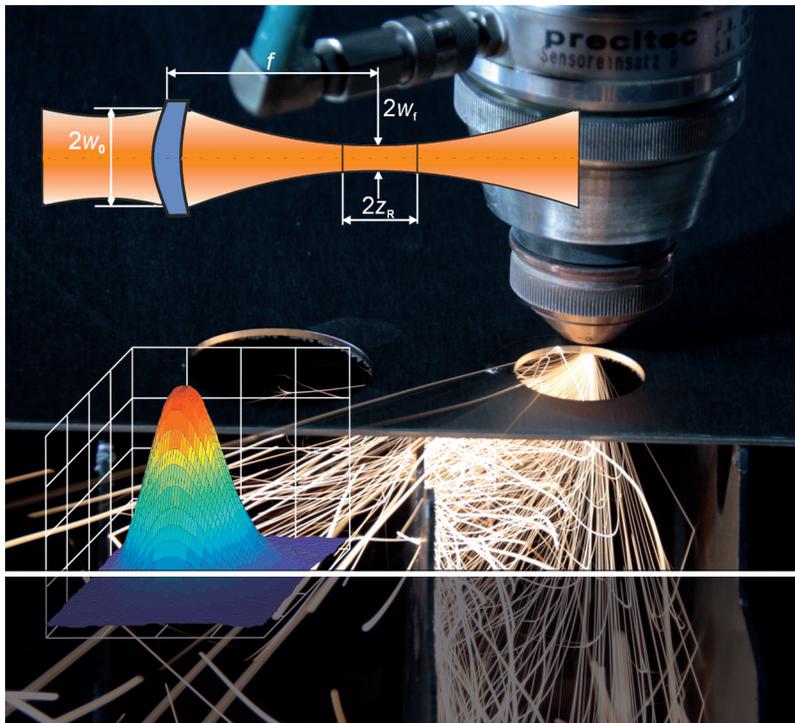


Jens Bliedtner
Hartmut Müller
Andrea Barz

Lasermaterial- bearbeitung

Grundlagen - Verfahren - Anwendungen - Beispiele

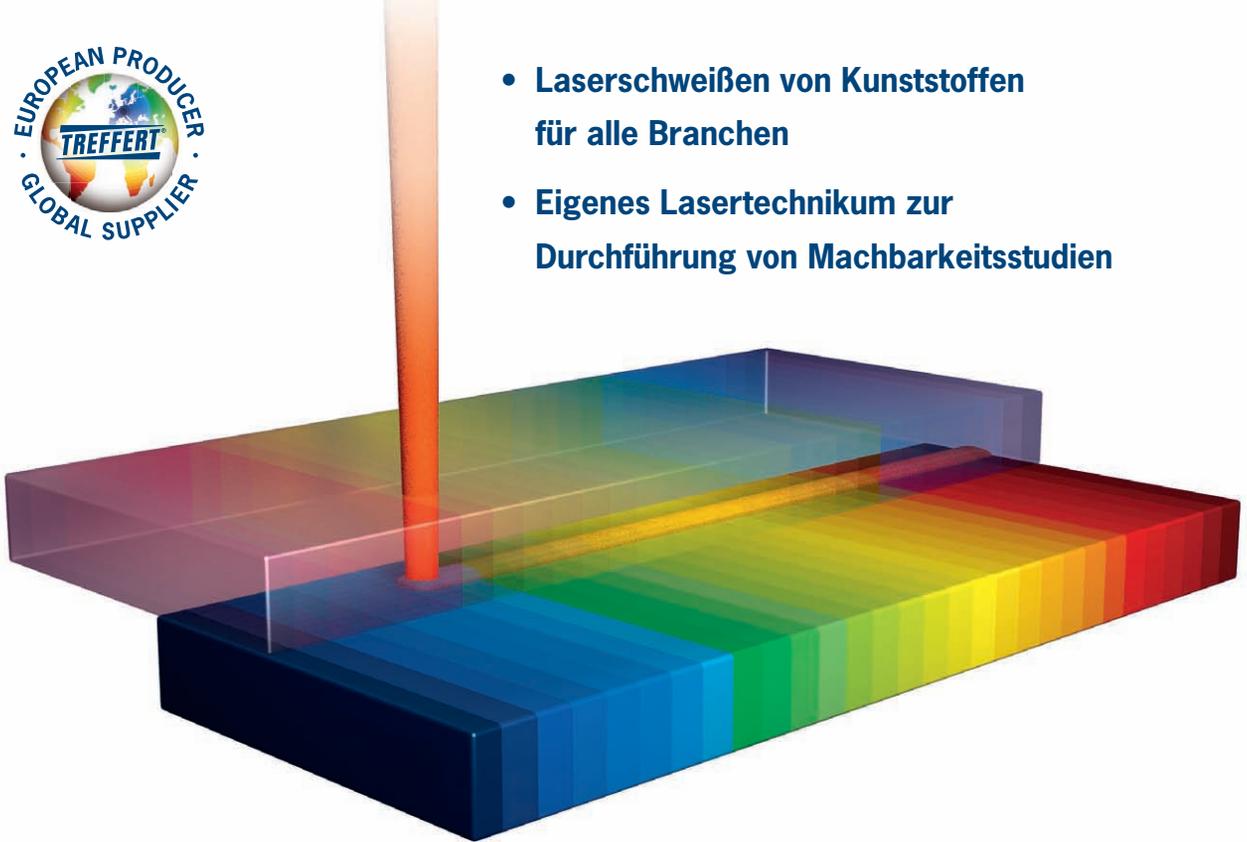


HANSER

Laserschweißen in der Praxis



- Laserschweißen von Kunststoffen für alle Branchen
- Eigenes Lasertechnikum zur Durchführung von Machbarkeitsstudien



Das Laserschweißen von Kunststoffen hat sich heute in allen wichtigen Industriezweigen durchgesetzt: Das Verfahren gehört zu den etablierten Verbindungstechnologien. Lasergeschweißte Verbindungen sind hoch belastbar, druckdicht und erreichen oft Grundmaterialfestigkeiten. Wichtige Faktoren beim Laserschweißen sind die Wahl der passenden Kunststoffe, Additive und Farbmittel. Wir von Treffert entwickeln seit Jahren passende Farbprecepturen, die wir in unserem Lasertechnikum auf verschiedenen Lasern testen und die den Erfolg des Laserschweißens in der Praxis sicherstellen.



FRANKREICH
Treffert S.A.S.
Z.I. rue de la Jontière
F-57255 Ste-Marie-aux-Chênes
Telefon: + 33 (0) 3 87 31 84 84
Telefax: + 33 (0) 3 87 31 84 85
E-Mail: info@treffert.fr
www.treffert.fr

DEUTSCHLAND
Treffert GmbH & Co.KG
In der Weide 17
D-55411 Bingen
Telefon: + 49 (0) 67 21 403-0
Telefax: + 49 (0) 67 21 403-27
E-Mail: info@treffert.org
www.treffert.org

TREFFERT[®]
Farbe folgt Funktion

*Jeder Mensch
hat das Bedürfnis, gute Arbeit zu leisten*

Wir helfen Ihnen dabei



**Die mobilen
Laserschweißgeräte von
ALPHA LASER bieten**

- Effizienzsteigerung durch mehr Leistung und geringe Nacharbeit
- einen geringen Positionieraufwand und sind daher schnell einsatzbereit
- flexible Bearbeitung von großen und kleinen Werkstücken
- eine einfache Handhabung
- variable Einstellungsmöglichkeiten für eine ergonomische Arbeitshaltung
- Freude an der Arbeit, weil das Ergebnis stimmt

Laser Micromachining for Industrial Applications and R&D

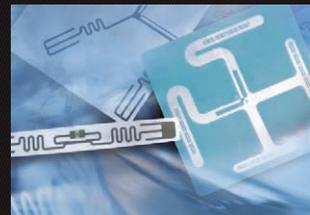
3D-Micromac AG

First Choice in Laser Micromachining

Hocheffiziente Maschinen für die Lasermikrobearbeitung sowie innovative Beschichtungs- und Drucktechnologien für Anwendungen in der Medizintechnik, Photovoltaik, Halbleiter-/MEMS- und RFID-Technologien u.a.

Erhältlich als

- Stand-Alone-System,
- Integrationslösung und
- Rolle-zu-Rolle Bearbeitungssystem



3D-Micromac AG
Technologie-Campus 8
09126 Chemnitz

Tel: +49 371 400 43 0
info@3d-micromac.com
www.3d-micromac.com

3DMICROMAC

First Choice in microMachining

Jens Bliedtner
Hartmut Müller
Andrea Barz
LASERMATERIALBEARBEITUNG

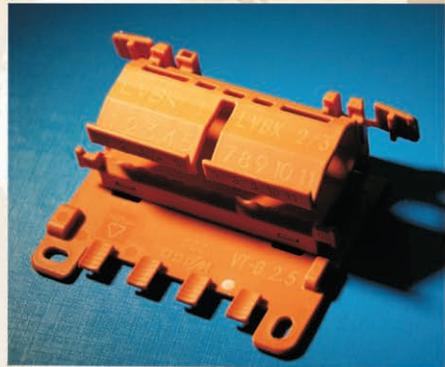
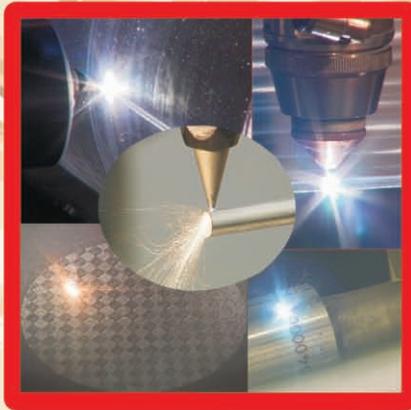


Ihr Plus – digitale Zusatzinhalte!

Auf unserem Download-Portal finden Sie zu diesem Titel kostenloses Zusatzmaterial.

Geben Sie auf **plus.hanser-fachbuch.de** einfach diesen Code ein:

plus-tz32u-kf46w



Jens Bliedtner / Hartmut Müller / Andrea Barz

Lasermaterial- bearbeitung

Grundlagen – Verfahren – Anwendungen – Beispiele

Mit 567 Abbildungen und 110 Tabellen sowie einer DVD



Fachbuchverlag Leipzig

im Carl Hanser Verlag

Prof. Dr.-Ing. Jens Bliedtner

Ernst-Abbe-Fachhochschule Jena
Fachbereich SciTec

Dr.-Ing. Hartmut Müller

Günter-Köhler-Institut für Fügetechnik und Werkstoffprüfung GmbH Jena

Dr. rer. nat. Andrea Barz

Ernst-Abbe-Fachhochschule Jena
Fachbereich SciTec



Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

ISBN 978-3-446-42168-4

E-Book-ISBN 978-3-446-42929-1

Einbandbilder und Bilder Seite 2: Autoren

Dieses Werk ist urheberrechtlich geschützt.

Alle Rechte, auch die der Übersetzung, des Nachdrucks und der Vervielfältigung des Buches oder Teilen daraus, vorbehalten. Kein Teil des Werkes darf ohne schriftliche Genehmigung des Verlages in irgendeiner Form (Fotokopie, Mikrofilm oder ein anderes Verfahren), auch nicht für Zwecke der Unterrichtsgestaltung, reproduziert oder unter Verwendung elektronischer Systeme verarbeitet, vervielfältigt oder verbreitet werden.

Fachbuchverlag Leipzig im Carl Hanser Verlag

© 2013 Carl Hanser Verlag München

www.hanser-fachbuch.de

Projektleitung/Lektorat: Dipl.-Phys. Jochen Horn

Herstellung: Katrin Wulst

Satz: ML Verlagswesen Manuela Lohse, Jena

Druck und Bindung: APPL, aprinta druck, Wemding

Printed in Germany

Vorwort

Die Faszination „LASER“ ist nach wie vor ungebrochen. Seit dem Jahr 1960, als der erste Laser Strahlung emittierte, erlebt die Lasertechnik eine rasante Entwicklung. Aktuell gibt es ein breites Spektrum an Laserarten, die immer stärker ihren Einsatz in den Bereichen der **Industrie**, der **Medizin**, der **Messtechnik** sowie der **Kommunikationstechnik** finden. So können verschiedene Quellen genutzt werden, die einen großen Leistungsbereich von wenigen Watt bis hin zu Multikilowatt abdecken. Neben kontinuierlich strahlenden Laserquellen werden für die zahlreichen Anwendungen auch gepulste Systeme eingesetzt, die in ihrer Vielfältigkeit ein Arbeiten mit Impulslängen von einigen Millisekunden bis in den Ultrakurzpulsbereich von wenigen Femtosekunden (10^{-15} Sekunden) erlauben. Damit steht für die **Materialbearbeitung** ein „ideales Werkzeug“ zur Verfügung, um unterschiedliche Wechselwirkungsphänomene für den Bearbeitungsprozess anwenden zu können. Für die Verfahren Schneiden, Schweißen, Bohren, Abtragen, Beschriften etc. hat sich die Lasermaterialbearbeitung sehr oft zu einer alternativen und wirtschaftlichen Bearbeitungstechnologie etablieren können. Darüber hinaus konnten durch die Verfahrensbesonderheiten des Lasers vollkommen **neue Methoden** und **Anwendungen** entwickelt und eingeführt werden, wie beispielsweise das Airbaggerperforieren, das Bohren von Dampfventilen für Mikrowellenverpackungen oder aber das Durchstrahlschweißen für Kunststoffe. Durch diese vielfältigen interessanten Entwicklungen hat sich die Lasermaterialbearbeitung zu einer **Querschnittstechnologie** herausgebildet, die heute sehr komplex wirkend mit einer Vielzahl von Fachdisziplinen verbunden ist und ein enormes Wachstumspotenzial in den kommenden Jahren in sich birgt. Am Standort Deutschland existiert eine

ausgezeichnete wissenschaftliche Landschaft, deren Ideen und Leistungen weiterhin in neuen Produkten und Verfahrenslösungen umgesetzt werden müssen. Dazu bedarf es **gut ausgebildeter Fachkräfte**, die diese Herausforderung annehmen und verwirklichen können.

Das vorliegende Lehrbuch richtet sich insbesondere an **Studierende** der **Ingenieurwissenschaften**, aber auch an **Diplomingenieure**, **Wirtschaftsingenieure** und **Physiker**, die einen Einblick in die Lasermaterialbearbeitung erfahren möchten. Neben den Grundlagen werden wichtige Verfahren der Lasermaterialbearbeitung sowie exemplarische Anwendungen ausführlich vorgestellt, die auf langjährigen eigenen Berufserfahrungen und dem recherchierten Wissen vieler Fachexperten basieren. Die Technik lebt von Ideen und der Vorstellungskraft von Methoden und Verfahren. Aus diesem Grund wurden ausgewählte Bearbeitungsprozesse in Videos auf einer **DVD** begleitend angefügt.

Das vorliegende Buch hätte ohne die **tatkräftige Unterstützung** einer Reihe von Personen und Firmen nicht in dieser Form erstellt werden können. Ganz besonderer Dank gebührt den Mitarbeitern der Ernst-Abbe-Fachhochschule Jena sowie dem Günter-Köhler-Institut für Fügetechnik und Werkstoffprüfung Jena für die Durchführung und Auswertung zahlreicher Experimente und Untersuchungen. Sehr dankbar sind wir ebenfalls den Bachelor-, Diplom- und Masterabsolventen, deren experimentelle Arbeitsergebnisse die Ausführungen vieler Kapitel bereichert haben.

Hervorzuheben ist auch die professionelle Zusammenarbeit mit Herrn *Erhard Schorcht* von der Firma Jenafilm, die es ermöglichte, aktuelle und informative Videos zu produzieren und auf einer DVD dem Buch beizulegen. Des Weiteren danken die

Autoren Frau *Manuela Lohse* von der Firma ML Verlagswesen für ihre sehr engagierte Arbeit sowie die sehr angenehme und stets hilfsbereite Zusammenarbeit bei der Korrektur der einzelnen Buchkapitel.

Gedankt sei auch allen **Firmen** und **Institutionen**, die dieses Buch mit Informationen, Materialien und bei den Dreharbeiten großzügig unterstützt haben.

Ein besonderer Dank gebührt dem **Carl Hanser Verlag**, der das Buchprojekt wiederum sehr professionell geleitet hat. Besonders sei unser Lektor, Herr

Jochen Horn, genannt, ohne seine vielen Anregungen und die kooperative Zusammenarbeit wäre das Vorhaben nicht zustande gekommen.

Ein sehr großer Dank gilt unseren Familien, insbesondere für die entgegengebrachte Geduld, die Entbehrungen und die Unterstützung des über drei Jahre laufenden Projektes.

Jena, im März 2013

Jens Bliedtner, Hartmut Müller und Andrea Barz

Hinweise zur beigefügten DVD

Die DVD zum Buch „Lasermaterialbearbeitung“ dient der Vertiefung und Veranschaulichung des Inhalts ausgewählter Kapitel.

Zu den in einigen Kapitelüberschriften durch das

Videosymbol  gekennzeichneten Themen sind Videofilme von Prozessen bzw. Verfahren der Lasermaterialbearbeitung auf der DVD zusammengestellt.

Diese Videosequenzen können mit einem normalen DVD-Player oder einem Computer mit entsprechender installierter Software wiedergegeben werden.

Bei einem normalen DVD-Player erscheint nach dem Einlegen der DVD und dem Start im Hauptmenü die Auswahl der Videosequenzen.

Inhalt

Vorwort	5	3	Laserstrahlungsquellen	46
Inhalt	7	3.1	<i>Gaslaser</i>	46
1 Einleitung	13	3.1.1	CO ₂ -Laser.....	46
2 Grundlagen der Lasertechnik	19	3.1.1.1	Geströimte Systeme.....	48
2.1 <i>Licht als elektromagnetische Welle</i>	19	3.1.1.2	Quasistationäre Systeme	50
2.2 <i>Emission und Absorption</i>	21	3.1.1.3	Stationäre Systeme (Sealed-Off) ..	51
2.3 <i>Grundanordnung eines Lasers</i>	23	3.1.2	Excimerlaser.....	53
2.3.1 Erzeugung einer Besetzungs- inversion	25	3.2	<i>Halbleiterlaser</i>	56
2.3.2 Linienbreite und Linienform	27	3.3	<i>Festkörperlaser</i>	61
2.3.3 Strahlungsverstärkung.....	28	3.3.1	Stablaser	63
2.4 <i>Optische Resonatoren</i>	29	3.3.2	Slablaser.....	66
2.4.1 Grundformen.....	30	3.3.3	Scheibenlaser	67
2.4.1.1 Stabiler Resonator	31	3.3.4	Faserlaser.....	69
2.4.1.2 Instabiler Resonator	32	3.3.5	Oszillator-Verstärker- Anordnungen	73
2.4.2 Resonatoranforderungen.....	32	3.3.6	Kurzpuls laser	75
2.4.3 Eigenschwingungen des Resonators (Moden)	33	4	Laserstrahleigenschaften und -parameter	80
2.4.3.1 Transversale Moden.....	33	4.1	<i>Wellenlänge und Bandbreite</i>	81
2.4.3.2 Axiale Moden	35	4.2	<i>Laserleistung, Energie und Impulsparameter</i>	84
2.4.4 Die Güte des Resonators.....	36	4.3	<i>Polarisation</i>	93
2.4.5 Zeitliche und räumliche Kohärenz	37	4.4	<i>Strahlausbreitung und -geometrie</i>	95
2.4.6 Kopplung von Eigenschwin- gungen (Modenkopplung).....	38	4.5	<i>Intensität und Intensitätsverteilung</i>	96
2.5 <i>Betriebsarten des Lasers</i>	39	4.6	<i>Fokussieren von Laserstrahlung</i>	97
2.5.1 Kontinuierlicher Betrieb.....	39	4.7	<i>Strahlqualität</i>	100
2.5.2 Impulsbetrieb.....	40	4.8	<i>Laserstrahlstabilität</i>	108
2.5.2.1 Elektrische Anregung.....	40	5	Wechselwirkungsprozesse	110
2.5.2.2 Güteschaltung	40	5.1	<i>Reflexion, Absorption, Transmission</i>	112
2.5.2.3 Methoden der Modenkopplung..	43	5.2	<i>Thermische Wechselwirkungsvorgänge</i>	121
2.5.2.4 Pulscompressionen	44	5.2.1	Wärmeeinflusszone.....	121
2.5.2.5 Frequenzvervielfachte Lasersysteme.....	44	5.2.2	Wärmeleitungsvorgänge	122
		5.2.3	Wärmeleitungsgleichungen.....	123
		5.2.4	Temperaturmessung.....	125
		5.3	<i>Athermische Wechselwirkungsvorgänge</i>	128

5.4	<i>Wechselwirkungsprozess - Energieeinkopplung.....</i>	129	7	Verfahren der Lasermaterial- bearbeitung	173
5.4.1	Schmelzbaddynamik.....	131	7.1	<i>Abtragen und Strukturieren.....</i>	173
5.4.2	Laserinduziertes Plasma	133	7.1.1	Grundverfahren des Abtragens.....	173
5.4.3	Abtragsmodelle.....	133	7.1.2	Ausgewählte Verfahren des Abtragens und Strukturierens.	179
5.4.4	Geometrieausbildung infolge der Wechselwirkung.....	136	7.1.2.1	Laserstrahlenschichten	180
5.4.4.1	Ausbilden eines Bohrloches.....	136	7.1.2.2	Laserstrahlflächenabtragen	184
5.4.4.2	Ausbilden einer Dampf- kapillare (Keyhole).....	137	7.1.2.3	Laserstrahlformabtragen.....	187
5.4.4.3	Ausbilden eines Schneidspaltes	138	7.1.2.4	Laserstrahl- sublimationsabtragen	188
6	Lasermaterialbearbeitungsanlagen.....	140	7.2	<i>Laserstrahlbohren</i>	<i>191</i>
6.1	<i>Grundaufbau von Lasermaterial- bearbeitungsanlagen</i>	<i>140</i>	7.2.1	Grundlagen des Laser- strahlbohrens	192
6.2	<i>Strahlführung und Strahlformung.....</i>	<i>141</i>	7.2.2	Bohrverfahren	194
6.2.1	Optische Komponenten.....	141	7.2.3	Einflussgrößen auf den Bohrprozess.....	197
6.2.1.1	Planparallele Platten.....	142	7.2.4	Anwendungen	200
6.2.1.2	Linsen	143	7.3	<i>Beschriften.....</i>	<i>208</i>
6.2.1.3	Spiegel.....	145	7.3.1	Verfahrensgrundlagen.....	208
6.2.1.4	Diffraktive Elemente	146	7.3.2	Beschriftungsverfahren.....	211
6.2.1.5	Optische Fasern	147	7.3.3	Beschriftungsanlagen	215
6.2.1.6	Sonderformen	148	7.3.4	Lasertypen und Leistungsklassen	218
6.2.2	Opto-mechanische Komponenten	149	7.3.5	Beschriftungsparameter	219
6.2.3	Anordnungen zur Strahlführung.....	151	7.3.6	Ausgewählte Beschriftungsmethoden und Applikationsbeispiele	223
6.2.3.1	Grundanordnungen.....	151	7.3.6.1	Anlassbeschriften.....	223
6.2.3.2	Strahlteilung.....	153	7.3.6.2	Farbumschlag von Kunststoffen	225
6.2.4	Anordnungen zur Strahlformung.....	154	7.3.6.3	Abtragen von Oberflächenschichten	228
6.2.4.1	Strahlaufweitung	154	7.3.6.4	Gravur.....	230
6.2.4.2	Strahlfokussierung.....	156	7.4	<i>Laserstrahlschneiden.....</i>	<i>232</i>
6.2.4.3	Formung der Intensitätsverteilung.....	159	7.4.1	Verfahrensgrundlagen.....	233
6.2.4.4	Strahlüberlagerung	161	7.4.2	Schneidverfahren	236
6.3	<i>Bearbeitungseinrichtung.....</i>	<i>163</i>	7.4.2.1	Sublimationsschneiden	236
6.3.1	Grundanordnungen.....	163	7.4.2.2	Schmelzschneiden.....	239
6.3.2	Bewegungseinheiten.....	165	7.4.2.3	Brennschneiden.....	243
6.3.2.1	Eindimensionale Bearbeitung	165	7.4.2.4	Spezielle Schneidverfahren	247
6.3.2.2	Zweidimensionale Bearbeitung	166	7.4.2.4.1	Hochgeschwindigkeits- schneiden	247
6.3.2.3	Dreidimensionale Bearbeitung	167	7.4.2.4.2	Präzisionsschneiden	249
6.4	<i>Gesamtsystemlösungen.....</i>	<i>170</i>	7.4.2.4.3	Schneiden mit Scansystemen (Remoteschneiden)	253

7.4.2.4.4	Wasserstrahlunterstütztes Schneiden	256	7.5.6	Ausgewählte Anwendungen	309
7.4.3	Schneidsysteme	258	7.5.7	Schweißnahtqualitäten und -kontrolle.....	311
7.4.3.1	Laserstrahlungsquellen und -komponenten	258	7.6	<i>Löten</i>	312
7.4.3.2	Schneidanlagen.....	261	7.6.1	Grundlagen des Lötens.....	313
7.4.3.3	NC-Programmerstellung.....	262	7.6.2	Verfahren des Laserstrahl­lötens	314
7.4.4	Schneidstrategien.....	263	7.6.2.1	Weichlöten	315
7.4.5	Schnittkantendarstellung und -bewertung.....	268	7.6.2.2	Hartlöten	318
7.4.6	Fehlergrößen und -ursachen	270	7.6.2.3	Hochtemperaturlöten	324
7.5	<i>Schweißen</i>	273	7.7	<i>Oberflächenbehandlung mit Laserstrahlung</i>	327
7.5.1	Schweißtechnische Grundlagen.....	274	7.7.1	Laserstrahlhärten	328
7.5.2	Grundlegende Schweißverfahren.....	276	7.7.2	Umschmelzen und Glasieren....	332
7.5.2.1	Wärmeleitungsschweißen.....	277	7.7.3	Legieren, Beschichten, Dispergieren.....	334
7.5.2.2	Tiefschweißen	278	7.7.4	Spezielle Verfahren des Funktionalisierens von Bauteiloberflächen	338
7.5.3	Einflussgrößen der Schweißverfahren.....	280	7.7.5	Thermochemische Laserstrahlbehandlung von SiC-Oberflächen.....	340
7.5.3.1	Absorption der Laser- strahlung, Intensität und Einschweißtiefe.....	280	7.8	<i>Lasergestützte generative Fertigungsverfahren</i>	342
7.5.3.2	Nahtform und -qualität.....	282	7.8.1	Verfahrensgrundlagen.....	344
7.5.3.3	Prozessgase	284	7.8.2	Laserstrahlungsquellen.....	346
7.5.4	Ausgewählte Verfahren	289	7.8.3	Verfahren	347
7.5.4.1	Schweißen mit hoher Brillanz..	289	7.8.3.1	Generieren aus der flüssigen Phase	347
7.5.4.2	Feinschweißen/ Mikrobearbeitung.....	291	7.8.3.2	Generieren aus der pulverförmigen Phase	353
7.5.4.3	Schweißen beschichteter Werkstoffe.....	295	7.8.3.2.1	Direktes Selektives Lasersintern	355
7.5.4.4	Schweißen artfremder Materialien	296	7.8.3.2.2	Indirektes Lasersintern	364
7.5.4.5	Schweißen mit Zusatzwerkstoffen	296	7.8.3.3	Selektives Laserschmelzen	367
7.5.4.5.1	Schweißen mit Zusatzdraht	297	7.8.3.4	LaserCUSING / Concept Modelling	370
7.5.4.5.2	Schweißen mit Pulver	298	7.8.3.5	Layer Laminate Manufacturing	373
7.5.4.5.3	Automatisiertes Laserauftrags­schweißen	300	8	Bearbeitung von Glaswerkstoffen.....	380
7.5.4.5.4	Handgeführtes und teilautomatisiertes Laserstrahl­schweißen	301	8.1	<i>Grundlagen</i>	380
7.5.4.5.5	Mikropulverauftrags- schweißen (Micro-Cladding)	304	8.1.1	Werkstoffeigenschaften	380
7.5.4.6	Hybridschweißen.....	305	8.1.1.1	Transmission, Absorption und Reflexion	382
7.5.5	Ausgewählte Lasersysteme für das Schweißen	306	8.1.1.2	Ausdehnungskoeffizient.....	383
			8.1.1.3	Viskosität	383

8.1.1.4	Wärmeleitfähigkeit und Temperaturwechselbeständigkeit.....	384	9.2	<i>Laserstrahlschweißen von Kunststoffen.....</i>	<i>450</i>
8.1.1.5	Festigkeit.....	385	9.2.1	Verfahrensprinzip	450
8.1.1.6	Spannungszustände.....	385	9.2.2	Materialeignung und Auswahl der Farbstoffe und Pigmente	452
8.1.2	Verfahren und ausgewählte Wechselwirkungsprozesse.....	386	9.2.3	Schweißtechnologien	454
8.2	<i>Abtragen und Strukturieren</i>	<i>388</i>	9.2.4	Laserstrahlungsquellen und Systeme	457
8.2.1	Direktes Abtragen	388	9.2.5	Prozesskontrolle	458
8.2.2	Indirektes Abtragen	396	9.2.6	Ausgewählte Prüfverfahren	460
8.3	<i>Bohren.....</i>	<i>398</i>	9.2.7	Anwendungsbeispiele.....	461
8.4	<i>Schneiden.....</i>	<i>401</i>	9.3	<i>Laserstrahltrennen</i>	<i>464</i>
8.5	<i>Absprengen und Separieren.....</i>	<i>405</i>	9.3.1	Grundlagen.....	464
8.5.1	Spannungsinduziertes Separieren von Flachgläsern	405	9.3.2	Laserstrahlungsquellen und Systeme	465
8.5.2	Absprengen und Separieren rotations-symmetrischer Gläser.....	410	9.3.3	Ausgewählte Anwendungen	466
8.6	<i>Beschriften.....</i>	<i>415</i>	9.3.4	Trennen von Verbundwerkstoffen.....	469
8.6.1	Direkte Laserkennzeichnung	415	9.3.5	Schadstoffemissionen	475
8.6.2	Indirektes Laserstrahlbeschriften.....	417	9.4	<i>Beschriften.....</i>	<i>476</i>
8.7	<i>Laserstrahlpolieren.....</i>	<i>418</i>	9.5	<i>Abtragen und Strukturieren.....</i>	<i>480</i>
8.8	<i>Fügen.....</i>	<i>424</i>	10	Lasersicherheit	488
8.8.1	Schweißen von Glaswerkstoffen	424	10.1	<i>Laserklassen und Gefährdungspotenzial... </i>	<i>489</i>
8.8.1.1	Schweißen mit angepassten Strahlparametern	425	10.2	<i>Schutzmaßnahmen.....</i>	<i>489</i>
8.8.1.2	Bearbeiten mit mehreren Arbeitsstrahlen	427	10.2.1	Technische und bauliche Schutzmaßnahmen.....	489
8.8.1.3	Hybrides Laserstrahlschweißen	430	10.2.2	Persönliche Schutzmaßnahmen.....	490
8.8.2	Löten	432	10.2.2.1	Schutz der Augen	490
8.9	<i>Umformen.....</i>	<i>437</i>	10.2.2.2	Schutz der Haut	492
9	Bearbeitung von Kunst- und Verbundwerkstoffen.....	445	10.2.3	Organisatorische Maßnahmen.....	492
9.1	<i>Grundlagen.....</i>	<i>445</i>	10.3	<i>Normen und Richtlinien</i>	<i>493</i>
			10.4	<i>Ausgewählte Laserschutzkomponenten.....</i>	<i>494</i>
				Literaturverzeichnis.....	496
				Sachwortverzeichnis	516



LASER FÜR DIE INDUSTRIE



Licht als "Werkzeug" ist faszinierend: es bietet ein unbegrenztes Anwendungspotential in der industriellen Materialbearbeitung. Mit CO₂-, Faser-, Festkörper- und Diodenlasern verfügt die ROFIN Gruppe über das gesamte Spektrum an Industrielasern und damit alle entscheidenden Schlüsseltechnologien. Unsere Produktpalette reicht von der Laserstrahlquelle bis hin zum hochkomplexen System und deckt das gesamte Leistungsspektrum von wenigen Watt bis zu mehreren Kilowatt ab.

Sei es zum Laserschneiden, Laserschweißen, Laserbeschriften oder zur Oberflächenbearbeitung die Anwendungsgebiete sind so vielfältig wie unsere Produkte. ROFIN ist Ihr technologieunabhängiger Berater und einer der weltweiten Technologie- und Marktführer.

Mehr Informationen unter www.rofin.de



Schneiden



Schweißen



Härten



Bohren



Strukturieren

LASER- TECHNOLOGIE NACH MASS

- Applikationsentwicklung
- Prototypenfertigung
- Vorrichtungsbau
- Lasermaschinen

SITEC
Industrietechnologie GmbH

Bornaer Straße 192
09114 Chemnitz
Telefon: +49(0)371 47 08 241
Telefax: +49(0)371 47 08 240
E-Mail: sitec@sitec-technology.de

1

Einleitung

In den Jahren 1916 und 1917 wurde durch die Arbeiten zum „Energieaustausch durch Strahlung“ von A. EINSTEIN zum ersten Mal die **stimulierte Emission** beschrieben, die den wichtigsten physikalischen Grundeffekt des **Lasers** (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) darstellt. Die Arbeiten der Wissenschaftler N. BASOV und A. PROKHOROV (UdSSR) sowie C. TOWNES (USA) führten in den 1950er Jahren zu dem ersten **Maser** (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation). Im Jahr 1954 wurde der Ammoniakmaser (NH_3 -Maser) von C. TOWNES vorgestellt. Ende der fünfziger Jahre unterbreiteten A. SCHAWLOW, C. TOWNES und A. JAVAN konkrete Vorschläge zum Bau des ersten Lasers. Die stimulierte Emission an einem Laser gelang erstmalig T. H. MAIMAN an einem Rubinstab als aktives Medium, der mit einer Blitzlampe gepumpt wurde und auf einer roten Linie emittierte. Ein Jahr später, 1961, konnte die Anregung eines Nd:Glaslasers und des ersten Gaslasers, eines He-Ne-Lasers, erfolgreich realisiert werden. Ein weiterer wichtiger Lasertyp, der CO_2 -Laser,

konnte bereits 1964 mit einer kontinuierlichen Ausgangsstrahlung im infraroten Wellenlängenbereich konstruiert und vorgestellt werden. Fortan entwickelte sich die Lasertechnik sehr rasant und gehört zu einer der dynamischsten Fachdisziplinen des 21. Jahrhunderts.

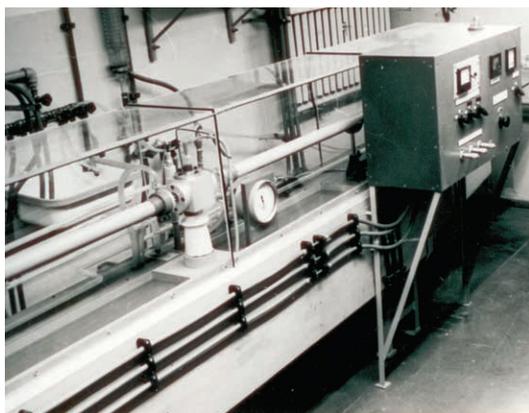
Relativ frühzeitig, 1964, wurden die ersten Anstrengungen unternommen, den Laserstrahl als **Werkzeug** anzuwenden. Insbesondere die Arbeiten von G. HERZIGER gaben die Startimpulse für die sich entwickelnde **Lasermaterialbearbeitung (LMB)**. Seitdem haben sich die Einsatzmöglichkeiten des berührungslos arbeitenden Werkzeugs im Bereich der Fertigungstechnik stetig erweitert.

Der Laser wird in fünf großen Gebieten eingesetzt und hat sich für zahlreiche Anwendungen etabliert. In Tabelle 1.1 sind ausgewählte Anwendungen aufgeführt, die die Breite der unterschiedlichen Laseranwendungen verdeutlichen.

Die Entwicklungen der Lasertechnik waren insbesondere davon geprägt, die Strahlungsquellen und deren Strahlungseigenschaften auch für die

Tabelle 1.1 Einsatzgebiete des Lasers

Einsatzgebiete	Anwendungen
Materialbearbeitung	Bohren, Schneiden, Schweißen, Löten, Beschriften, Abtragen, Härten, Beschichten, schichtweises Auftragen
Messtechnik	Längen- und Winkelmessung, Oberflächenprüfung, Mikroskopie, Holografie, Anemometrie, LIDAR, Fahrleitsysteme, Objektvermessung, Spektroskopie, Geschwindigkeitsmessungen
Medizin	Tumorbehandlung, Laserchirurgie, Netzhaut- und Starbehandlung
Informations- und Kommunikationstechnik	Lichtleitsysteme, Telefontechnik, Laserdrucker, Laserscansysteme, optische Koppler, optische Rechentechnik
Unterhaltung- und Konsumentertechnik	CD- und DVD-Technik, Laserdisplaytechnik, Laserprojektionstechnik, Codiersysteme



a)

$P = 200 \text{ W}$
 Abmessungen (Laserrohr): $\varnothing = 25 \text{ mm}$,
 Länge: 4000 mm
 $M^2 \approx 18$



b)

$P = 1000 \text{ W}$
 Abmessungen (Laserkopf):
 $(1497 \times 384 \times 471) \text{ mm}^3$ (Länge \times Breite \times Höhe)
 $M^2 < 1,2$

Bild 1.1 Entwicklungsbeispiele CO₂-Laser. a) Langsam längsgeströmtes System /Born1981/, b) Sealed-Off (komplett geschlossenes) System /Coherent2011-1/

Belange der Materialbearbeitung zu optimieren und anzupassen. Nachfolgend sind fünf wichtige Entwicklungsschwerpunkte dargestellt:

1. robuste Laserstrahlungsquellen mit hohen Verfügbarkeiten,
2. kompakte Lasersysteme mit höheren Wirkungsgraden,
3. Strahlungsquellen mit hoher Brillanz,
4. effiziente Pumpquellen für Hochleistungslaser,
5. gepulste Systeme, insbesondere Kurzpulslaser.

Die Entwicklung von kompakten und robusten Laserstrahlungsquellen mit hohen Verfügbarkeiten war für die Einführung der Lasertechnik in die industrielle Fertigung eine wichtige Voraussetzung. Die Bilder 1.1 a und b veranschaulichen sehr eindrucksvoll die hohe Dynamik der Entwicklung von Laserstrahlungsquellen. Betrug die Baulängen der ersten langsam längsgeströmten CO₂-Lasersysteme noch rund 4 m , um in etwa 200 W mittlere Leistung auszukoppeln, kann dies heute mit modernen **Sealed-Off-Systemen** bereits sehr kompakt auf einem Bauraum von ca. $3 \cdot 10^{-2} - 3 \cdot 10^{-1} \text{ m}^3$ mit gleicher oder sogar höherer Ausgangsleistung realisiert werden.

Hinsichtlich Wirkungsgrad, Leistungsstabilität und Strahlqualität sind heutige Systeme für industrielle Anwendungen zuverlässig einsetzbar. Insbesondere der sehr geringe Gasverbrauch und der Wegfall einer externen Lasergasversorgung ermöglichen eine sehr gute Systemintegration, auch in automatisierte Prozesslösungen.

Die Festkörperlaserentwicklung wurde ebenfalls sehr stark durch die Entwicklungsanforderungen der LMB geprägt. Viele Jahre kamen lampengepumpte Stabgeometrien zum Einsatz, die bereits heute zunehmend durch die effizienteren Scheiben- und Faserlasersysteme abgelöst werden. Mit diesen Systemen stehen Quellen zur Verfügung, die Strahlung mit sehr hohen Strahlqualitätskennzahlen emittieren und über hohe Wirkungsgrade verfügen. Letzgenannter Parameter trifft ebenfalls für die Diodenlaser zu, die neben dem Einsatz in der LMB eine große Bedeutung als Pumpquelle für Festkörperlaser besitzen. Durch die Entwicklung von angepassten Strahleigenschaften solcher Pumplichtquellen wurde die Voraussetzung einer effizienten Strahleinkopplung in das laseraktive Medium geschaffen. Dadurch lassen sich Laserausgangsleistungen im kW-Bereich mit relativ hohen Wirkungsgraden realisieren.

Eine Reihe von Bearbeitungsaufgaben erfordert den Einsatz von gepulsten Lasersystemen. Die Entwicklung der Lasersysteme ist aktuell bei ps- und fs-Systemen angelangt, die bereits ihre Industrietauglichkeit nachgewiesen haben. Damit eröffnen sich für die Anwendung z.T. völlig neue Mechanismen der Wechselwirkung zwischen Laserstrahl und Materie und gestatten die weitere Miniaturisierung in der Mikromaterialbearbeitung. Die Erhöhung der mittleren Leistung in den kW-Bereich der Kurzpulslasersysteme ist bereits gelungen /*Popr2010*/ und stellt zukünftig die Voraussetzung für einen effizienten Einsatz dieser kurzen Laserpulse dar.

Für die LMB standen und stehen vielfältige Lasersysteme zur Verfügung, die die Grundlage für eine Reihe von Entwicklungsschwerpunkten darstellen:

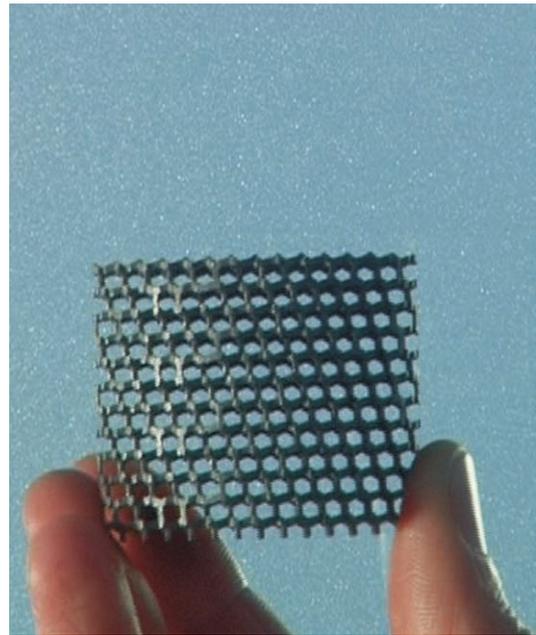
1. Systemintegration von Strahlungsquellen in angepasste Maschinenkonzepte,
2. Hochgeschwindigkeitsbearbeitung,
3. Remotesystemlösungen,
4. spezielle lasertypische Fertigungsverfahren,
5. Mikrobearbeitungsverfahren.

Heutige Laserstrahlungsquellen weisen eine sehr gute Integrationsfähigkeit in Anlagensysteme auf und erfüllen die steuerungstechnische Voraussetzung, in automatisierte Fertigungssysteme problemlos eingebunden werden zu können. Ihre Verknüpfung mit Fertigungsmitteln ist in der Praxis sehr vielfgestaltig. Sie reicht von einfachen zweiachsigen Aufbauten bis hin zu Lösungen der 3D-Bearbeitung mit 5-Achs-Portalen und Roboterlösungen. Die Entwicklung von hochdynamischen Antriebssystemen, zum Beispiel der direkten Linearantriebe, war eine wichtige Voraussetzung für die Realisierung von Hochgeschwindigkeitsanwendungen mit Lasersystemen. Die dadurch erreichbaren Vorschubgeschwindigkeiten haben im Bereich des Schneidens den Laser in den Wettbewerb mit der Stanztechnik treten lassen. Einen guten Kompromiss stellen sogenannte Kombilösungen dar (Laser und Stanzen in einer Maschine) /*Trumpf2011*/.

Immer stärker werden auch schnell bewegte Scanner für die unterschiedlichsten Bearbeitungsaufgaben eingesetzt. In diesen Anwendungsfeldern



a)



b)

Bild 1.2 Laserspezifische Fertigungstechnologien. a) Laserdurchstrahlschweißen von Airbagtreibstoffkapseln /*Jenoptik2011-2*/, b) Lasercusing – Schichtgenerieren von Wabenstrukturen /*Jena2011-1.1*/

lassen sich bereits Relativgeschwindigkeiten größer $10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ umsetzen. In Kombination des Scanners mit einer schnellen und variablen Verschiebung der Z-Position, meist über Teleskopeinheiten verwirklicht, hat sich in den letzten Jahren eine vollständig neue Verfahrenstechnologie, die Remotebearbeitung, entwickelt.

Das hohe Potenzial der Lasertechnik führte auch zu Verfahrensentwicklungen, die in der Fertigungstechnik ein Alleinstellungsmerkmal besitzen. In Bild 1.2 sind exemplarisch zwei Anwendungen dargestellt. Im Bild a sind mithilfe des Laserdurchstrahlenschweißens zwei Kunststoffkomponenten gefügt worden. Bei dieser Technik wird ein transparenter oder teiltransparenter Kunststoff mit einer absorbierenden Komponente gefügt. Durch die sehr kleine Lasereinflusszone kann im Inneren der Baugruppe sensibles Material bevorratet werden, das im späteren Einsatz eine Airbagentfaltung auslöst. Auch das definierte Einbringen der Airbagsollbruchstelle in die Rückseite der PKW-Instrumententafel ist eine ganz speziell entwickelte Lasertechnologie //*Jenoptik2011-2*/. Generative Verfahren setzen für eine hohe Detailwiedergabe den Einsatz des Laserstrahles voraus. Bild 1.2 b illustriert eine schichtweise aufgebaute Wabenstruktur, deren Herstellung mit

den meisten anderen, konventionellen Verfahren unmöglich ist.

Eine wichtige Domäne der LMB ist auch die Mikrobearbeitung. Durch die sehr hohe Brillanz der Laserstrahlung, kombiniert mit kurzen Laserpulsen, können sehr kleine Strukturen mit hohen Genauigkeitsanforderungen reproduzierbar erzeugt werden. Bild 1.3 zeigt zwei typische Anwendungen der Lasermikrobearbeitung. Das Bohren kleiner Durchmesser mit möglichst großen Aspektverhältnissen ist eine oft gestellte Anforderung aus sehr unterschiedlichen Anwendungsbereichen. Das Mikroschneiden von Stents, in Bild 1.3 b dargestellt, ist ebenfalls ein klassisches Anwendungsbeispiel. Stents finden Anwendung in der Herzchirurgie und dienen der Gefäßerweiterung bei Arterienverengung.

Die Vorteile der LMB rechtfertigen heute sehr oft die teilweise noch hohen Investitionskosten für Lasersysteme und lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- hohe Energiedichte,
- „berührungslose“ Bearbeitung (kein Werkzeugverschleiß),
- variable Strahleigenschaften (z.B. Pulsform, Intensitätsverteilung),
- geringe Wärmeeinflusszone,

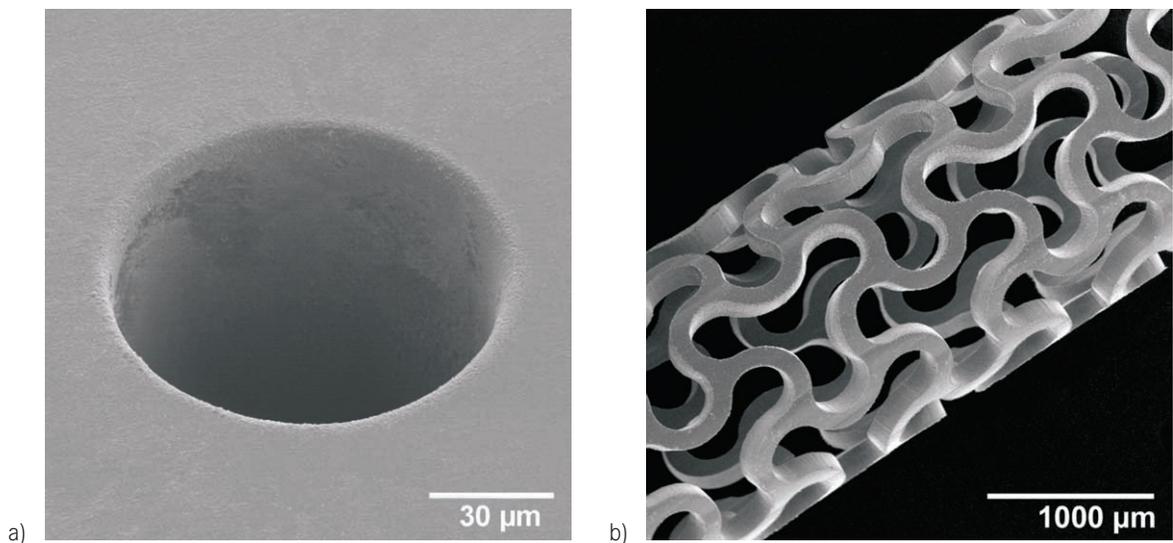


Bild 1.3 Anwendungen der Mikrobearbeitung //*Micreon2011*/. a) Bohren in Silizium, b) Schneiden von Stents

Tabelle 1.2 Übersicht der Arbeitsverfahren der LMB

Materialeigenschaftsändernde Verfahren	Härten, Markieren und Beschriften, Umschmelzen, Gaslegieren, Verglasen, Oberflächenbehandlung, Umformen / Biegen
Trennende Verfahren	Bohren, Perforieren, Schneiden, Abtragen, Strukturieren, Ritzen, Scriben, Gravieren, Reinigen, Trimmen, Abgleichen, Absolieren, Warmzerspannung
Fügende Verfahren	Schweißen, Löten
Auftragende und generierende Verfahren	Metallpulver- und Drahtbeschichten, Legieren mit Draht oder Pulver, Dünnbeschichten, Lasersintern, Stereolithografie, LOM-Verfahren

- geringe Wärmebelastung (minimaler Verzug),
- trägheitsfrei,
- breite Palette an Werkstoffen bearbeitbar,
- große Flexibilität,
- automatisierbar.

Aus diesen genannten Vorteilen hat sich eine Vielzahl von Arbeitsverfahren in der Fertigungstechnik fest etabliert. Die einzelnen Laserarbeitsverfahren können prinzipiell den folgenden Gruppen zugeordnet werden:

1. **materialeigenschaftsändernde Verfahren** – weitgehende Erhaltung des Materialvolumens und der Werkstückgeometrie,
2. **trennende Verfahren** – Materialentfernung zur gezielten Änderung der Form bzw. Einbringen von einzelnen Formelementen,
3. **fügende Verfahren** – partielles Erweichen des Materialvolumens zum Verbinden von Bauteilen,
4. **auftragende und generierende Verfahren** – schichtweiser Zuwachs des Materialvolumens im Sinne der Bauteilfunktionalisierung und Formgebung.

Die speziellen Wechselwirkungsprinzipien zwischen Laserstrahl und Werkstück erlauben den Einsatz unterschiedlicher Arbeitsverfahren, die in Tabelle 1.2 aufgeführt sind. Sie lassen sich neben der vorstehend genannten Gruppierung ebenfalls den sechs Hauptgruppen der Fertigungstechnik nach DIN 8580 zuordnen.

So rasant wie sich die Lasertechnik in den letzten Jahren entwickelt hat, kann man dennoch davon ausgehen, dass „die Anwendungen in der Produk-

tion schätzungsweise weniger als die Hälfte erschlossen sind“ /BMBF2002/. Interessanterweise wird das Werkzeug Laserstrahl auch als ein Werkzeug der Wahl „für eine grüne Produktion“ (Akronym für ressourcen- und umweltfreundliche Technologie) /BMBF2002/ bezeichnet, obwohl es doch selbst einen relativ schlechten Wirkungsgrad im Vergleich zu anderen Technologien aufweist. Das lässt sich in erster Linie mit dem großen Potenzial der Lasertechnik begründen, welches beispielsweise energiesparende Leichtbauwerkstoffe, die effizientere Nutzung von Solarzellen oder aber das Einbringen von optimierten Bohrungen in Einlassventile für Verbrennungsmotoren ermöglicht.

Die Lasertechnik ist eine physikalische Technik und erfordert für den Einsatz in der LMB sowohl das Verständnis der physikalischen Grundlagen, der Ausbreitungseigenschaften der Laserstrahlung als auch der optischen Beeinflussung des Strahles, um spezielle Strahleigenschaften in der Wechselwirkungszone am und im Werkstück zu erzielen. Letztendlich ist aus dieser Vielzahl an Einflussgrößen und Arbeitsfeldern die LMB zu einer stark interdisziplinär ausgerichteten Fachdisziplin gewachsen, die die enge Zusammenarbeit von Physikern, Chemikern und Ingenieuren voraussetzt. Die folgenden Kapitel sind sehr stark auf das komplexe Verständnis dieser vielfältigen Fragestellungen und Zusammenhänge ausgerichtet und rücken die Arbeitsverfahren und deren Anwendungen in den Mittelpunkt der Ausführungen.

In Tabelle 1.3 sind einige ausgewählte Meilensteine der Entwicklung der Lasertechnik zusammengestellt.

Tabelle 1.3 Ausgewählte Meilensteine der Entwicklung des Lasers

Jahr	Entwicklung	Erfinder, Firma, Ort
1917	Vorschlag einer stimulierten Emission	EINSTEIN, Deutschland
1954	Vorstellung eines NH ₃ -MASER	TOWNES, USA
1960	erster nachgewiesener Lasereffekt im Rubinlaser	MAIMAN, USA
1961	Entwicklung eines Nd:Glaslasers	
1961	Entwicklung Q-Switch-Güteschaltung	
1962	erster kontinuierlich strahlender He-Ne-Laser	Siemens, Deutschland
1962	erster Diodenlaser	
1963	Entwicklung Modenkopplung	
1964	erster kontinuierlich strahlender CO ₂ -Laser	
1965	Einsatz des Lasers zum Bohren von Diamant	HERZIGER, Deutschland
Mitte 1960er	erstmalige Erzeugung von Impulsen im ps-Bereich	DEMARIA, USA
1966	erste Farbstofflaser – abstimbar durch Wahl des Lösungsmittels	
1969	Bearbeitungsanlage zum Bohren von Uhrensteinen	HERZIGER, Deutschland
1971	Entwicklung eines flexiblen LASER-Lichtleiters	NATH; MÜSSIGANG, Deutschland
1974	erstmalige Erzeugung von Impulsen unter 1 ps	SHANK, USA
1978	erste industrielle Schneidanlage	
1985	erster 1-kW-CO ₂ -Laser mit Hochfrequenzanregung	Trumpf, Deutschland
1987	Entwicklung generativer Laserverfahren	3D-Systems, USA
1988	Pumpen mit Diodenlaser	
1990	erste kommerzielle Faserlaser mit Leistung im Wattbereich	IPG, USA
1991	erster Ti:Saphir-Laser mit Modenkopplung vorgestellt	
1992	Einsatz von Lasern zum Stent-Schneiden	
1993	erste Demonstration eines Scheibenlasers	GIESEN, Deutschland
1993	erster diffusionsgekühlter CO ₂ -Slablaser vorgestellt	Rofin; Deutschland
1995	Hochleistungslaser zum Härten	
1999	erster diodengepumpter Scheibenlaser mit 1 kW	Trumpf, Deutschland
2002	Hochleistungsfaserlaser zum Schweißen	
2008	Anwendung von fs-Lasern in der Medizin (Augenkorrektur)	
2008	Pulse im Attosekundenbereich erzeugt (im Labor)	
2009	Demonstration eines fs-Faser-CPA-Systems mit 830 W Durchschnittsleistung	IOF, Deutschland
2012	erster Röntgenlaser auf Atom-Basis konstruiert	ROHRINGER (CFEL); Deutschland; SLAC, USA

* die Inhalte stellen lediglich einen Auszug dar und berücksichtigen nicht alle Meilensteine und Erfinder sowie Firmen

2

Grundlagen der Lasertechnik

Im Laufe der menschlichen Entwicklung ist das Aussenden von Licht (**Emission**) mit unterschiedlichen technischen Konzepten (Glühlampe, Leuchtstoffröhre, LED etc.) erfolgreich umgesetzt worden. Die Strahlungsquellen unterscheiden sich neben den Wirkprinzipien und vielen technischen Details auch in der **Qualität** der Strahlung. Was unter dem Begriff „Qualität“ zu verstehen ist wird in diesem Kapitel näher ausgeführt.

Das Wort **LASER** steht als Abkürzung für die Begriffe **L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation.

Hier finden sich die entscheidenden Begriffe wieder, die die Besonderheiten der Strahlungsquelle Laser kennzeichnen. Die deutsche Übersetzung, in der gebräuchlichen Form von **L**icht **a**ngeregter, **S**trahlung **e**mittierender **R**esonator, beschreibt den Laser recht gut, wenngleich die Anregung heute auch durch andere physikalische Grundprinzipien realisiert werden kann.

Bild 2.1 veranschaulicht auf sehr einfache Weise, die entscheidenden Unterschiede eines Lasers im Vergleich zu thermischen Strahlungsquellen.

Eine wesentliche Besonderheit besteht in der gerichteten Aussendung der Laserstrahlung, die durch eine vergleichsweise hohe Monochromasie (spektral „scharf“) gekennzeichnet ist. Ein ganz entscheidender

Parameter, die **Fokussierbarkeit**, wird ebenfalls veranschaulicht. Durch die Kohärenz und die niedrige Divergenz der sich ausbreitenden Laserstrahlung kann diese auf einen sehr kleinen Fokusdurchmesser gebündelt werden. Das stellt wiederum eine elementare Voraussetzung für fast alle Verfahren der **Lasermaterialbearbeitung (LMB)** dar. Zusammenfassend kennzeichnen folgende wesentliche physikalische Eigenschaften einen Laser:

- hohe Monochromasie,
- große zeitliche und räumliche Kohärenz,
- hohe spektrale Energiedichte,
- Erzeugung sehr kurzer Lichtimpulse.

2.1 Licht als elektromagnetische Welle

Die Beschreibung der Ausbreitung von Licht erfolgt sehr häufig mit vereinfachten Modellen, so zum Beispiel in der geometrischen Optik (Licht als Strahl) oder in der Wellenoptik (Licht als Welle). In der Beschreibung der Wechselwirkungen elektromagnetischer Strahlung mit Materie reichen diese Modelle aber nicht aus. Erst die Betrachtungsweise des Dualismus **Welle-Teilchen** der elektromagnetischen

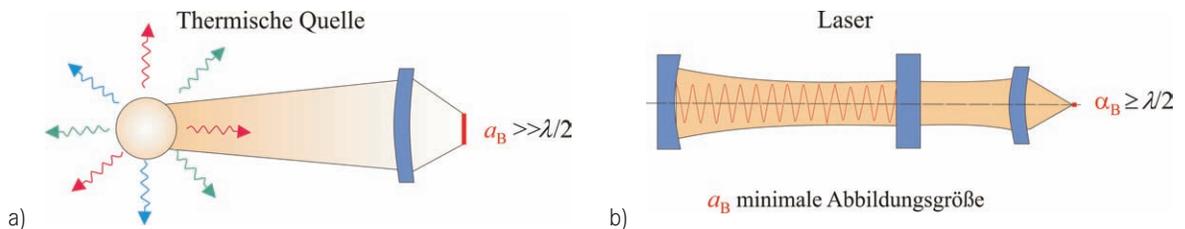


Bild 2.1 Vergleich von Strahlungsquellen nach /Popr1998/. a) thermische Quelle, b) Laser

Strahlung bietet die Möglichkeit der Beschreibung der Laserprozesse.

Die Vorstellung der Ausbreitung von **Licht als elektromagnetische Welle** geht auf das Aufstellen der Grundgleichungen der Elektrodynamik durch J. C. MAXWELL und der experimentellen Bestätigung durch H. HERTZ zurück.

Das Licht lässt sich als eine transversale elektromagnetische Welle, mit den Vektoren \vec{E}_F (elektrische Feldstärke) und \vec{H} (magnetische Feldstärke) darstellen. \vec{E}_F und \vec{H} stehen senkrecht aufeinander, haben die gleiche Ausbreitungsgeschwindigkeit und schwingen periodisch mit derselben Frequenz. In Bild 2.2 sind beide Feldstärken zu einem festen Zeitpunkt in Abhängigkeit von den Ortskoordinaten dargestellt.

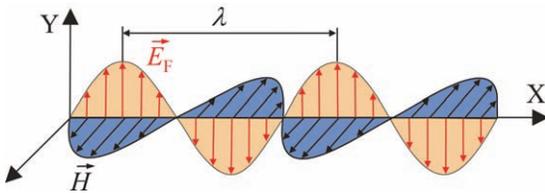


Bild 2.2 Darstellung der Ausbreitung elektromagnetischer Strahlung

Für die Ausbreitungsgeschwindigkeit c ergibt sich der einfache Zusammenhang

$$c = \lambda \nu \quad (2.1)$$

λ Wellenlänge; ν Frequenz

Diese beträgt im Vakuum $c = 2,998 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. In einem natürlichen Medium breitet sich die Strahlung langsamer aus. Die resultierende Lichtgeschwindigkeit kann durch die Beziehung

$$c' = \frac{c}{n} \quad \text{und} \quad n = \sqrt{\varepsilon \cdot \mu} \quad (2.2)$$

n Brechzahl; ε Dielektrizitätszahl; μ Permeabilität

bestimmt werden.

Für die Ausbreitung in optischen Medien ist die Brechzahl n entscheidend. Für das Auftreffen einer elektromagnetischen Welle auf eine Grenzfläche gilt das Brechungsgesetz nach W. SNELLIUS (vgl. Kapitel 4)

$$n_1 \sin \alpha_1 = n_2 \sin \alpha_2 \quad (2.3)$$

α_1 Einfallswinkel; α_2 Austrittswinkel

Eine wichtige Größe der elektromagnetischen Welle ist die Intensität oder Leistungsdichte I , die mitgeführt wird. Bezieht man diese auf die elektrische Feldstärke, so kann die Intensität durch Gl. (2.4) beschrieben werden.

$$I = \sqrt{\frac{\varepsilon \varepsilon_0}{\mu \mu_0}} \cdot E_F^2 \quad (2.4)$$

Ebenso kann die Leistungsdichte als das Verhältnis von transportierter Leistung bezogen auf eine Flächeneinheit angegeben werden.

A. EINSTEIN lieferte mit seiner Lichtquanten-Hypothese die Erklärung, wonach Licht aus einzelnen Energiequanten (**Photonen**) mit je nach Frequenz unterschiedlicher Energie besteht. Es lässt sich die wichtige Aussage von EINSTEIN formulieren:

„Die Ausbreitung der Strahlung erfolgt in Form einer elektromagnetischen Welle, während die Energie bei der Emission und Absorption in Lichtquanten konzentriert ist.“

Die Energie der Photonen kann durch folgende Beziehung beschrieben werden:

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad (2.5)$$

h PLANCKSches Wirkungsquantum

In der Laserphysik wird die Einheit der Energie eines Photons oft in eV (Elektronenvolt) angegeben ($1 \text{ eV} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$).

In der Kombination beider Modelle **Welle-Teilchen** lassen sich die komplexen Wechselwirkungsprozesse gut veranschaulichen. Während sich die Prozesse Absorption und Emission von Licht wei-

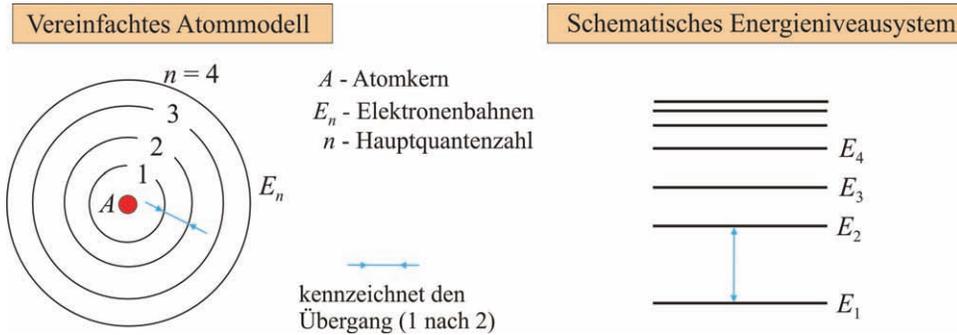


Bild 2.3 Vereinfachtes BOHR'sches Atommodell /Brun1989/

testgehend mit dem Teilchenmodell beschreiben lassen, kann die Beschreibung der Lichtausbreitung mit dem Wellenmodell erfolgen. In /Stau2000/ wird eine Beziehung angeführt, nach der das Wellenbild von MAXWELL für

$$k \cdot T > \frac{h \cdot c_0}{\lambda} \quad (2.6)$$

T Temperatur, k BOLTZMANN-Konstante

und das Teilchenbild nach PLANCK für

$$k \cdot T < \frac{h \cdot c_0}{\lambda} \quad (2.7)$$

dominant ist.

2.2 Emission und Absorption

Die Überführung atomarer Systeme in höher angeregte Zustände durch Energiezufuhr von außen und die Aussendung von elektromagnetischer Strahlung beim Rückfall in die energieärmeren Niveaus ist der **Grundmechanismus** eines jeden Lasers und wird im Kapitel 2.3 näher betrachtet.

Zunächst soll die Entstehung elektromagnetischer Strahlung an einem Atom beschrieben werden. Vereinfacht lassen sich die Prozesse am BOHR'schen Atommodell beschreiben. Das Atom besteht aus einem positiv geladenen Atomkern und den negativ geladenen Elektronen. Diese umkreisen den Atomkern in unterschiedlichen Bahnabständen, die

diskreten Energiezuständen zugeordnet werden können (Quantenmechanik).

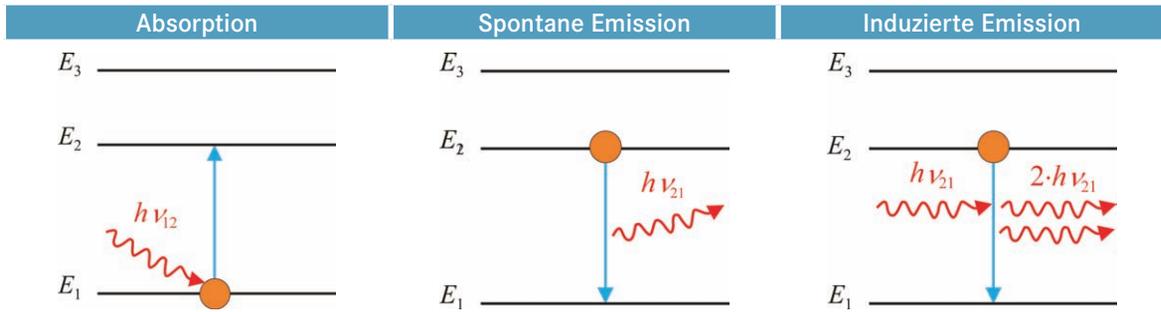
Bild 2.3 veranschaulicht diesen Zusammenhang. Die diskreten Zustände E_1, E_2, \dots weisen mit ansteigender Ziffer höhere Energiewerte auf. Der Übergang der Elektronen von einem höheren Energiezustand (E_2) zu einem tieferen Zustand (E_1) erfolgt in Form einer Dipolschwingung mit einer Frequenz von

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h} \quad (2.8)$$

Mit diesem vereinfachten atomaren System können die Wechselwirkungsprozesse **spontane und induzierte Emission** sowie die **Absorption** anschaulich erklärt werden. In Tabelle 2.1 sind die Wechselwirkungsprozesse gegenübergestellt.

Absorption

Bei der Absorption wird das atomare System vom Grundzustand E_1 in den energetisch höheren Zustand E_2 befördert bzw. angeregt. Dies erfolgt im Beispiel der Tabelle 2.1 durch den Einfall von Strahlung $h \cdot \nu$, deren Energie bzw. Teile davon an das atomare System übertragen werden. Eine Voraussetzung dafür ist die Resonanzbedingung $h \cdot \nu = E_2 - E_1$, die das Strahlungsfeld erfüllen muss. Die elektromagnetische Welle wird dabei geschwächt. Wenn kein Strahlungsfeld vorliegt, kann die Anregung in höhere Energiezustände auch durch Stöße, z.B. Elektronenstoß in Gasentladungen oder bei Stromdurchgängen in Halbleitern an pn-Übergängen (vgl. Kapitel 3) erfolgen.

Tabelle 2.1 Prinzipdarstellung von Absorption und Emission

Die Übergangswahrscheinlichkeit des atomaren Systems W_{12} kann mit dem EINSTEIN-Koeffizienten für Absorption B_{12} wie folgt angegeben werden

$$dW_{12} = u(\nu) \cdot B_{12} \cdot dt \quad (2.9)$$

$u(\nu)$ spektrale Energiedichte

Spontane Emission

Befindet sich das betrachtete atomare System im angeregten Energiezustand E_2 , kehrt dieses, ohne die Einwirkung von außen, nach einer gewissen Verweildauer **spontan** in den Grundzustand E_1 zurück. Die entsprechende Verweildauer resultiert aus der mittleren Lebensdauer im Zustand E_2 und ist für die Systeme verschieden. Wird bei diesem Rückfall des atomaren Systems Strahlung in Form eines Photons frei, handelt es sich um **spontane Emission**. Für den Übergang gilt die Beziehung

$$E_2 - E_1 = h\nu \quad (2.10)$$

Die Übergangswahrscheinlichkeit $W_{21\text{sp}}$, dass ein atomares System von Zustand E_2 in den Zustand E_1 übergeht und ein Photon durch spontane Emission ausgesandt wird, kann mit dem EINSTEIN-Koeffizienten für spontane Emission A_{21} beschrieben werden.

$$dW_{21\text{sp}} = A_{21} \cdot dt \quad \text{mit} \quad A_{21} = \frac{1}{\tau_{\text{sp}}} \quad (2.11)$$

τ_{sp} mittlere Verweilzeit

Die wesentlichen Merkmale der spontanen Emission:

- der Zeitpunkt der Emission,
 - die Phase der ausgesandten elektromagnetischen Welle,
 - die Emissionsrichtung und
 - die Polarisationsrichtung
- sind rein zufällig. Damit entsteht bei der spontanen Emission immer **inkohärente Strahlung**.

Induzierte Emission

Die Einwirkung eines äußeren Strahlungsfeldes auf ein angeregtes atomares System (Zustand E_2) führt zu einer stimulierten bzw. induzierten Emission. Voraussetzung ist wiederum, dass die Frequenzbedingung $h \cdot \nu = E_2 - E_1$ erfüllt sein muss. Das angeregte Atom gibt dabei seine Energie $E_2 - E_1$ phasenrichtig an die ankommende elektromagnetische Welle ab. Die Übergangswahrscheinlichkeit $W_{21\text{ind}}$ kann ebenfalls mit dem EINSTEIN-Koeffizienten B_{21} beschrieben werden

$$dW_{21\text{ind}} = u(\nu) \cdot B_{21} \cdot dt \quad (2.12)$$

Dieser induzierte Prozess erzeugt kohärente Strahlung und stellt eine grundlegende Voraussetzung für die Entstehung von Laserstrahlung dar.

Das einfallende Strahlungsfeld und das ausgesandte Photon weisen folgende Besonderheiten auf:

- gleiche Frequenz,
- gleiche Phasenlage,
- gleiche Ausbreitungsrichtung und
- gleiche Polarisationsrichtung.

Neben den bisher beschriebenen Prozessen in atomaren Systemen lässt sich auch in Molekülen und Festkörpern elektromagnetische Strahlung erzeugen. Bei Molekülen können die Schwingungen der Molekülbausteine sowie die Rotation des Moleküls im Raum zu energetischen Quantenzuständen führen. In diesem Fall führen nicht nur die Elektronen der Atome, sondern auch die Änderung der Zustände der Schwingungen und Rotationen zum Aussenden von Strahlung. Die erzeugten Molekülspektren sind durch eine große Anzahl von Linien gekennzeichnet, sodass man auch von sogenannten **Banden** spricht (vgl. Kapitel 3). Bei Festkörpern entsteht durch den Elektronenübergang zwischen Leitungs- und Valenzband elektromagnetische Strahlung.

Systeme, die elektromagnetische Strahlung entsprechend den vorstehend genannten Wechselwirkungsprozessen emittieren, bilden die Voraussetzung für ein **laseraktives Medium**.

2.3 Grundanordnung eines Lasers

Um die bisher beschriebenen Prozesse am Einzelsystem in der Summe einer Vielzahl solcher Einzelsysteme betrachten zu können, wird zunächst die Grundanordnung eines Lasers demonstriert (Bild 2.4).

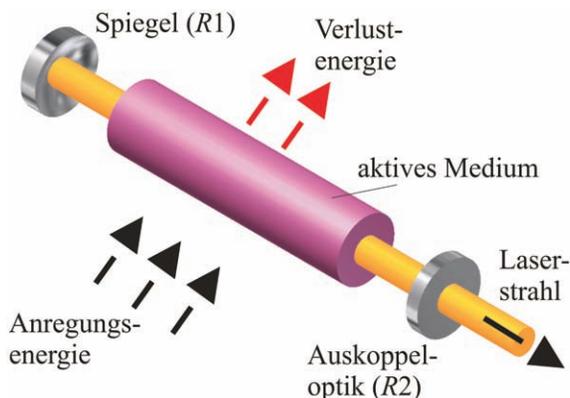


Bild 2.4 Grundanordnung eines Lasers

Ein Laser wird durch drei Grundelemente gebildet:

1. laseraktives Medium,
2. Zufuhr von Anregungsenergie (Pumpen),
3. Resonator.

Bei einer Vielzahl von Materialien kann eine Laseraktivität nachgewiesen werden. Allerdings sind nicht alle gefundenen Systeme so effizient, dass diese die Grundanforderungen für einen Laseraufbau sinnvoll erfüllen. Die anwendbaren aktiven Medien lassen sich in drei große Gruppen unterteilen:

1. Gase (z. B. CO₂-Molekül; He-Ne, Excimere),
2. Festkörper (z. B. Nd:YAG; Ti:Saphir, Yb- oder Er-dotierte Glasfasern),
3. Halbleiter (z. B. GaAs, ZnSe, GaNi).

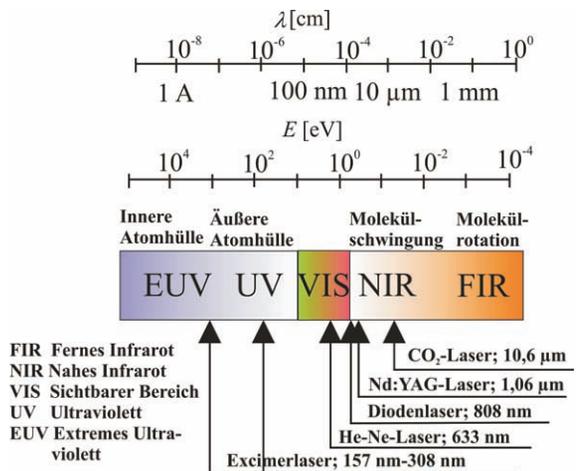


Bild 2.5 Spektrum und Zuordnung ausgewählter Laser

Für den Lasereinsatz stellt die **Emissionswellenlänge** der Strahlung eine signifikante physikalische Größe dar. In Bild 2.5 sind das Spektrum vom Fernen InfraRot (FIR) bis zum Extremen UltraViolet (EUV) dargestellt und die wichtigsten Lasersysteme für die LMB eingetragen. Sie decken einen großen Frequenzbereich vom infraroten bis zum ultravioletten Bereich ab. Der CO₂-Laser verfügt über die größte Wellenlänge von $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$. Excimerlaser hingegen erreichen die kürzesten Wellenlängen (157 – 308 nm) und erfordern dafür relativ hohe Pumpleistungen aufgrund des hohen Anteils

an spontaner Emission, die bei diesen hohen Frequenzen bzw. kurzen Wellenlängen auftreten. Eine interessante Möglichkeit der Frequenzkonvertierung bieten Festkörperlaser. Damit wird es möglich, mit nur einer Strahlungsquelle Laserwellenlängen im NIR, VIS und UV-Bereich zur Verfügung stellen zu können (hier nicht dargestellt, vgl. Kapitel 3).

Ein zweites, ganz wesentliches Grundelement eines Lasers ist die sogenannte **Pumpe**. Darunter versteht man die Zuführung von Anregungsenergie in das aktive Medium, mit dem Ziel eine Besetzungsinversion zu erreichen. Der Fachmann spricht auch vom **Pumpen** des aktiven Mediums. Die verschiedenen laseraktiven Medien erfordern jedoch unterschiedliche Anregungsmechanismen. Diese lassen sich den folgenden Gruppen zuordnen:

- optisches Pumpen,
- Stoßanregung,
- Stromdurchgang in einem pn-Übergang,
- chemisches Pumpen.

In Tabelle 2.2 sind ausgewählte Grundarten der Anregung gegenübergestellt. In Gasen, z. B. He-Ne oder Argon, werden Elektronen in den Gasatomen in höhere, energiereichere atomare Energieniveaus angeregt. Eine andere Form der Anregung in mo-

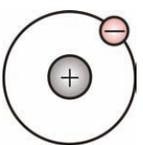
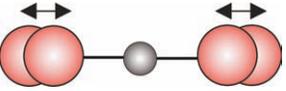
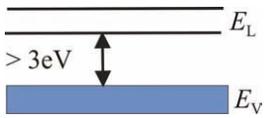
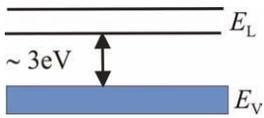
lekularen Gasen erfolgt über die Vibrations- und Schwingungsniveaus der Moleküle. Die Anregungsform für Gase ist die Stoßanregung, wobei die Stoßprozesse i. d. R. an eine Gasentladung gebunden sind. Man unterscheidet zwischen Stößen der **ersten** (Elektronenstoß) und der **zweiten Art** (Stöße zwischen zwei, angeregtes Atom mit dem Laseratom, oder mehreren Partnern).

In Festkörpern werden Isolatoren mit Fremdatomen dotiert. Die strahlenden Übergänge finden zwischen den atomaren Niveaus der eingebetteten Fremdatome statt. Der Anregungsmechanismus erfolgt durch optisches Pumpen. Neben dem traditionellen lampengepumpten System haben diodengepumpte Anordnungen aufgrund des höheren Wirkungsgrades und den erzielbaren Strahlqualitäten eine größere Bedeutung erlangt.

In Halbleitern erfolgt die Anregung durch einen pn-Übergang unmittelbar zwischen zwei Energiebändern des Festkörpers, dem Leitungsband und dem Valenzband.

Das dritte Lasergrundelement wird durch den **Resonator** gebildet. Das aktive Medium wird hierfür zwischen mindestens zwei Spiegeln angeordnet. Zwischen den Spiegeln kann durch Rückkopplung eine Erhöhung des Strahlungsfeldes erfolgen. In ge-

Tabelle 2.2 Ausgewählte Arten der Anregung nach /Popr1998/

Laseraktives Medium	Anregungsart		Laser	
	Atome Ionen	Elektronenstoß	Elektronen	He-Ne Ar-Ionen
	Moleküle	Stoßanregung	Vibration Rotation	CO ₂
	Isolator mit Fremdatomen	Optisches Pumpen	Elektronen (Pumpband)	Nd:YAG Faserlaser Scheibenlaser
	Halbleiter	Stromdurchgang in einem pn-Übergang	Elektronen im Leitungsband	GaAs

bräuchlichen Zwei-Spiegelresonatoren besteht die Anordnung aus einem vollständig reflektierenden Spiegel R_1 ($R \approx 1$) und einem teildurchlässigen zweiten Spiegel R_2 ($R < 1$). Der Grad der Durchlässigkeit ist für die unterschiedlichen Lasertypen verschieden. Eine zweite wesentliche Funktion des Resonators ist die Einengung der spektralen Verteilung, die verstärkt werden kann. Dadurch kommt es zur Ausbildung von Eigenschwingungen, auch **Moden** genannt, die die Laserstrahleigenschaften charakterisieren.

Neben dem Prozess der stimulierten Emission sind weitere **Laserbedingungen** erforderlich, damit aus der gezeigten Laseranordnung in Bild 2.4 ein Laserstrahl emittiert werden kann. Man spricht auch von einem sogenannten **Anschwingen** des Lasers.

Eine wesentliche Voraussetzung stellt dafür das Erreichen eines höheren Anteils von induziert emittierten Photonen gegenüber den spontan emittierten Photonen in einem betrachteten System dar. Es muss gelten

$$W_{\text{ind}} > W_{\text{sp}} \quad (2.13)$$

Das bedeutet, die Strahlungseigenschaften des Systems werden durch die stimulierte Emission dominiert. Um diesen Zustand zu erreichen, ist die Erzeugung einer **Besetzungsinversion** erforderlich, die nachfolgend beschrieben wird.

2.3.1 Erzeugung einer Besetzungsinversion

Im thermischen Gleichgewicht eines atomaren Systems sind die Besetzungsdichten der Energieniveaus durch eine BOLTZMANN-Verteilung charakterisiert. Somit sind die Niveaus mit ansteigender Energie schwächer besetzt, die Besetzungsdichte nimmt folglich ab (vgl. Bild 2.6 a). Die BOLTZMANN-Verteilung kann durch folgenden Term beschrieben werden

$$N_j = N_i e^{-\frac{E_j - E_i}{kT}} \quad \text{mit } N_j < N_i \quad \text{für } j > i \quad (2.14)$$

$N_{j,i}$ Besetzungsdichte des Energieniveaus i und j

Von einer Besetzungsinversion (vgl. Bild 2.6 b) spricht man, wenn die Teilchenanzahl im höheren Energieniveau größer ist als im niederen Niveau. Dies erreicht man durch Umverteilung von Teilchen aus einem niederen in ein höheres Energieniveau. Für diesen Fall gilt

$$N_k > N_j \quad \text{für } k > j \quad (\text{Besetzungsinversion}) \quad (2.15)$$

Das Erreichen einer Besetzungsinversion ist eine wichtige Laserbedingung und kann durch verschiedene Formen der Energiezuführung (**dem Pumpen**) erzielt werden.

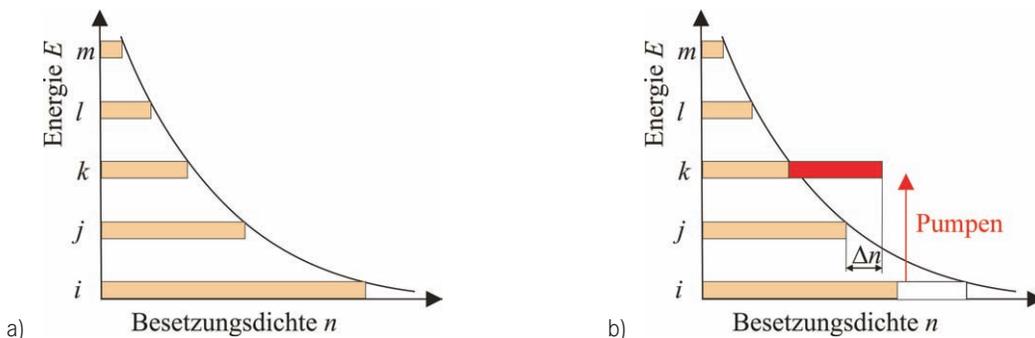


Bild 2.6 Besetzungsdichten in atomaren Systemen. a) Verteilung im thermischen Gleichgewicht, b) Verteilung bei einer Besetzungsinversion

Tabelle 2.3 Methoden zur Erzeugung einer Besetzungsinversion

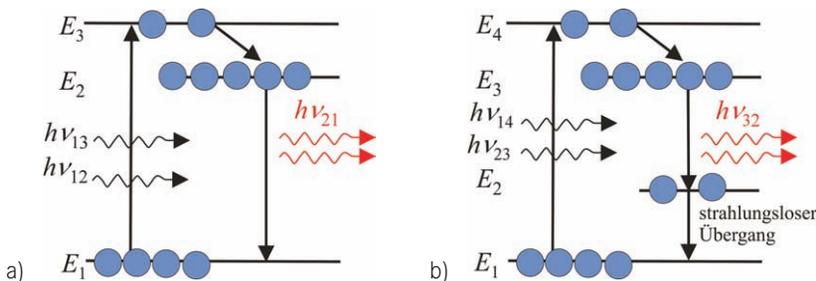
Methode zur Erzeugung der Besetzungsinversion	Laserarten
Optisches Pumpen	Lampengepumpte Festkörperlaser
	Diodengepumpte Festkörperlaser
	Festkörpergepumpter Laser
Stoßanregung	Stöße 1. Art (Elektronenstoß), z. B. durch Gasentladung - Gaslaser
	Stöße 2. Art, z. B. Gaslaser
Stromdurchgang durch einen pn-Übergang	Anregung durch die Injektion von Ladungsträgern - Halbleiterlaser
Anregung durch chemische Prozesse	Chemisch (exotherme) Reaktion führt zur Anregung eines Reaktionspartners - Gaslaser

In Tabelle 2.3 sind wichtige Methoden zur Erzeugung einer Besetzungsinversion zusammengestellt. Auf ausgewählte Methoden wird in Kapitel 3 näher eingegangen.

Mit Bild 2.7 wird der Laserprozess für ein 3-Niveau- und ein 4-Niveau-System anhand des optischen Pumpens vereinfacht veranschaulicht. Das 3-Niveau-System wird durch den Grundzustand E_1 , das obere Laserniveau E_2 sowie dem Pumpband E_3 gebildet. Um eine Besetzungsinversion zu erhalten, passt man die Pumpstrahlung in ihrer Frequenz ($\nu = (E_3 - E_1) \cdot h^{-1}$) dem Übergang $E_1 - E_3$ an. Damit kann das Pumpband über die Absorption der Pumpstrahlung bevölkert werden. Durch relativ schnelle Relaxationsprozesse vom Pumpband E_3 zum oberen Laserniveau E_2 wird die Besetzungsdichte im Vergleich zum Grundniveau erhöht. Der Übergang von E_3 nach E_2 ist strahlungslos. Verfügt das obere Laser-

niveau über eine relativ hohe Lebensdauer (**meta-stabiles Niveau**), kann eine gute Speicherwirkung im oberen Laserniveau erreicht werden. Ab einer ausreichend großen Wirkung der Pumpstrahlung stellt sich die Bedingung für die Besetzungsinversion mit $N_2 > N_1$ ein und die Lichtverstärkung auf der Frequenz $\nu_1 = (E_2 - E_1) \cdot h^{-1}$ wird beim Übergang in den Grundzustand möglich. Der geschilderte Prozess lässt sich effizient gestalten, wenn:

- eine hohe Absorption der Pumpstrahlung durch die Pumpbänder erreicht wird,
- das obere Laserniveau über eine große Lebensdauer verfügt,
- eine große Übergangswahrscheinlichkeit vom Grundniveau in die Pumpbänder vorherrscht,
- ein schneller Übergang von den Pumpbändern in das obere Laserniveau erfolgen kann.

**Bild 2.7** Schematische Darstellung der Energieniveauschemata. a) 3N-Schema, b) 4N-Schema

Beim dargestellten 3-Niveau-System ist das Grundniveau auch gleichzeitig das untere Laserniveau. Dies erschwert prinzipiell die Erzeugung einer Besetzungsinversion. Durch die relativ hohen Besetzungsdichten, aufgrund der vorherrschenden Temperaturen, sind relativ hohe Pumpleistungen für dessen starke Entleerung erforderlich. Somit kommen diese Systeme lediglich für rein gepulste Laser zum Einsatz. Beim 4-Niveau-System (Bild 2.7 b) gestalten sich die Pumpprozesse effizienter. Durch die Trennung von unterem Laserniveau und Grundniveau kann mit wesentlich geringeren Pumpraten die Besetzungsinversion $N_3 > N_2$ erlangt werden. Wenn nun das untere Laserniveau schnell entvölkert werden kann, wird über den Pumpprozess vom Grundniveau in die Pumpbänder und anschließender schneller Relaxation eine hohe Besetzungsdichte im oberen Laserniveau erlangt. Diese 4-Niveau-Systeme lassen sich sowohl für gepulste als auch kontinuierlich emittierende Laser einsetzen. /Stau2000/

2.3.2 Linienbreite und Linienform

Die Linienbreite und -form der emittierten Strahlung werden durch die Energieunschärfe und die verschiedenen Wechselwirkungsprozesse maßgeblich beeinflusst.

Je nach verwendetem laseraktiven Medium (Festkörper, Gase, Halbleiter) liegen der Laserübergang und die emittierte Strahlung in einem bestimmten Frequenzbereich. Die Emissionslinien sind jedoch nicht absolut spektral scharf, sondern verfügen über eine bestimmte Bandbreite. In Bild 2.8 a ist für zwei unterschiedliche Laserübergänge der **optische Gewinn** bzw. **Gain** über die Frequenz aufgetragen. Die resultierende Bandbreite $\Delta\nu_{g,ij}$ wird durch die Energieunschärfe ΔE bestimmt (Bild 2.8 b).

Die sich ergebende Frequenzbandbreite $\Delta\nu$ eines energetischen Übergangs gilt sowohl für die spontane Emission, die Absorption als auch für die induzierte Emission. Für den Prozess der induzierten Emission wird $\Delta\nu$ auch als **Verstärkungsbandbreite** $\Delta\nu_g$ bezeichnet.

Für die Entstehung der Linienbreite müssen aber noch unterschiedliche Wechselwirkungsprozesse betrachtet werden. Zunächst beschreibt die **natürliche Linienbreite** $\Delta\nu_N$ eine Verbreiterung von Spektrallinien, die bei Atomen und Molekülen unabhängig von Umgebungseinflüssen auftritt. Sie wird durch die Lebensdauer im oberen und unteren Niveau bestimmt.

$$\Delta\nu_N = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} \right) \quad (2.16)$$

τ_1, τ_2 mittlere Lebensdauer im unteren und oberen Niveau

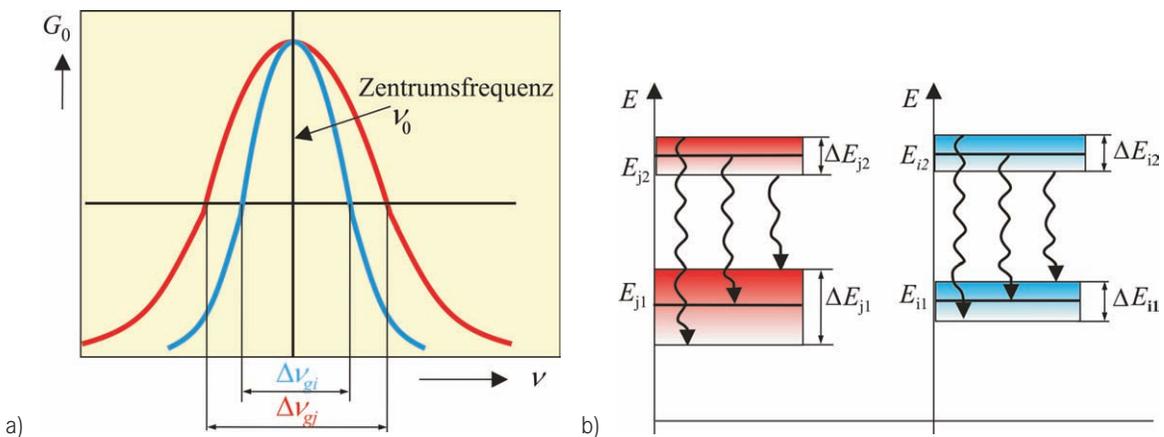


Bild 2.8 Entstehung der natürlichen Linienbreite. a) Darstellung von Linienbreite und -form b) Energieniveauschemata für unterschiedliche ΔE

Das entstehende Linienprofil (vgl. Bild 2.8 a) entspricht einer LORENTZ-Form, mit

$$f(\nu) = \frac{2}{\pi \cdot \Delta \nu_N} \frac{1}{1 + 4 \left(\frac{\nu_0 - \nu}{\Delta \nu_N} \right)^2} \quad (2.17)$$

ν_0 Zentrumsfrequenz

Durch die Wechselwirkung von Atomen und Molekülen tritt prinzipiell eine Linienverbreiterung durch Felder und Stöße auf. Diese werden unterschieden in

- **homogene Linienverbreiterung**
bedingt, dass Atome durch statistische Schwankungen (z.B. Gitterschwingungen) in Bereiche mit verschiedenen elektrischen Feldstärken (des Kristallfeldes) gelangen. Dies führt zu einer zeitlich veränderten Linienaufspaltung (typisch für Festkörper- und teilweise auch Halbleiterlaser).
- **inhomogene Linienverbreiterung**
bedingt durch die thermische Bewegung der Atome, die zu einer DOPPLER-Verschiebung der emittierten Frequenz führt. Jede Atomgruppe besitzt eine definierte Frequenz. Durch die Bewegung aller beteiligten Atome mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten kommt es zu einer Ausstrahlung von inhomogen verbreiterten Linien (typisch für Gaslaser).

2.3.3 Strahlungsverstärkung

Eine weitere wichtige Voraussetzung, damit der Laser anschwingen kann, ist die Strahlungsverstärkung in einem Resonator. Zuvor soll aber der Durchgang von elektromagnetischer Strahlung durch ein

natürliches Medium betrachtet werden, das durch eine Länge l und durch einen linearen Absorptionskoeffizienten α gekennzeichnet ist (vgl. Bild 2.9 a). Beim Durchlaufen der Strahlung wird diese in einem natürlichen Medium geschwächt, ein Teil der Strahlung somit absorbiert. Dieser Sachverhalt wird durch das LAMBERT-BEERSche Gesetz beschrieben.

$$P(l) = P(0) e^{-\alpha \cdot l} \quad (2.18)$$

$P(0)$ Eingangsleistung; $P(l)$ Leistung nach einer Länge l

Wenn das natürliche Medium durch ein aktives Medium ersetzt wird und die beschriebene Besetzungsinversion vorherrscht, so erfährt die einfallende Leistung $P(0)$ beim Durchgang eine Verstärkung. Diese Verstärkung wird durch den **optischen Gewinn** beschrieben. Eine weitaus höhere Strahlungsverstärkung der elektromagnetischen Welle wird in einem Resonator erreicht (Bild 2.9 b). Das Wellenfeld kann mehrfach im Resonator umlaufen und verstärkt werden, bevor es diesen verlässt. Bei diesem Verstärkungsprozess treten dennoch eine Reihe Verluste auf:

- Beugungsverluste an den Aperturen des Resonators (ψ_B),
- Streu- und Absorptionsverluste des aktiven Mediums und der optischen Bauelemente (ψ_S),
- Justierverluste infolge nicht optimaler Ausrichtung der Resonatorspiegel (ψ_I),
- Auskoppelverluste infolge der gewünschten Strahlaustrittskopplung aus dem Resonator (ψ_A).

Diese Verluste lassen sich wie folgt zusammenfassen

$$\psi = \psi_A + \psi_B + \psi_S + \psi_I \quad (2.19)$$

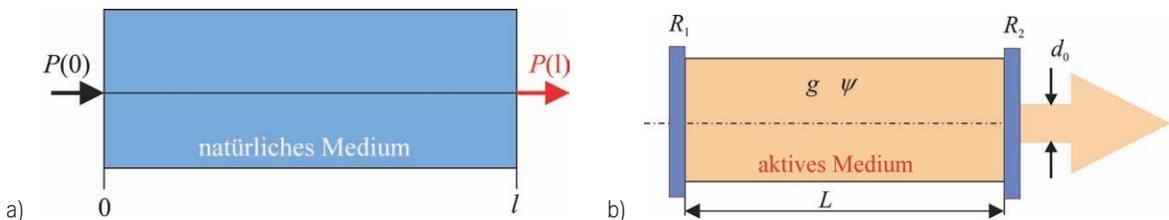


Bild 2.9 Vereinfachte Darstellung der Strahlungsverstärkung. a) natürliches Medium, b) Resonator

Die Verluste an Strahlungsenergie pro Umlauf sind ein Maß für die **Resonatorgüte** Q .

Damit ergibt sich für die Strahlungsverstärkung die Beziehung

$$P(t) = P(0)e^{(g-\psi)t} \quad (2.20)$$

g optischer Gewinn

Für den Fall, dass $g > \psi$ ist, erfolgt eine Strahlungsverstärkung, d. h., die eingestrahlte Leistung wird beim Durchgang verstärkt $P(t) > P(0)$.

Mit den beschriebenen Prozessen – nichtlineare Verstärkung durch das aktive Medium und Rückkopplung im Resonator – lässt sich die **Anschwingbedingung** von SCHAWLOW und TOWNES herleiten:

$$g_{\text{sys}} = \psi + \frac{1}{2L} \cdot \ln \frac{1}{R_1 \cdot R_2} \quad (2.21)$$

L Resonatorlänge; R Reflektivität der Resonatorspiegel

Diese Beziehung beschreibt, dass der optische Gewinn g_{sys} größer/gleich der Summe aller Verluste im System sein muss und primär nur von der Resonatorlänge und den verwendeten Spiegelreflektivitäten abhängig ist. Der ausgekoppelte Strahldurchmesser im Verhältnis zur Resonatorlänge und verwendeter Wellenlänge wird als **FRESNEL-Zahl** F_R des Resonators bezeichnet

$$F_R = \frac{a_R^2}{4L \cdot \lambda} \quad (2.22)$$

a_R Aperturradius (hier plane Spiegel)

Die Voraussetzung für einen Laserprozess sind die zwei Laserbedingungen.

1. Laserbedingung

Durch Pumpen eines aktiven Mediums muss eine Besetzungsinversion erzeugt werden.

2. Laserbedingung

Die Anschwingbedingung von SCHAWLOW und TOWNES, optischer Gewinn größer bzw. gleich der Summe aller Verluste im Resonator, muss erfüllt sein.

2.4 Optische Resonatoren

Durch die gewählte Resonanzstruktur des Resonators werden die Rückkopplung und die Überlagerung der erzeugten elektromagnetischen Strahlung charakterisiert. Dabei kommt es lediglich zu einer Verstärkung relativ weniger Eigenschwingungen der durch das aktive Medium erzeugten Strahlung. Die Verstärkung der Eigenschwingungen muss jedoch ausreichend groß sein, um die Verluste zu kompensieren, sodass die 2. Laserbedingung erfüllt ist.

In Bild 2.10 ist ein Laserresonator vom Typ FABRY-PEROT dargestellt. Die Resonanzstruktur dieser Resonatoranordnung wird im Wesentlichen durch die Reflektivitäten R_1 und R_2 der beiden Planspiegel bestimmt. Den Vorgang der Rückkopplung sowie die Herausbildung von Moden kann man mit dem Photonenbild und detaillierter auch mit dem wellenoptischen Bild beschreiben /Brun1989/. Ausgangspunkt für das Modell **Photonenbild** ist ein spontan emittiertes Photon, das im Beispiel des Bildes 2.10 auf den Spiegel R_2 trifft und reflektiert wird. Dabei durchläuft es das aktive Medium, was zu einer stimulierten Emission führt. Beim Auftreffen auf den Spiegel R_1 erfolgt wiederum eine Reflexion usw. Es kommt somit zu einer Rückkopplung im Resonator. Nach der MAXWELLSchen Theorie (wellenoptischen Betrachtungsweise) verschwindet die Feldstärke auf ideal reflektierenden Schichten.

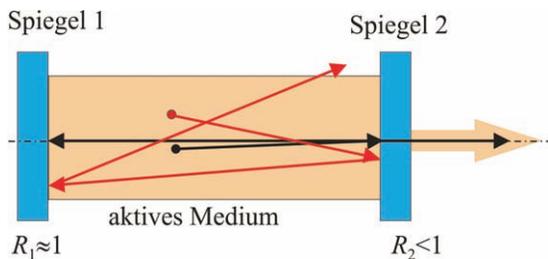


Bild 2.10 Laserresonator vom Typ FABRY-PEROT

Somit sind für das elektromagnetische Feld innerhalb zweier Spiegel gegebener Reflektivitäten nur ganz bestimmte Feldverteilungen möglich, die **Eigenschwingungen (Moden)**. /Brun1989/

Die Moden des Resonators sind durch Richtung, Frequenz und Polarisation gekennzeichnet und charakterisieren somit auch die ausgekoppelte Laserstrahlung. In der Regel werden Resonatoren so aufgebaut, dass sie linear polarisierte Strahlung emittieren oder unpolarisiert sind. Es kann bspw. durch die Beschichtung der Resonatorspiegel die Polarisation beeinflusst werden.

In Bild 2.10 ist ferner dargestellt, dass nicht alle Strahlen zum Lasereffekt beitragen. Nur achsparrallele Strahlen oder Strahlen, die unter einem sehr kleinen Winkel zur optischen Achse abweichen, können direkt für den Laserprozess bzw. den emittierten Strahlungsanteil beitragen. Überschreitet die Abweichung einen Grenzwinkel (abhängig von Resonatorlänge, Spiegelausführung) können schräg verlaufende Strahlen nicht zum Lasereffekt beitragen. Diese treffen auf die Resonatorbegrenzung und werden in Wärmeenergie gewandelt. Laserresonatoren müssen auch aus diesem Grund gekühlt wer-

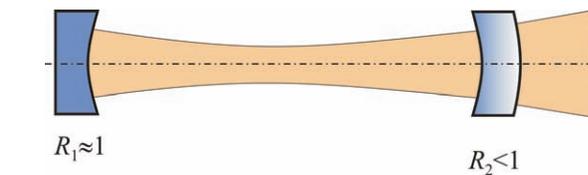
den. Mit der Anordnungskonfiguration des Resonators ergeben sich:

- die Strahlungsverstärkung, Rückkopplung und auskoppelbare Leistung,
- räumliche und zeitliche Kohärenz,
- die Ausbreitungseigenschaften der Laserstrahlung; Divergenz,
- die Polarisation der Laserstrahlung,
- die Intensitätsverteilung über den Strahlquerschnitt sowie
- die spektralen Eigenschaften.

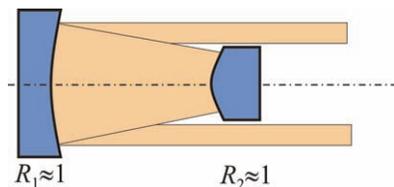
2.4.1 Grundformen

Die Grundformen von Resonatoren lassen sich in stabile und instabile Anordnungen unterscheiden.

Bild 2.11 veranschaulicht den prinzipiellen Unterschied. In der stabilen Anordnung erfahren Strahlen mehrfache Umläufe und werden in der Intensität



a)



b)

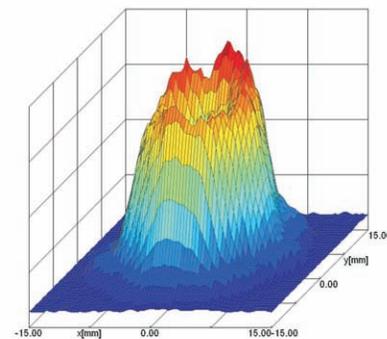
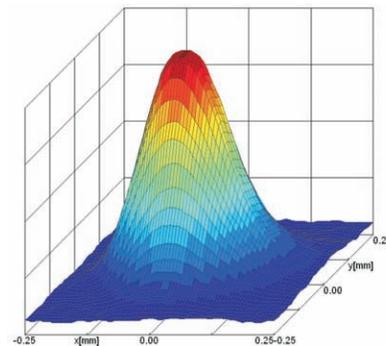


Bild 2.11 Resonator Grundformen und dazugehörige Intensitätsverteilungen. a) stabiler Resonator, b) instabiler Resonator

und räumlichen Lage reproduziert. Es bildet sich zwischen den beiden Resonatorspiegeln ein stehendes Wellenfeld aus und der auskoppelbare Strahlungsanteil verlässt den Resonator durch den teildurchlässigen Spiegel. Der instabile Resonator wird durch zwei Spiegeloptiken mit sehr hoher Reflektivität gebildet. Damit lassen sich sehr hohe Strahlleistungen übertragen bzw. auskoppeln, da rein reflektiv wirkende Bauelemente höheren Leistungsdichten standhalten als transmittive Bauelemente.

Die Anzahl der Strahlumläufe sowie das entstehende Strahlprofil hängen sehr stark von der Auswahl und Anordnung der Spiegel ab (vgl. Bild 2.12).

2.4.1.1 Stabiler Resonator

Der Konfiguration eines Resonators kommt eine besondere Bedeutung zu. Das betrifft insbesondere die Festlegung

- der Spiegeldurchmesser,
- der Reflektivität der Spiegel,
- der Spiegelkrümmungsradien,
- des Spiegelabstands (Resonatorlänge),
- der Aperturen im Resonator (z.B. Modenblenden, vgl. Kapitel 3) und
- der Anzahl der Spiegel (gefaltete Resonatoren).

Mit diesen Konfigurationsmöglichkeiten ergeben sich unterschiedliche Resonatorvarianten (Bild 2.12).

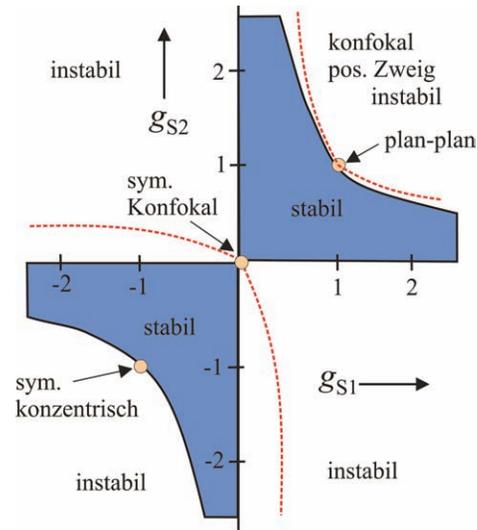


Bild 2.12 Stabilitätsdiagramm für Resonatoren nach /Eich2010/

Eine Auswahl von Grundtypen sowie deren Kennwerte sind in Tabelle 2.4 zusammengestellt.

Tabelle 2.4 Grundformen stabiler Resonatoren

Ebener Resonator		$a_1 = a_2 = \infty$ $g_{S1} = g_{S2} = 1$	justieranfällig sehr gute Ausnutzung des aktiven Mediums
Konfokaler Resonator		$a_1 = a_2 = L$ $g_{S1} = g_{S2} = 0$	justierunanfällig schlechte Ausnutzung des aktiven Mediums
Hemikonfokaler Resonator		$a_1 = \infty, a_2 = 2L$ $g_{S1} = 0,5$ $g_{S2} = 1$	justierunanfällig gute Ausnutzung des aktiven Mediums
Gefalteter hemifokaler Resonator		$a_1 = \infty, a_2 > 2L$ $g_{S1} = 0,5$ $g_{S2} = 1$	sehr kompakter Aufbau für große Resonatorlängen zusätzliche Reflexionsverluste durch Umlenkspiegel

Wichtige Resonatoreigenschaften werden durch folgende Kennwerte angegeben

$$g_{S1} = 1 - \frac{L}{a_1} \quad (2.23)$$

g_S Resonatorparameter; a Spiegelkrümmungsradius

$$F_{R1} = \frac{r_1^2}{\lambda \cdot L} \quad (2.24)$$

r Spiegelradius

$$g_{S2} = 1 - \frac{L}{a_2} \quad (2.25)$$

$$F_{R2} = \frac{r_2^2}{\lambda \cdot L} \quad (2.26)$$

Neben den in Tabelle 2.4 angegebenen Werten für die Parameter g_{S1} und g_{S2} kann für stabile Resonatoren weiterhin die Beziehung $0 < g_{S1}g_{S2} < 1$ angegeben werden. Mit einer FRESNEL-Zahl $F_R < 50$ gewinnen die Beugungsverluste zunehmend an Bedeutung und bestimmen die Eigenschaften des Resonators [Brun1989]. Bei $1 - g_{S1}g_{S2} < 0$ liegt ein instabiler Resonator vor, d. h., das Strahlungsfeld läuft schon nach wenigen Umläufen auseinander und trifft nicht mehr auf die Spiegel. Die Auswahl der Resonatoren erfolgt in Abstimmung an das laseraktive Medium sowie die Vorgaben

- zulässige Verluste,
- Resonatorlänge und -durchmesser.

Ferner muss häufig ein Kompromiss zwischen Justierunanfälligkeit und guter Ausleuchtung des aktiven Mediums getroffen werden. Resonatoranordnungen mit $g_{S1}g_{S2} = 0$ oder $g_{S1}g_{S2} = 1$ sind sehr justieranfällig und arbeiten an der Grenze zum instabilen Bereich. Sehr gute Stabilitäten gegen Dejustierungen erzielen Resonatoren mit $g_{S1}g_{S2} = 0,5$. Diesen Kompromiss erfüllen hemifokale Resonatoren recht gut. Für viele Anwendungen wird dann auch $a_2 > 2L$ gewählt.

Werden große Resonatorlängen benötigt, setzt man häufig auch gefaltete Resonatoren ein, um einen kompakten Aufbau der Laserstrahlungsquelle zu erzielen (vgl. Tabelle 2.4). Damit lassen sich Resonatorlängen von 20 m und länger erzielen. Die

Faltung wird dann sowohl in der Ebene als auch in der Höhe vorgenommen (vgl. Kapitel 3.1).

2.4.1.2 Instabiler Resonator

Wie bereits erwähnt, haben instabile Resonatoren für spezielle Aufgabenstellungen Vorteile gegenüber den stabilen Resonatoren. Für die Anwendungen in der LMB sind allerdings auch Nachteile zu sehen, insbesondere das Abweichen des Strahlprofils von einer GAUSSförmigen oder rotationssymmetrischen Verteilung. Durch nachgelagerte optische Anordnungen muss das Strahlprofil homogenisiert bzw. geformt werden. In Bild 2.13 ist eine typische Resonatoranordnung dargestellt, wie sie heute in Hochleistungslasern eingesetzt wird.

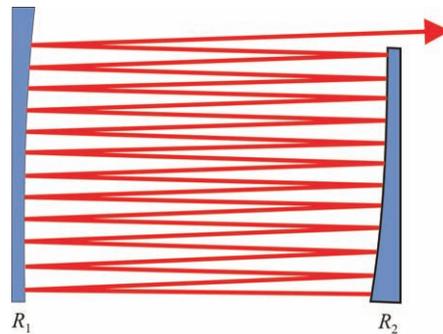


Bild 2.13 Instabiler Resonator

Vorteile erweisen sich insbesondere, wenn:

- das aktive Medium eine hohe Verstärkung aufweist,
- bei großem Durchmesser und kleiner Resonatorlänge eine hohe Leistung ausgekoppelt werden muss,
- keine geeigneten Auskoppelfenster bzw. teildurchlässige Spiegel zur Verfügung stehen.

2.4.2 Resonatoranforderungen

Resonatoranordnungen sind sehr vielgestaltig und erreichen in ihren Abmessungen typischerweise Längen zwischen 0,1 mm bis 100 m und Durchmesser von 1 μm bis 0,5 m. Wichtige Anforderungen an den Aufbau von Resonatoren werden ebenfalls in [Brun1989] angeführt:

1. Die Spiegelhalterungen müssen feinfühlig justierbar und lagegesichert ausgeführt (arretierbar) sein, um das Modenbild und die Ausgangsleistung entsprechend genau justieren zu können.
2. Thermische Effekte an optischen Komponenten sind zu kompensieren. Optiken der Hochleistungslaser werden meist gekühlt und auf den geforderten maximal zulässigen Temperaturbereich geregelt.
3. Eine starke thermisch ungleichmäßige Erwärmung des aktiven Mediums kann zu einer thermischen Linsenwirkung führen. Eine effektive Kühlung des Mediums sowie die Auswahl entsprechender Resonatorspiegel muss berücksichtigt werden.
4. Justierempfindliche Resonatoren sind besonders schwingungsarm zu lagern und thermisch zu isolieren bzw. mit mechanischen Aufbauten, die eine geringe Längendehnung bei Temperaturänderungen aufweisen, zu realisieren.
5. Der Querschnitt des aktiven Mediums sollte von der anzuregenden Mode gut erfasst werden, um einen bestmöglichen Wirkungsgrad zu erhalten.
6. Die Oberflächen der optischen Bauelemente in einem Resonator sollten nicht mehr als $\lambda/100$ bis $\lambda/10$ von der Sollform abweichen.

2.4.3 Eigenschwingungen des Resonators (Moden)

2.4.3.1 Transversale Moden

Das Licht durchläuft mehrfach den Resonator und bildet eine stehende Welle, die durch eine spezifische räumliche Verteilung der Feldstärke gekennzeichnet ist. Diese Verteilung wird als Eigenschwingungen oder **Moden** des Resonators bezeichnet. Betrachtet man die Eigenschwingungen **senkrecht zur Ausbreitungsrichtung** des Lichtes, die Transversalen Elektro-Magnetischen Moden (**TEM**), so werden diese entscheidend durch die Beugung an den begrenzenden Flächen des Resonators (Öffnungen) bestimmt. Zumeist haben diese Strahlöffnungen eine rechteckförmige oder kreisförmige Begrenzung. Im Intensitätsprofil der TEM-Moden (Tabelle 2.5) ergeben sich beugungsbedingt Nullstellen in X- und Y-Richtung bzw. im kreissymmetrischen Fall Nullstel-

len in radialer Richtung. Eine wichtige Ausnahme bildet die TEM_{00} -Mode. Diese **Grundmode** ist durch eine GAUSSförmige Intensitätsverteilung gekennzeichnet. Zur Beschreibung und Klassifizierung der TEM-Moden werden die Ordnungszahlen m und n für eine Rechtecksymmetrie (**Hermite-Moden**) sowie p und l für eine Kreissymmetrie (**Laguerre-Moden**) verwendet. Diese sind ein Maß für die Anzahl der Nullstellen in die jeweils betrachtete Richtung. In Tabelle 2.5 sind ausgewählte TEM-Moden zur Veranschaulichung dargestellt. Die für die LMB wichtige Grundmode TEM_{00} soll im Folgenden noch einmal kurz anhand einer konfokalen Resonatorkonfiguration dargestellt werden.

Für den in Bild 2.14 illustrierten konfokalen Resonator sind die Spiegelkrümmungsradien a_1 und a_2 gleich der Resonatorlänge gewählt. In der Grundmode wird eine Strahltaile mit dem Tailenradius w_0 ausgebildet. Ihre Lage ist im gezeigten Beispiel genau bei $L/2$. Von Interesse ist für viele Anwendungen der resultierende Wert

$$w_0 = \left(\frac{L \cdot \lambda}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(\frac{g_{S1} g_{S2} (1 - g_{S1} g_{S2})}{(g_{S1} + g_{S2} - 2g_{S1} g_{S2})^2} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (2.27)$$

Reelle Lösungen liefert diese Gleichung für Werte in dem Intervall $0 \leq g_{S1} g_{S2} \leq 1$. In diesem Bereich arbeitet der Resonator stabil. /Eich2010/

Für den praktischen Einsatz ist die Kenntnis des Divergenzwinkels Θ ebenfalls oft sehr wichtig. Dieser kann mit w_0 wie folgt berechnet werden:

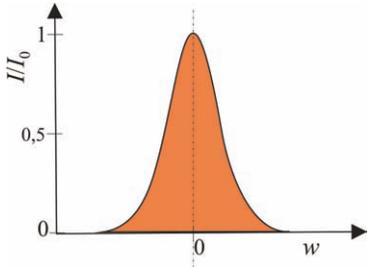
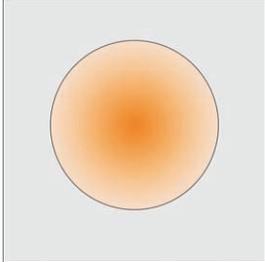
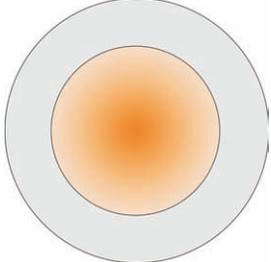
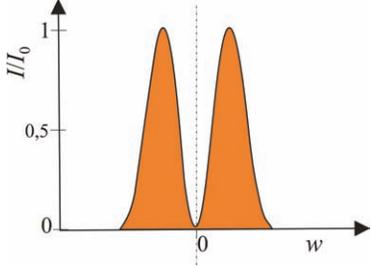
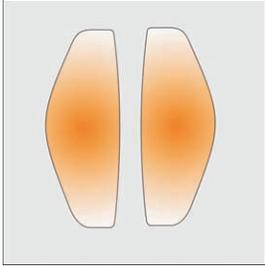
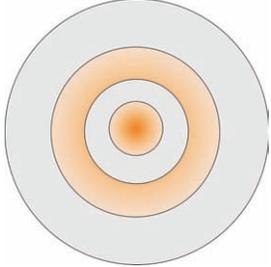
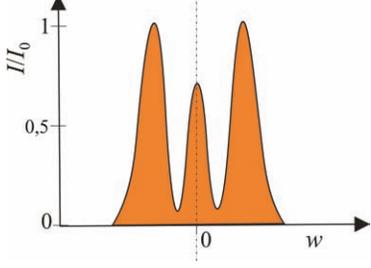
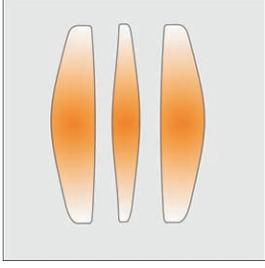
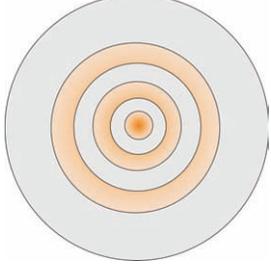
$$\Theta = \frac{\lambda}{\pi \cdot w_0} \quad (2.28)$$

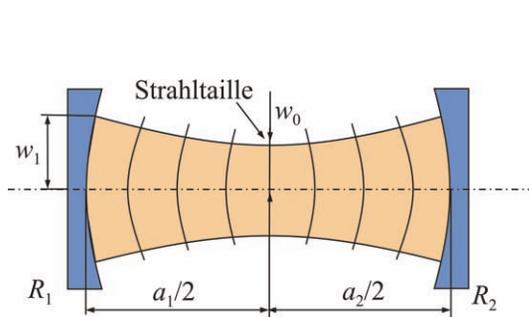
Diese Formel gilt für einen GAUSS-Strahl (beugungsbegrenzter Strahl), der der Grundmode entspricht. Bei nicht beugungsbegrenzten Strahlen muss zusätzlich noch die Beugungsmaßzahl M^2 einfließen (vgl. Kapitel 4).

In der Grundmode TEM_{00} bildet sich der kleinste Tailenradius w_0 heraus. Für höhermodige Intensitätsprofile entsteht ein größerer Tailenradius.

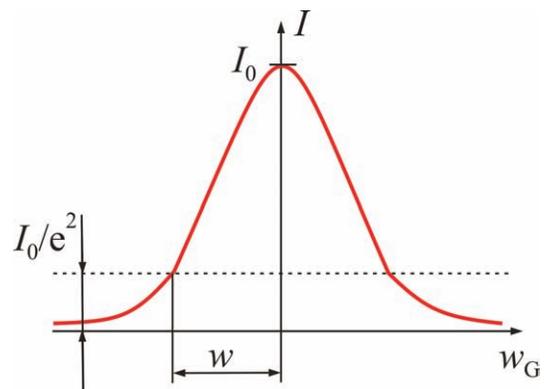
Die TEM_{00} -Mode ist durch ein GAUSSförmiges Intensitätsprofil charakterisiert (vgl. Bild 2.14 b). Die maximale Intensität I_0 ist im Strahlmittelpunkt,

Tabelle 2.5 Intensitätsverteilung transversaler Moden

	Intensitätsverteilung – Schnittdarstellung	rechteckförmig (m, n)	radialsymmetrisch (p, l)
TEM ₀₀			
TEM ₁₀			
TEM ₂₀			



a)



b)

Bild 2.14 Darstellung der Grundmode TEM₀₀. a) am Beispiel des konfokalen Resonators, b) GAUSSFÖRMIGES Intensitätsprofil nach /Eich2010/ und /Stau2000/

somit am Ort der optischen Achse des Resonators, verteilt. Der jeweilige Intensitätswert $I(w_G)$ in Abhängigkeit vom Strahlradius (GAUSS-Strahl) w_G lässt sich durch folgende Beziehung bestimmen

$$I(w_G) = I(0) \cdot e^{-\left[\frac{2w_G^2}{w^2}\right]} \quad (2.29)$$

Der Strahldurchmesser d ($d = 2w$) wird am $1 \cdot e^{-2}$ -Punkt des Intensitätsprofils angegeben (Bild 2.14 b). Für $w = w_G$ ist die Intensität $I(w_G)$ auf den $I_0 \cdot e^{-2}$ -Wert abgefallen.

$$I(w_G) = I(w) = \frac{I_0}{e^2} \quad (2.30)$$

für $w = w_G$

2.4.3.2 Axiale Moden

Betrachtet man die Modenstruktur des Resonators in axialer Richtung, so bilden sich durch die Rückkopplung im Resonator stehende Wellen aus. Diese Eigenschwingungen werden als **axiale oder longitudinale Moden** bezeichnet. In Bild 2.15 ist das Entstehen von stehenden Wellen in einem ebenen Resonator dargestellt. Knotenpunkte bilden sich am Ort der Resonatorspiegel aus. Die Resonatorlänge ist ein ganzzahliges Vielfaches der halben Modenwellenlänge λ_q

$$L = \frac{\lambda_q}{2} \cdot q \quad (2.31)$$

q axiale Modenzahl

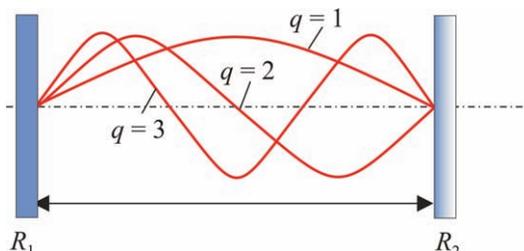


Bild 2.15 Ausbildung von axialen Moden in einem ebenen Resonator

Die Gl. (2.31) wird auch als **Resonanzbedingung** für axiale Moden bezeichnet. Mit dem Einsetzen der

Beziehung $c = \lambda \cdot \nu$ können die Modenfrequenz und der Frequenzabstand benachbarter axialer Moden bestimmt werden.

$$\nu_q = \frac{c}{\lambda_q} = \frac{c}{2L} q \quad (2.32)$$

ν_q Modenfrequenz

$$\Delta \nu = \nu_q - \nu_{q-1} = \frac{c}{2L} \quad (2.33)$$

$\Delta \nu$ Frequenzabstand axialer Moden

Die axialen Moden, welche tatsächlich auftreten können, werden aber noch durch den Frequenzbereich und die Bandbreite der Emissionslinien des laseraktiven Mediums vorgegeben. Die Bandbreite der Emissionslinien ist i. d. R. größer als der Frequenzabstand der Resonatoreigenschwingungen $\Delta \nu$, wie in Bild 2.16 dargestellt.

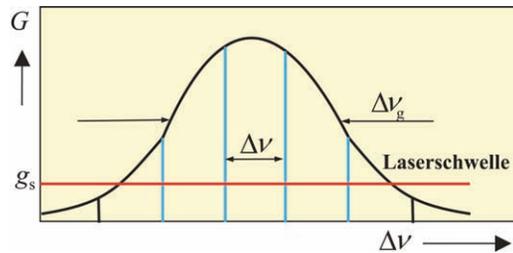


Bild 2.16 Beziehung zwischen Bandbreite und dem Frequenzabstand benachbarter axialer Moden nach /Stau2000/

In dem gezeigten Beispiel können somit gleichzeitig nur vier axiale Moden (blaue dargestellte Linien) anschwingen, die folgende Bedingungen erfüllen:

1. eine Lage innerhalb der Frequenzbandbreite des Lasergains g und
2. die Überschreitung der Laserschwelle (Anschwingbedingung von SCHAWLOW und TOWNES).

Verfügt das laseraktive Medium über eine sehr hohe Bandbreite können sehr viele axiale Moden gleichzeitig anschwingen. Diese Tatsache wird für die Modenkopplung zur Erzeugung ultrakurzer Pulse ausgenutzt /Stau2000/.

Auch die axialen Moden sind durch eine gewisse spektrale Unschärfe (Linienbreite) gekennzeichnet.

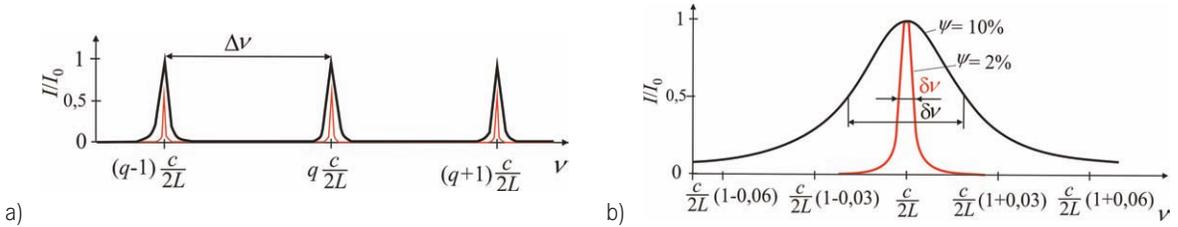


Bild 2.17 Linienbreite für unterschiedliche Verluste im Resonator /Brun1989/. a) Linienabstand, b) Linienform

Diese Linienbreite der Eigenschwingung wird meist durch die Güte bzw. die Verluste des Resonators Q bestimmt. Die Gesamtverluste des Resonators ψ wurden mit der Gl. (2.19) beschrieben und setzen sich aus den Auskoppel-, Beugungs-, Justier- sowie Streu- und Absorptionsverlusten zusammen. Für die Linienbreite $\delta\nu$ der axialen Moden ergibt sich

$$\delta\nu = \frac{\nu}{Q} \quad (2.34)$$

$$Q = \frac{2\pi L}{\lambda\psi} \quad (2.35)$$

In Bild 2.17 b sind die Linienform und -breite für zwei verschiedene Gesamtverlustwerte des Resonators dargestellt. Aufgetragen ist in diesem Diagramm die Intensität innerhalb des Resonators I (bezogen auf die Grundintensität I_0) über die Frequenz ν . Mit Zunahme der Resonatorverluste (geringere Güte) kommt es zu einer Vergrößerung der Linienbreite der axialen Moden. Der resultierende Frequenzabstand benachbarter Moden (Bild 2.17 a) ergibt sich aus Gl. (2.33) und ist von der Resonatorlänge abhängig. Da die Resonatorlänge aber statistisch im realen Betrieb schwankt, ist die Frequenz der Lasermoden nicht konstant. Die Frequenzänderung wird durch thermische Einflüsse, mechanische Erschütterungen oder aber Änderung der Brechungsindizes des aktiven Mediums hervorgerufen. /Eich2010/

2.4.4 Die Güte des Resonators

Zur quantitativen Beschreibung des Resonators wurde der Begriff **Güte** im vorangegangenen Abschnitt

eingeführt. Sie ist ebenfalls wichtig für die Beschreibung der Güteschaltung (vgl. Kapitel 2.5). Die Resonatorgüte wird als Verhältnis aus der Laserfrequenz und der Linienbreite angegeben. Die Linienbreite der axialen Moden ist direkt von den Verlusten im Resonator abhängig, somit auch die Resonatorgüte, entsprechend der Gl. (2.35). Setzt man voraus, dass Beugungsverluste, Absorptions- und Streuverluste sowie Justierverluste konstant bleiben, dann ist die Resonatorgüte umgekehrt proportional zu den Auskoppelverlusten bzw. der gewünschten Strahltransmission T_r .

$$Q = \frac{2L\pi\nu}{cT_r} \quad (2.36)$$

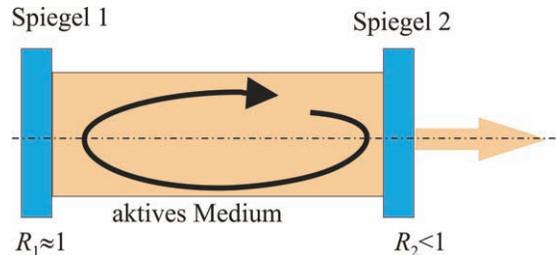


Bild 2.18 Darstellung der Rückkopplung und Güte des Resonators

Die ausgekoppelten Strahlungsanteile pro Resonatorumlauf bestimmen die Güte des Resonators. In Bild 2.18 ist dieser Zusammenhang veranschaulicht. Die Güte ergibt sich auch als Verhältnis aus Energie im Resonator zu ausgekoppelter Intensität. Zwei Grenzfälle lassen sich aus Gl. (2.36) diskutieren:

- $T_r = 0 \rightarrow$ hohe Güte (hohe Verstärkung, es wird keine Strahlung ausgekoppelt),

- $T_r = \text{Maximum} \rightarrow$ geringe Güte (maximale Strahl- auskopplung, geringe Verstärkung, für den Fall $g < \psi$ Anschwingbedingung von SCHAWLOW und TOWNES nicht erfüllt).

Diese Betrachtungsweise bildet die Grundlage für die Güteschaltung von Lasersystemen (vgl. Kapitel 2.5).

2.4.5 Zeitliche und räumliche Kohärenz

Wie bereits eingangs des Kapitels erwähnt, zeichnen sich die Laserstrahlung neben einer hohen spektralen Energiedichte, Monochromasie und Amplitudenstabilität auch durch große **zeitliche und räumliche Kohärenz** aus. Die Kohärenz bildet die Voraussetzung, dass zwei Wellenzüge mit gleicher Frequenz sowie Polarisations- und Ausbreitungsrichtung interferieren können. Man unterscheidet

1. räumliche Kohärenz

Mit der räumlichen Kohärenz wird die Korrelation von Feldstärken in zwei verschiedenen Punkten eines Wellenfeldes zu einer bestimmten Zeit beschrieben.

2. zeitliche Kohärenz

Die zeitliche Kohärenz beschreibt an einem bestimmten Ort das zeitliche Verhalten von Feldstärken in einem Wellenfeld zueinander.

Bei zeitlich kohärenter Strahlung herrscht zwischen den Feldstärken zu zwei verschiedenen Zeitpunkten eine konstante Phasendifferenz. Im Falle des Überschreitens eines Maximalwertes, schwankt die Phasendifferenz statistisch zwischen den Feldstärken. Man spricht von der **Kohärenzzeit** t_c /Eich2010/.

Für die spontan emittierte Strahlung von natürlichen Lichtquellen besteht der Zusammenhang $t_c \sim \tau$. Das heißt die Kohärenzzeit entspricht quasi der Lebensdauer τ eines emittierenden Energieniveaus der einzelnen spontan emittierten Photonen.

Die Kohärenzzeit ist mit der Strahlentstehung (Resonator) über die spektrale Bandbreite wie folgt verknüpft

$$t_c = \frac{1}{\Delta\nu} \quad (2.37)$$

Gl. (2.37) veranschaulicht, dass für sehr kleine Bandbreiten die Kohärenzzeiten groß werden. Diese werden im Wesentlichen durch die Resonatorkonfiguration bestimmt.

Die Entfernung, die das Licht in dieser Zeit zurücklegt, wird als **Kohärenzlänge** L_c bezeichnet.

$$L_c = c \cdot t_c \quad (2.38)$$

Zur Veranschaulichung der beschriebenen Zusammenhänge sind in Tabelle 2.6 einige Beispiele für Kohärenzzeiten und -längen zusammengestellt. Während bei weißem Licht lediglich Kohärenzlängen von etwa 1 μm erreicht werden, betragen diese für Laserstrahlungsquellen je nach Typ und Stabilisierung von mm bis zu mehreren Kilometern.

Die räumliche Kohärenz wird durch die Resonatoranordnung und die Spiegelradien sehr stark bestimmt. Ein Laser, der einen TEM₀₀-Strahl emittiert, ist vollständig örtlich kohärent. Ein multimodiges Strahlprofil hingegen besitzt eine sehr geringe Kohärenz. Die Ursache dafür ist in der zeitlichen Veränderung der Phasendifferenzen der einzelnen Moden zu sehen.

Tabelle 2.6 Bandbreiten und Kohärenzlängen ausgewählter Laserquellen

(nur Beispielwerte, die Parameter hängen von der jeweiligen Bauform des Lasers ab)

Laserquelle	Bandbreite	Kohärenzlänge
He-Ne-Laser	1 Hz (frequenzstabilisiert)	10 ⁷ m
Nd:YAG-Laser	1 MHz	10 ² m
Diodenlaser (Monomode, DFB- oder DBR-Laser)	20 GHz	1 m
Diodenlaser (Multimode)	1 000 GHz	0,5 mm

Die zeitliche Kohärenz wird entscheidend durch die Resonatorlänge, die Auskopplung sowie die Linienverbreiterung beeinflusst.

Für das Erzielen von stark kohärenter Strahlung sollte nach Gl. (2.37) die Bandbreite der emittierten Strahlung klein gewählt werden. Dies lässt sich erzielen durch:

- single frequency (Einzelfrequenzbetrieb),
- hohe Resonatorgüte (geringer Auskoppelgrad, hohe Reflektivität des Auskoppelspiegels),
- Auskoppeln einer TEM₀₀-Mode,
- Stabilisierung dieser Mode unter dem Laserverstärkerprofil,
- Betrieb des Lasers mit großem Gain, weit über der Laserschwelle. /Eich2010/, /Stau2000/

Die vorstehend genannten Maßnahmen vergegenständlichen aber auch den Sachverhalt, dass die auskoppelbare Leistung für hohe Anforderungen an die Kohärenz der Laserstrahlung gering ist. Diese Laseranwendungen liegen im Bereich der Lasermesstechnik, die große Kohärenzlängen voraussetzen. Für die Lasermaterialbearbeitung kommen Laserquellen mit wesentlich geringeren Kohärenzlängen zum Einsatz, insbesondere unter dem Aspekt, dass hohe Strahlungsleistungen und teilweise auch ultrakurze Impulse erforderlich sind.

Impulslaser emittieren nur endliche Wellenzüge, deren Länge von der Impulsdauer abhängt. Die sich ergebende Kohärenzzeit ist stets kleiner als die Impulsdauer τ_{lp} . Sie hängt vorrangig von dem physikalischen Prozess der Impulserzeugung ab /Stau2000/.

2.4.6 Kopplung von Eigenschwingungen (Modenkopplung)

Verfügt der Laser über eine entsprechend große Bandbreite, kann im Laserbetrieb eine Vielzahl von axialen Moden gleichzeitig oszillieren. Sie bestimmen das spektrale Verhalten und die Intensität der Laserstrahlung. Im freilaufenden Laserbetrieb (ohne zusätzliche Maßnahmen) schwingen die Moden unabhängig, d. h. ohne feste Phasenbeziehung zueinander. Die Gesamtfeldstärke des Strahlungsfeldes $E_F(t)$ ergibt sich nach /Brun1989/ zu

$$E_F(t) = \sum_i E_{Fi}(t) = E_{F0} \sum e^{i(\omega_i t + \phi_i)} \quad (2.39)$$

mit $i = 1, 2, 3, \dots, q$

ϕ_i , statistische Phasen zwischen den Moden

und die Gesamtintensität I zu

$$I = \sum_i I_i(t) = q I_i(t) \quad (2.40)$$

Durch eine Wechselwirkung können sich ausbildende Moden sowohl destruktiv als auch konstruktiv interferieren. Durch diesen Effekt kann es zu starken Intensitätsschwankungen kommen, was im Ergebnis zu einer statistischen Modulation der Laserleistung führt. Man spricht hier auch von einer **zufälligen (spontanen) Modenkopplung**. Um dennoch einen Monomodebetrieb zu gewährleisten, müssen spezielle Maßnahmen in der Resonatorkonfiguration vorgenommen werden, z. B. durch Wahl der Spiegelreflexion, vgl. auch /Kneu2008/, /Eich2010/. Das Anschwingen einer Vielzahl axialer Moden kann aber auch für die Erzeugung ultrakurzer Impulse ausgenutzt werden. Gelingt es, eine konstruktive Überlagerung benachbarter Moden zu erzwingen, können sehr kurze Impulse mit hohen Intensitäten generiert werden (vgl. Kapitel 2.5). Eine Voraussetzung stellt die feste Phasenbeziehung der sich ausbildenden Moden dar, d. h., dass sich die Feldstärkeamplituden je Resonatorumlauf am jeweiligen Ort konstruktiv überlagern /Eich2010/. Wenn alle Moden die gleiche Phasen ϕ aufweisen gilt dann für die Gesamtintensität

$$I = |E_{F0}|^2 \frac{\sin^2(q\pi\Delta vt)}{\sin^2(\pi\Delta vt)} \quad \text{mit} \quad I_{\max} = I_i q^2 \quad (2.41)$$

Aus Gl. (2.41) ist ersichtlich, dass die maximale Intensität um den Faktor q^2 (Anzahl der Moden) größer ist als bei statistischen Prozessen. Die Impulsbreite ergibt sich vereinfacht aus der Beziehung

$$\tau_i = \frac{1}{\Delta v \cdot q} \quad (2.42)$$

Aus Gl. (2.42) lässt sich ableiten, je mehr Moden in Phase gekoppelt werden können, desto kleiner wird

die auskoppelbare Impulsbreite. Dies veranschaulicht ebenfalls Bild 2.19 für unterschiedliche Anzahlen der gekoppelten Moden. Die Methoden zur Modensynchronisation werden in Kapitel 2.5 ausgeführt.

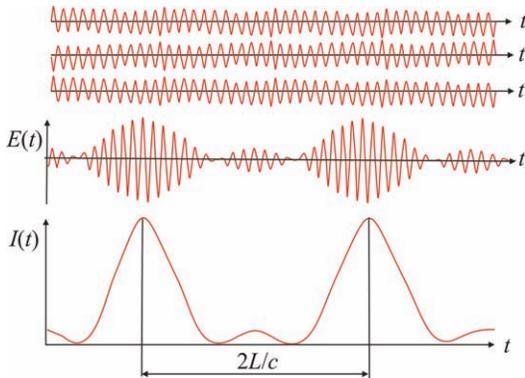


Bild 2.19 Darstellung stehender Wellen und deren Überlagerung zur Modenkopplung /Dirs2005/

2.5 Betriebsarten des Lasers

Der Begriff **Betriebsart** des Lasers charakterisiert den Zustand der zeitlichen Energieauskopplung aus dem Resonator. Laser können den Strahl kontinuierlich oder gepulst auskoppeln. In der Praxis haben sich die folgenden Betriebsarten etabliert:

1. **kontinuierlicher Betrieb (cw – continuous wave),**
2. **Pulsbetrieb (pw – pulse wave),**
3. **Tastbetrieb,**
4. **Rampenbetrieb.**

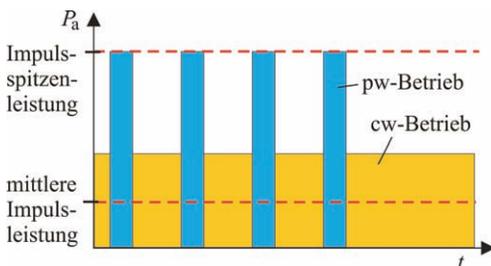


Bild 2.20 Schematische Darstellung der Betriebsarten

Bild 2.20 veranschaulicht die zwei Grundprinzipien der zeitlichen Strahlauskopplung.

Im cw-Betrieb wird zeitlich betrachtet eine kontinuierliche Strahlung zur Verfügung gestellt, die statistisch gesehen nur geringfügig um den gewählten Ausgangswert schwankt. Bei den meisten Laserstrahlungsquellen der LMB sind Leistungsschwankungen $< 2\%$ des Ausgangswertes erreichbar (vgl. Kapitel 4). Im Pulsbetrieb werden periodisch erzeugte Impulse aus dem Resonator ausgekoppelt. Die zeitliche Periode ist durch eine Impulsdauer (-länge) und eine Impulspause gekennzeichnet. Die in Bild 2.20 schematisch dargestellten Impulse haben je nach Impulserzeugung unterschiedliche charakteristische Formen, die in Kapitel 4 näher vorgestellt werden. Zur Beschreibung der Impulsleistung sind zwei Größen wichtig:

1. **Impulsspitzenleistung,**
2. **mittlere Leistung.**

Die Tast- und Rampenbetriebsarten stellen zwei Sonderformen dar, die sich aus der Form der HF-angeregten Laser (Tastbetrieb) bzw. den technologischen Erfordernissen, z.B. beim Schneiden oder Schweißen (Rampenbetrieb), ableiten.

2.5.1 Kontinuierlicher Betrieb

Der kontinuierliche Betrieb zeichnet sich durch eine zeitlich konstante Laserleistung aus, die für viele Anwendungen möglichst nur sehr kleine Schwankungen ($< 2\%$) zulassen darf. Der Leistungswert kann zwischen der maximalen Laserleistung der Strahlungsquelle und einer unteren Leistungsgrenze (in dem der Laser noch stabil arbeitet) beliebig eingestellt werden. Die Voraussetzungen für einen kontinuierlichen Betrieb sind:

- 4-Niveau-System,
- kontinuierliches Pumpen,
- konstante Resonatorparameter,
- quasistationärer Zustand der Besetzungsdichten, d.h. kontinuierliche Aufrechterhaltung der Besetzungsinversion.

Die absolut auskoppelbaren Leistungen sind zwar geringer als bei PulsLasern, die kontinuierlich arbeitenden Laser verfügen aber über die höheren mittleren Leistungswerte, die für die Makromaterialbe-

arbeitung in vielen Fällen erforderlich sind. Laser im cw-Betrieb können mittlere Leistungen bis zu 100 kW erzeugen (ist aber für die Anforderungen der LMB überdimensioniert bzw. nicht erforderlich). Sinnvolle maximale Leistungen liegen typischerweise < 20 kW. Der kontinuierlich aufrecht zu erhaltende Pumpprozess führt zu einer relativ hohen thermischen Belastung des aktiven Mediums, verbunden mit einem hohen Wärmeeintrag. Aus diesem Grund müssen cw-Laser höherer Leistung ausreichend gekühlt werden.

Eine spezielle Form des cw-Betriebes stellt der in Bild 2.21 gezeigte Rampenbetrieb dar.

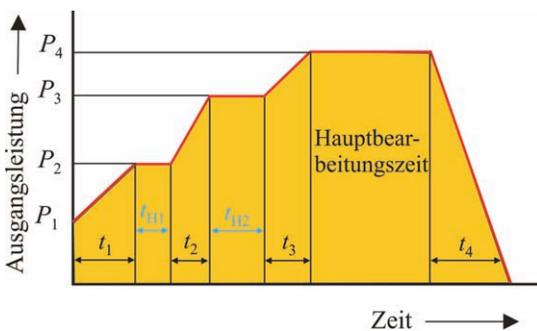


Bild 2.21 Schematische Darstellung des Rampenbetriebes

Bei dieser Betriebsart wird die Laserleistung über eine bestimmte Zeitdauer $t_1, t_2 \dots t_n$ von einem festgelegten Ausgangswert auf eine maximale Leistung erhöht. Im umgekehrten Fall kann die Leistung von einem Maximalwert abgesenkt werden. In der Praxis sind diese Rampen bzw. Zyklen sehr wichtig für die Verfahren Schneiden und Schweißen. Um die Prozesse optimal gestalten zu können, werden oftmals auch mehrere gestufte Rampen mit Haltezeiten $t_{H1}, t_{H2} \dots t_{Hi}$ programmiert. Diese Art der kontinuierlichen Leistungserhöhung bzw. -absenkung stellt auch die Voraussetzung für eine Laserleistungssteuerung dar (vgl. Kapitel 7.4).

2.5.2 Impulsbetrieb

Wird die Laserstrahlung periodisch ausgekoppelt, d. h., die Laserstrahlung ist zeitlich gesehen durch

wiederkehrende Maxima und Minima gekennzeichnet, spricht man vom Impulsbetrieb, oftmals auch nur Pulsbetrieb, (pw). Für diese Betriebsart unterscheidet man verschiedene Pulsformungsprinzipien, die Pulsdauern von wenigen ms bis zu ultrakurzen Pulsen von wenigen fs erzeugen:

- Pulsanregung (10 ms),
- Güteschaltung (1 ns),
- Modenkopplung (1 ps),
- Pulskompression (5 fs).

2.5.2.1 Elektrische Anregung

Eine relativ einfache Variante gepulste Laserstrahlung auszukoppeln ist mit der **Pulsanregung** möglich. Bei dieser erfolgt eine gepulste Zufuhr von Pumpenergie, bspw. in Form von Lichtblitzen (blitzlampengepumpter FK-Laser) oder durch elektrische Impulse (elektrische Gasentladung, CO₂-Laser). Eine Reihe von laseraktiven Materialien kann aufgrund ihrer schlechten Wärmeableitung nur im Pulsbetrieb arbeiten und wird ausschließlich als pw-Laserstrahlungsquellen eingesetzt.

2.5.2.2 Güteschaltung

Laserimpulse mit hohen Impulsspitzenleistungen und Pulsdauern im ns-Bereich lassen sich mit der **Güteschaltung**, auch als **Q-Switch** (**Q** = Qualität, Güte des Resonators) bezeichnet, erzeugen. Dabei wird gezielt die Güte des Resonators geändert, um die Spitzenleistung bei gleichbleibender Pumpenergie zu erhöhen. Energetisch betrachtet funktioniert dies über eine Verkürzung der Emissionsdauer, was zu den kürzeren Pulsen führt.

In Kapitel 2.4.4 wurde die **Güte des Resonators** als Verhältnis von gespeicherter Energie zu ausgekoppelter Energie und den inneren Verlusten definiert. Somit ist die Güte direkt proportional zur Reflektivität der Resonatorspiegel R_1 und R_2 und proportional zur Summe der Verluste. In Bild 2.22 ist der prinzipielle Ablauf einer Güteschaltung illustriert. Das Grundprinzip aller Güteschaltungsmethoden beruht auf dem schlagartigen Ändern der Resonatorgüte, sodass eine maximale Besetzungsinversion aufgebaut und die gesamte gespeicherte Energie in einem Impuls abgerufen werden kann. Die Voraussetzung dafür ist eine sehr gute Speicherwirkung des aktiven Mediums, d. h., es ist eine gro-

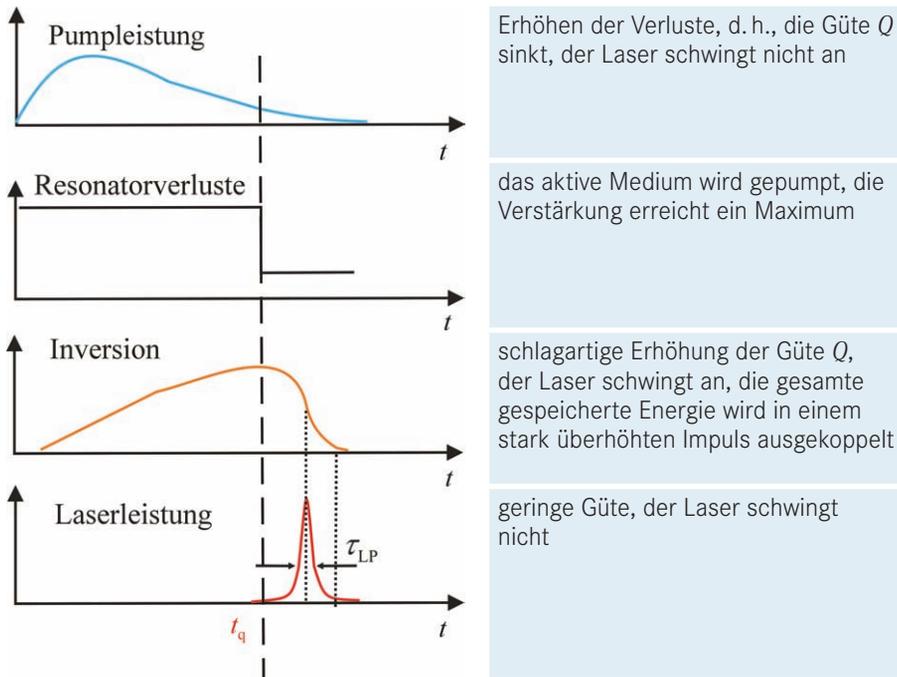


Bild 2.22 Prinzipdarstellung der Güteschaltung nach /Eich2010/

Bei Lebensdauer des oberen Laserniveaus erforderlich. Diese muss größer als die Pumpdauer sein. Die erreichbaren Spitzenleistungen und Impulsdauern sind abhängig von

- der maximal erreichbaren Besetzungsinversion,
- der Lebensdauer im oberen Laserniveau,
- der Güte des Resonators (Grundkonfiguration),
- den Umschaltzeiten zwischen den Gütezuständen.

Das Umschalten zwischen den Gütezuständen sollte möglichst kurz sein. Die verschiedenen Metho-

den der Güteschaltung verwenden unterschiedliche Schaltelemente und lassen sich in **aktive** und **passive Schalter** unterteilen. Einen Überblick der verschiedenen Güteschalter und ihrer Schaltzeiten vermittelt Tabelle 2.7.

Die mechanischen Schalter weisen relativ lange Schaltzeiten auf. Mit der rotierenden Blende im Resonator wird eine Variation der Absorptionsverluste erzielt. Der Einsatz eines Drehspiegels oder -prismas ist weitaus wirkungsvoller, wobei diese Elemente einen Resonatorspiegel bilden und um eine Achse senkrecht zur Resonatorachse rotieren. Der

Tabelle 2.7 Ausgewählte Elemente der Güteschaltung

	Schaltertyp	Schaltzeit
Aktive Güteschaltung	Rotierende Blende	> 10 μ s
	Drehspiegel / Drehprisma	< 1 μ s
	Elektrooptischer Schalter	< 10 ns
	Akustooptischer Schalter	< 50 ns
Passive Güteschaltung	Sättigbarer Absorber	ca. 1 ns

Laser kann nur in dem Moment anschwingen, wenn eine verspiegelte Prismenseite bzw. der Spiegel genau parallel zum zweiten Spiegel steht. Mit dieser Methode werden die Justierverluste gesteuert.

Eine wesentlich größere Bedeutung haben die schnellen Schalter erfahrung. **Elektrooptische Schalter** nutzen den **POCKELS-** oder **KERR-Effekt**. Beim **POCKELS-Effekt** wird die doppelbrechende Wirkung bestimmter Kristalle (z. B. Kaliumdihydrogenphosphat - KDP) ausgenutzt. Durch Anlegen eines elektrischen Feldes ändern sich die doppelbrechenden Eigenschaften, d. h., die Brechungsindizes für den parallelen und senkrechten polarisierten Strahlungsanteil werden verschieden. Für die Anwendung des **KERR-Effektes** kommen anisotrope Flüssigkeiten (z. B. Nitrobenzol) zum Einsatz, die beim Anlegen eines elektrischen Feldes eine Ausrichtung der Moleküle erfahren und doppelbrechend werden. /Kneu2008/

Bild 2.23 veranschaulicht die Resonatoranordnung mit einer KERR-Zelle. Der Polarisator erzeugt zunächst linear polarisiertes Licht, das unter 45° zum angelegten E_F -Vektor der KERR-Zelle ausgerichtet ist. Beim Anlegen einer Spannung U_F an die KERR-Zelle wird die linear polarisierte Strahlung bei einmaligem Durchgang zirkular polarisiert. Nach der Reflexion am Resonatorspiegel durchläuft die Strahlung ein zweites Mal die KERR-Zelle und wird wieder linear polarisiert aber die Polarisationsrichtung ist genau um 90° gedreht. Diese Polarisationsrichtung wird vom Polarisator blockiert. Der Schalter ist somit geschlossen. Durch Abschalten der Spannung

kann dieser wieder geöffnet werden, die induzierte Doppelbrechung liegt dann nicht vor. /Kneu2008/

Akustooptische Schalter nutzen den photoelastischen Effekt aus. Er besteht aus einem für die verwendete Wellenlänge transparenten optischen Material. In diesem wird eine Ultraschallwelle mithilfe eines Piezoelementes erzeugt. Die entstehenden Ultraschallwellen stellen periodische Dichteschwankungen dar, die zu einer örtlich periodischen Änderung der Brechzahl führen. Damit erhält man praktisch ein Phasengitter. Durch die Beugung am Phasengitter entstehen zusätzliche Resonatorverluste, die ein Anschwingen des Lasers vermeiden. Nach Abschalten der Piezospaltung gelangt der Resonator sofort wieder in den Zustand hoher Güte, sodass ein Laserimpuls ausgekoppelt wird. /Kneu2008/, /Eich2010/

Zu den **passiven Schaltern** zählen **sättigbare Absorber**. Im Unterschied zu den aktiven Schaltern erfolgt hier keine Steuerung der Güte des Lasers von außen, sondern durch die Strahlungsintensität im Resonator selbst. Diese speziellen Absorber ändern in Abhängigkeit von der vorherrschenden Intensität ihren Absorptionskoeffizienten α . Diesen funktionalen Zusammenhang beschreibt die nachfolgende Gleichung nach /Kneu2008/

$$\alpha(I) = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{I}{I_s}} \quad (2.43)$$

α_0 Anfangsabsorption; I_{sa} Sättigungsintensität

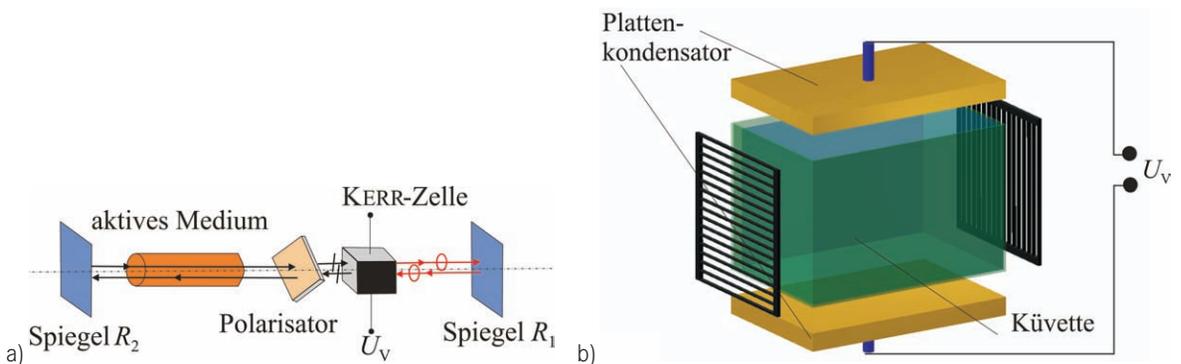


Bild 2.23 Güteschaltung mit einer KERR-Zelle. a) Resonatoranordnung /Kneu2008/, b) Aufbau einer KERR-Zelle

In Bild 2.24 ist der intensitätsabhängige Verlauf des Absorptionskoeffizienten eines sättigbaren Absorbers dargestellt.

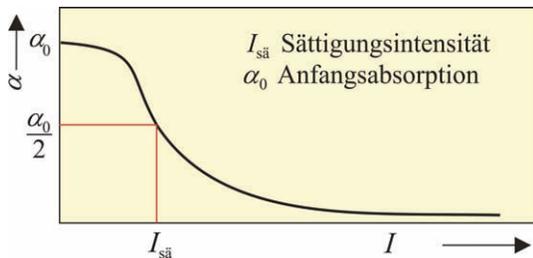


Bild 2.24 Intensitätsverlauf eines sättigbaren Absorbers

Das Schaltprinzip lässt sich vereinfacht wie folgt erklären:

Die Anfangsabsorption des Absorbers α_0 liegt mit $I = 0$ vor. Mit ansteigender Intensität verändert sich der Absorptionskoeffizient. Bei dem Wert $\alpha_0/2$ wird die Sättigungsintensität erreicht. Bis zu diesem Zeitpunkt erfährt die Laserstrahlung Absorptionsverluste, der Laser schwingt nicht an, die Besetzungsinversion kann maximal aufgebaut werden. Zum Zeitpunkt der maximalen Inversion wird die Sättigungsschwelle des Absorbers erreicht, d. h., die Absorberatome befinden sich im angeregten Zustand und sind gesättigt. Die Transmission wird bei Überschreiten der Schwelle schlagartig 1, der Schalter ist geöffnet und ein überhöhter Strahlungsimpuls wird ausgekoppelt. Nach einer kurzen Relaxationszeit kehren die Absorbermoleküle in den Grundzustand zurück und können erneut absorbieren. /Kneu2008/

Zusammenfassend lassen sich für die Impulserzeugung mit der Güteschaltung wichtige Anwendungsfelder der LMB definieren. Diese sind vorzugsweise das Laserstrahlbeschriften, das -bohren und viele Verfahren der Mikromaterialbearbeitung (vgl. Kapitel 7).

2.5.2.3 Methoden der Modenkopplung

Das Erzeugen von **ultrakurzen Impulsen** (uk) gewinnt für die LMB immer stärker an Bedeutung. Das liegt zum einen an den „materialschonenden Wechselwirkungseffekten“ und der damit verbundenen hohen erreichbaren Präzision, und zum anderen an

den mittlerweile verfügbaren mittleren Laserleistungen, die bestimmte Prozesse auch effizient gestalten lassen. Unter ultrakurzen Impulsen sind Laserpulse mit einer Pulsdauer im ps- und fs-Bereich zu verstehen. Die Voraussetzung der Kopplung bzw. Synchronisation von axialen Moden wurde in Kapitel 2.4.6 beschrieben. Für dessen Realisierung existieren drei prinzipielle Varianten:

- a) aktive Modenkopplung,
- b) passive Modenkopplung,
- c) Modenkopplung durch synchrones Pumpen.

Die **aktiven Verfahren** sind durch die Integration eines zusätzlichen Modulators gekennzeichnet. Ähnlich dem Güteschaltungsverfahren kommen akustooptische und elektrooptische Modulatoren zum Einsatz. Der Modulator wird zumeist in unmittelbarer Nähe eines Resonatorspiegels angeordnet. Moduliert wird der Verlust oder auch die Inversion bzw. die optische Weglänge im Resonator. Die erforderliche Modulationsfrequenz ergibt sich durch den halben Modenabstand. Im Falle der Verlustmodulation erfolgt zunächst eine Amplitudenmodulation der maximal anschwingenden Moden. In der Folge werden Seitenbänder der benachbarten Moden angeregt, die ebenfalls eine Amplitudenmodulation erfahren. Dies setzt sich fort, bis alle axialen Moden innerhalb der Bandbreite gekoppelt sind. /Kneu2008/

Große Bedeutung haben die **passiven Verfahren** der Modenkopplung erlangt. Auch hier ist das Wirkprinzip der eingesetzten sättigbaren Absorber ähnlich des beschriebenen zur Güteschaltung. Der Unterschied besteht in der gewählten Absorption, die für die Erzeugung von uk-Pulsen hoch gewählt wird. Somit können nur wenige Intensitätsspitzen den Absorber sättigen. Die Spitzen werden weiter verstärkt und erzeugen nach mehreren Umläufen einen kurzen Impuls. Die auskoppelbare Impulsfolge entsteht mit dem Abstand $2L \cdot c^{-1}$ /Brun1989/. Moderne passive Verfahren verwenden Festkörperelemente. Neben der KERR-Linsen-Modenkopplung (KERR-Effekt - Selbstfokussierung eines Laserstrahles in einem nichtlinearen KERR-Medium) kommen Halbleiterelemente (z. B. GaAs, AlAs) und sättigbare Absorber in Form von nichtlinearen Halbleiterspiegeln zum Einsatz /Kell2004/.

Industrietaugliche ps-Lasersysteme setzen bspw. die SESAM (SEmiconductor Saturable Absorber Mirror) ein /Timebandwidth2012/. Diese sättigbaren Absorber sind Halbleiterbauelemente mit einer BRAGG-Spiegelstruktur und für hohe Ausgangsleistungen einsetzbar /Kell2004/. Für die fs-Laseranwendungen kommen mittlerweile auch Faserlaser zum Einsatz. Sie verfügen ebenfalls über eine hohe Verstärkungsbandbreite und können durch SESAMs oder unter Ausnutzung der hohen Nichtlinearität der Fasern passiv modengekoppelt werden. Für letztgenannte Anwendung nutzt man die nichtlineare Rotation der Polarisationsrichtung in Kombination mit einem polarisierenden Element im Resonator als sehr schnellen sättigbaren Absorber /Pasc2006/.

2.5.2.4 Pulskompressionen

Eine weitere Impulsverkürzung kann durch die Pulskompression von sogenannten „chirped pulses“ erfolgen. Darunter versteht man Pulse, die ihre Frequenz zeitlich ändern (vgl. Bild 2.25). Die zeitliche Frequenzänderung führt entweder zu „positive chirp“ (Zunahme der Frequenz) oder zu „negative chirp“ (Abnahme der Frequenz). Man spricht auch von positiver und negativer Gruppengeschwindigkeitsdispersion (GGD). Solche spektralen Verbreiterungen kann man durch dispersive Bauelemente (Gitter, Prismen) oder spezielle Fasern erzielen und sie treten auch bei Selbstphasenmodulation auf.

Eine Pulskompression wird dadurch erreicht, dass der chirped pulse (positive GGD) ein Gitterpaar mit dem Abstand d_G durchläuft. Der optische Weg nimmt mit zunehmender Wellenlänge zu. Dadurch kann die kurzwelligere Pulsrückflanke die Pulsvor-

derflanke einholen. Es kommt zu einer Komprimierung der Pulsform.

Mit der Pulskompression lassen sich sehr kurze Pulse mit wenigen fs Pulsdauern erzeugen. Das Strecken und Komprimieren von „chirped pulses“ ist für viele Oszillator-Verstärker-Anordnungen eine wichtige Voraussetzung. Die Pulse werden vor dem Verstärkereintritt zeitlich verbreitert um die Pulsspitzenintensität zu vermindern. Nach der Verstärkung werden die Impulse wieder komprimiert (vgl. Kapitel 3).

Tabelle 2.8 fasst noch einmal wichtige Betriebsarten und erreichbare Parameter zusammen.

2.5.2.5 Frequenzvervielfachte Lasersysteme

Laserstrahlungsquellen in verschiedenen Wellenlängenbereichen zur Verfügung zu haben, ist nicht nur für spektroskopische Anwendungen interessant, sondern auch für die Materialbearbeitung. Das Verschieben der Laserwellenlänge hin zu kürzeren Wellenlängen hat oft den Vorteil, dass sich „materialschonendere“ Wechselwirkungsprozesse realisieren lassen und mit kleineren Fokussdurchmessern gearbeitet werden kann. Dies erreicht man mit einer Frequenzvervielfachung. Mithilfe von nichtlinearen optischen Prozessen in kristallinen Werkstoffen lassen sich Frequenzvervielfachungen bzw. -mischungen realisieren. Auf eine ausführliche Beschreibung dieser Effekte der NLO (Nichtlinearen Optik) sei an dieser Stelle auf /Berg2004/ und /Dmit1997/ verwiesen.

Die Ausbreitung von Licht in Materie wird durch die beiden frequenzabhängigen optischen Konstanten Brechzahl und Absorptionsgrad beschrieben. In der linearen Optik sind diese Größen unabhängig

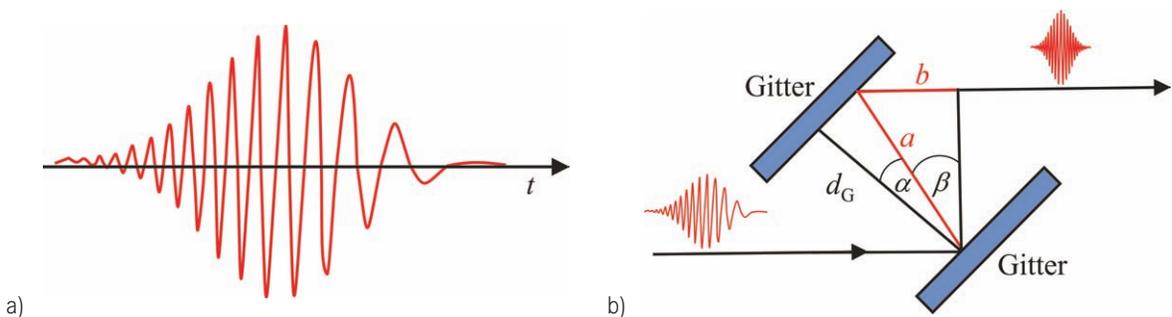


Bild 2.25 Impulsverkürzung durch Pulskompression. a) chirped pulse, b) Gitteranordnung zur Pulskompression

Tabelle 2.8 Betriebsarten und typische Parameter* /Kneu2008/

Anregung	Betriebsart	Pulsfrequenz	Pulsdauer	Leistung / Pulsleistung
kontinuierlich	cw	-	-	W - kW
kontinuierlich	Q-Switch	0 - 100 kHz	0,1 - 0,7 μ s	100 kW
kontinuierlich	Modenkopplung	200 kHz - 100 MHz	3 - 100 ps	15 MW
kontinuierlich	Modenkopplung (CPA)	200 kHz - 60 MHz	< 800 fs	1 MW
gepulst	pw (Standard)	200 Hz	0,1 - 10 ms	10 MW
gepulst	Q-Switch	200 Hz	3 - 30 ns	10 MW
gepulst	Cavity dumping	200 Hz	1 - 3 ns	10 MW
gepulst	Modenkopplung	200 Hz	30 ps	GW

*nur ausgewählte Werte, es gibt auch spezielle Lasersysteme mit gezielt optimierten Werten

von der Intensität des einfallenden Lichtes. Bei sehr hohen Lichtintensitäten, wie sie bei der Laserstrahlung auftreten, erfahren sie aber eine Änderung. Die Ursache hierfür liegt darin begründet, dass sich die Elektronen der Atome bzw. Moleküle des optischen Mediums nicht mehr wie harmonische Oszillatoren verhalten und mit der anregenden Lichtfrequenz ν mitschwingen.

Die Folge ist, dass der Oszillator nicht nur bei der Frequenz ν der einfallenden Strahlung, sondern auch bei deren Vielfachen $2 \cdot \nu$, $3 \cdot \nu$, ... harmonisch schwingt und diese Frequenzen emittiert. Es handelt sich dabei um Prozesse, bei denen Licht mit neuen Frequenzen erzeugt wird /Eich2010/. Hierzu zählen u. a.:

- Frequenzverdopplung (Erzeugung der zweiten Harmonischen, SHG) und -vervielfachung,
- Frequenzmischung,
- parametrische Oszillation (OPO),
- parametrische Verstärkung (OPA).

Das Prinzip der Frequenzverdopplung bzw. -mischung in nichtlinearen Kristallen veranschaulicht Bild 2.26.

Häufig zum Einsatz kommende nichtlineare optische Materialien sind KDP (Kaliumdihydrogenphosphat), ADP (Ammoniumdihydrogenphosphat) und LiNbO₃ (Lithiumniobat). Entscheidend für die Auswahl der Materialien sind neben der erforderlichen Transparenz auch die nichtlinearen Koeffizienten sowie die Kristallzerstörungsschwellen.

Der Wirkungsgrad der Frequenzverdopplung steigt linear mit der Leistungsdichte an /Eich2010/. In der LMB werden Frequenzverdopplung bzw. -vervielfachung für Festkörperlaser angewendet. So kann die Grundwellenlänge des Nd:YAG-Lasers von 1064 nm auf 532 nm konvertiert werden. Diese im sichtbaren Bereich emittierende Wellenlänge (grün) wird von vielen Materialien besser absorbiert. Seriengeräte wandeln in etwa 50 % der Grundwellenlänge in die kürzere Wellenlänge um. Die Reststrahlung wird in Strahlenfallen absorbiert und in Wärme umgesetzt. Häufig wird auch eine Frequenzverdreifachung in den UV-Bereich vorgenommen, wobei jedoch nur noch etwa 25 - 30 % der Leistung zur Verfügung stehen.

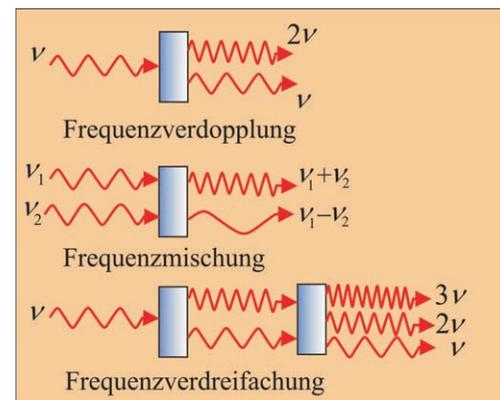


Bild 2.26 Darstellung nichtlinearer optischer Prozesse

3

Laserstrahlungsquellen

Die Verfügbarkeit verschiedener laseraktiver Medien gestattet den Aufbau sehr unterschiedlicher Laserstrahlungsquellen, die speziell für die unterschiedlichen Einsatzbereiche, z.B. Kommunikationstechnik, Messtechnik und Lasermaterialbearbeitung, entwickelt wurden. In dem nachfolgenden Kapitel werden ausschließlich jene Laserstrahlungsquellen vorgestellt, die eine große Relevanz für den Einsatz in LMB-Anlagen aufweisen. Sie sind insbesondere durch **hohe auskoppelbare Laserleistungen**, **gute Fokussierbarkeit** und eine **hohe Verfügbarkeit** gekennzeichnet.

3.1 Gaslaser

Laseraktivitäten **in Gasen** konnten schon sehr frühzeitig erforscht und schnell in leistungsstarke Strahlungsquellen umgesetzt werden. Die Vielfalt der **Gaslaser** ist relativ hoch und sie sind in jedem spektralen Bereich vertreten:

- UV-Bereich: Excimerlaser, Stickstofflaser, Edelgasionenlaser,
- VIS-Bereich: He-Ne-Laser, Kupferdampflaser,
- IR-Bereich: CO-Laser, CO₂-Laser, optisch gepumpte Moleküllaser.

Als Anregungsform dient zumeist die Gasentladung. Mit Gaslasern lassen sich sowohl kontinuierlich als auch gepulst betriebene Systeme aufbauen. Typische Impulsdauern reichen von wenigen ns bis zu ms. Für die LMB sind zwei Laserstrahlungsquellen, der CO₂-Laser und der Excimerlaser, besonders interessant, die auf den nächsten Seiten näher beschrieben werden.

3.1.1 CO₂-Laser

Der **CO₂-Laser** zählt zu den Molekülgaslasern und hat eine sehr große Bedeutung für die LMB erlangt. Er gehört zu den leistungsstärksten Lasern und kann im cw-Betrieb Leistungen bis etwa 100 kW erzeugen. Mit Wirkungsgraden zwischen 10 - 20 % zählte er viele Jahre zu den effizientesten Laserquellen, bevor Diodenlaser und diodengepumpte Lasersysteme entwickelt wurden. Der Emissionswellenlängenbereich liegt im Infraroten und basiert auf den Laserübergängen zwischen den verschiedenen **Vibrations-Rotationsniveaus** des CO₂-Moleküls. Die drei Normalschwingungen des Moleküls veranschaulicht Bild 3.1.

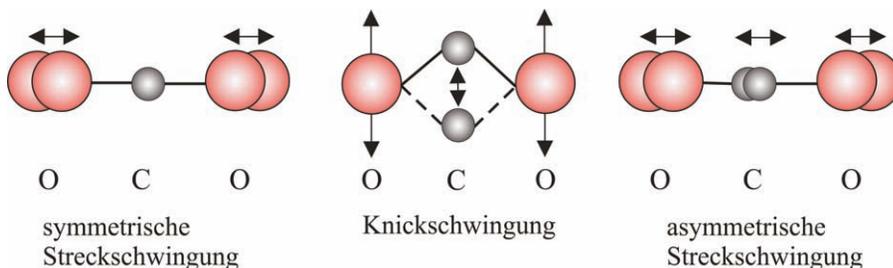


Bild 3.1 Schwingungsmöglichkeiten eines CO₂-Moleküls

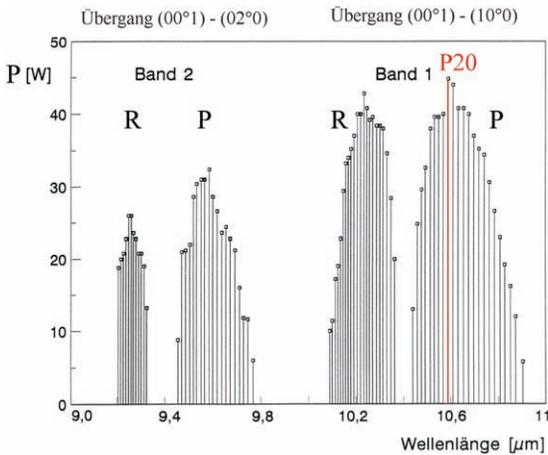


Bild 3.3 Gemessenes Linienspektrum eines 50-W-CO₂-Lasers /Blie 1996/

führen würde. Andererseits lassen sich CO₂-Laser aber sehr gut über die dargestellten Wellenlängenbereiche durchstimmen. Mit der Integration eines Prismas (für kleine Leistungen) oder eines Reflexionsgitters (für höhere Leistungen) in den Resonator können die verschiedenen Linien diskret eingestellt werden (vgl. Bild 3.3). Für spezielle Aufgaben der LMB wird der Laser auch auf anderen Wellenlängen als der P20 zum Anschwingen gebracht. Dies ist insbesondere für die Kunststoffverarbeitung interessant, da viele Kunststoffe im 9,6-µm-Bereich eine erhöhte Absorption aufweisen (vgl. Kapitel 9).

Die Entleerung der unteren Laserniveaus (10⁰) bzw. (02⁰) erfolgt sehr schnell durch **Schwingungs-Schwingungs-Relaxationen** in den untersten Schwingungszustand (01⁰). Innerhalb von 0,1 µs kann ein Besetzungsausgleich der (10⁰)- und (02⁰)-Niveaus durch **Fermi-Resonanz** erfolgen. Ein Problem stellt allerdings die Entleerung des (01⁰)-Schwingungszustandes in das Grundniveau dar. Dieser Prozess währt mehrere Größenordnungen länger als der gesamte Besetzungsaustausch. Man spricht hier auch von einem sogenannten **Flaschenhals**. Eine Lösung bildet die Verfügbarkeit zusätzlicher Stoßpartner, um die Entleerung zu beschleunigen und die Besetzungsinversion wieder schnell und ausreichend aufbauen zu können. Als **Stoßpartner** wird dem Gasmisch **Helium** beige-

setzt, was zu einer schnellen Entleerung des Zustandes (01⁰) führt, ohne die oberen Laserniveaus wesentlich zu beeinflussen. Darüber hinaus führt das Edelgas Helium aufgrund seiner guten Wärmeleitfähigkeit zu einer Kühlung und Reduzierung der thermischen Besetzung des unteren Energieniveaus.

Während des beschriebenen Prozesses der Strahlerzeugung treten **zwei Verlustprozesse** auf:

- **Dissoziation** der CO₂-Moleküle unter Bildung von Kohlenmonoxid und
- **Erhöhung der Gastemperatur**, bedingt durch höhere thermische Anregung des unteren und Stoßanregung des oberen Laserniveaus. /Brun 1989/

Erstgenannter Verlustprozess wird bei geströmt Laseranordnungen durch einen Gasaustausch kompensiert. Schwieriger gestaltet sich dieses Problem für **stationäre Systeme**. Durch die Zugabe geeigneter Katalysatoren kann die Dissoziationsrate jedoch effektiv verringert werden, sodass lange Lebensdauern des Gasmisches möglich werden. Für die Lösung des zweiten Verlustproblems haben sich zwei Kühlvarianten etabliert:

1. Diffusionskühlung

die Verlustwärme wird durch Diffusion an die Wände der Entladungsrohre bzw. -platten, die mit Wasser gekühlt sind, abgegeben.

2. Konvektionskühlung

die Verlustwärme wird durch einen schnellen und wiederholten Gasaustausch abgeführt.

Die **verschiedenen Laserkonzepte**, die für die LMB eingesetzt werden, lassen sich den Unterscheidungskriterien der Tabelle 3.1 zuordnen.

3.1.1.1 Geströimte Systeme

Die verschiedenen Lasersysteme mit geströmt Anordnungen sind in der LMB weit verbreitet. Gründe hierfür sind insbesondere in den ausgereiften und langjährig industriebewährten Systemen zu sehen, die eine gute Leistungsskalierung bis 20 kW erlauben und durch ihre sehr hohe Strahlqualität für den Einsatz in sehr vielen LMB-Verfahren geeignet sind. **Quergeströimte Laser** wurden viele Jahre zum Erzeugen hoher Strahlungsleistungen eingesetzt. Aufgrund ihrer relativ schlechten Strahlqualität haben sie aktuell jedoch weitgehend an Bedeutung verloren.

Tabelle 3.1 Unterteilung der CO₂-Laserarten

Gasflussrichtung	Gasflussgeschwindigkeit	Anregungsart
Quergeströmt Das Gas strömt quer zur Laserstrahlachse	Schnell geströmt Die Strömungsgeschwindigkeit hängt in erster Linie von der Förderleistung der Umwälzpumpe ab.	Gleichstrom Elektroden werden im Resonator über die Entladestrecke angeordnet. An die Elektroden wird eine hohe Gleichspannung angelegt (ca. 12 kV)
Längsgeströmt Das Gas strömt längs zur Laserstrahlachse	Langsam geströmt Die Strömungsgeschwindigkeit wird durch den Gasdruck, bzw. den Verbrauch des Gases bestimmt. Keine Pumpe für die Gasumwälzung erforderlich.	Elektrisch gepulst Elektrische Pulsung des Entladestromes, z. B. mit Schaltnetzteilen
	Stationär (Sealed-Off) Das Gas wird in einem abgeschlossenen Laserrohr bevorratet und strömt nicht.	Hochfrequent Die Elektroden befinden sich außerhalb des Resonators. Die hochfrequente Wechselspannung wird kapazitiv eingekoppelt (z. B. $\nu = 13,56$ MHz)

Langsam längsgeströimte Resonatoren

Der Aufbau von **langsam längsgeströimten Resonatoren** ermöglicht eine flexible Leistungsskalierung von wenigen Watt bis zu maximal 2000 W. Die erreichbaren Ausgangsleistungen korrelieren direkt mit der Resonatorlänge. Es können in etwa 120 W Laserleistung pro Meter Entladungsstrecke ausgekoppelt werden. Der Resonator kann trotz seiner großen erforderlichen Länge durch eine mehrfache Faltung kompakt aufgebaut werden. Hohe Anforderungen werden an die Resonatorstabilität und die Reflektivität der Umlenkspiegel (minimalste Absorptionsverluste) im Resonatorinneren gestellt. Durch die mehrfache Strahlumlenkung und die Beschichtung der Umlenkspiegel erhält der Strahl eine lineare Polarisierung. Aufgrund der langen Resonatorstrecke in Verbindung mit einer speziellen winkelselektiven Wellrohrausführung des Resonators wird eine **hohe Strahlqualität** von $K > 0,8$ des Rohstrahles ohne zusätzliche optische Komponenten über den gesamten Leistungsbereich erzielt */feha2012/*. Langsam längsgeströimte Systeme sind **diffusionsgekühlt** und führen die Verlustwärme im doppelwandigen Resonatorrohr an das wassergekühlte Außenrohr ab. Der erforderliche Gasaustausch zur Entfernung der Dissoziationsprodukte der Gasentladung kann gleichzeitig über die Vaku-

umpumpeinheit erfolgen. Die elektrische Anregung mit koaxial zum Gasfluss angeordneten Elektroden ermöglicht eine **Gleichstromentladung (DC)**. Die Laserleistung kann direkt über den Entladestrom geregelt werden. Typische maximale Stromstärken betragen 120 mA bei einem Gasdruck von 20 mbar und einem Rohrdurchmesser von etwa 15 – 20 mm. Die Verwendung von Schaltnetzteilen erlaubt ferner ein elektrisches Pulsen der Gasentladung im Frequenzbereich von wenigen Hz bis zu maximal 1 kHz. In den letzten Jahren wurde die Gasentladung weiter optimiert und der Einsatz von PREMIX-Gasen mit H₂-Zusätzen realisiert. Dadurch ist ein sehr wirtschaftlicher Betrieb mit verringertem Gasverbrauch möglich geworden. */feha2012/*

Schnell längsgeströimte Resonatoren

Die Bauformen des **schnell längsgeströimten Lasers** bieten die Möglichkeit, sehr hohe Strahlleistungen auszukoppeln. Bei diesem Gasentladungslaser erfolgt ein **schneller Gasaustausch**, sodass die Kühlung des Gases im Unterschied zu den langsam geströimten Systemen über eine **Wärmekonvektion** in einem Wärmetauscher stattfindet. Das heiße Gas wird mittels eines Turboradialgebläses einer Kühlstrecke außerhalb des Resonators zugeführt, wo es einen wassergekühlten Wärmetauscher umströmt

und abkühlt. Entscheidender Vorteil dieser Bauform ist, dass pro Meter Resonatorweg wesentlich mehr Laserleistung bereitgestellt werden kann. Diese Art der Konvektionskühlung kann sowohl in axialer (längsgeströmt) als auch transversaler (quergerömt) Richtung zur optischen Achse erfolgen.

Ein Beispiel für eine schnell längsgeströimte Resonatoranordnung illustriert Bild 3.4. Die Resonatorstrecke wird aus Quarzglasrohren gebildet und ist quadratisch gefaltet angeordnet. Eine optische Verbindung der Entladungsstrecken erfolgt über hochreflektierende Umlenkspiegel. Rück- und Auskop-

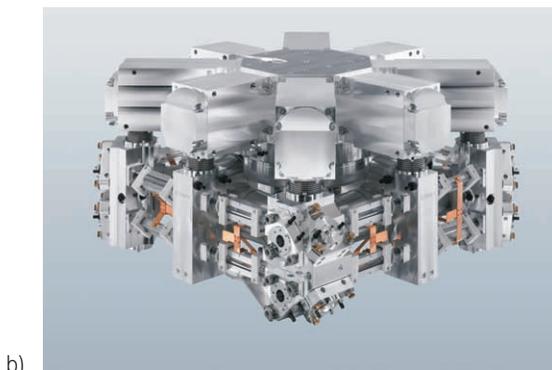
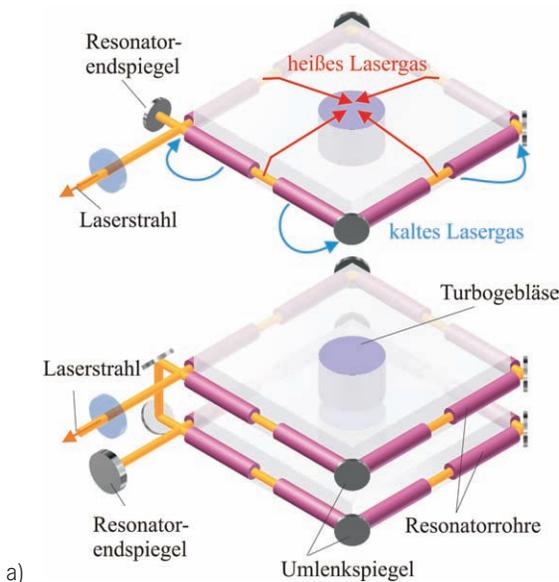


Bild 3.4 Schnell längsgeströimtes System /Trumpf2012/. a) Prinzip der Resonatoranordnung, b) Aufbau TruFlow-Resonator

pelspiegel sind bei dieser Bauweise in unmittelbarer Nähe angeordnet, um die Strahljustage zu erleichtern. Die Laserleistung lässt sich über die Anzahl der Entladungsstrecken skalieren. Im Bild 3.4 a erfolgt die Skalierung in Z-Richtung über eine zusätzliche Etage (untere Darstellung). Für den Aufbau eines 20-kW-Lasers werden insgesamt 16 Entladungsstrecken benötigt. Diese Resonatoranordnung koppelt ein rotationsymmetrisches, linear polarisiertes Strahlprofil in der Grundmode aus. /Trumpf2012/

Welche Moden letztendlich anschwingen, hängt vom Röhrendurchmesser und der Wahl der Spiegel ab /Trumpf2006/. Die Anregung erfolgt ausschließlich über die **HF-Einkopplung**. Von Vorteil ist die kapazitive Einkopplung der elektrischen Energie, da hierdurch die Anordnung von Elektroden im Resonatorinneren entfallen kann. Die HF-Anregung liefert eine sehr homogene Gasentladung und gestattet den Impulsbetrieb zwischen 10 Hz und 100 kHz (vgl. Kapitel 2). Auch schnelllängsgeströimte Systeme erzielen somit einen sehr kompakten und stabilen Resonatoraufbau. Die hohe Modularität des Resonatorkonzeptes gestattet die Bereitstellung einer großen Anzahl von Laserleistungsklassen.

3.1.1.2 Quasistationäre Systeme

Die Bezeichnung **quasistationär** trifft für Laserstrahlungsquellen zu, bei denen kein direkter Gasfluss stattfindet, die aber im Unterschied zu den in Kapitel 3.1.1.3 diskutierten Sealed-Off-Systemen einen Gasaustausch lediglich in größeren Abständen benötigen. Die Kühlung des Lasergases erfolgt über Diffusion an den großflächigen Resonatorwänden, man spricht auch von **diffusionsgekühlten CO₂-Lasern**. Diese Systeme haben sich für industrielle Anwendungen sehr stark etablieren können, nicht zuletzt weil sie einen sehr geringen Gasbedarf (ein kompletter Gasaustausch erfolgt nach etwa 24 – 72 Betriebsstunden) und eine kompakte Bauform aufweisen. Bei dem in Bild 3.5 a dargestellten Slab-laser findet die HF-Gasentladung zwischen zwei großflächigen Kupferelektroden statt. Dabei bildet das Elektrodenpaar einen Wellenleiter für die sich ausbreitende Strahlung. Diese Laseranordnung gestattet eine besonders effektive Diffusionskühlung zwischen dem Entladungsraum und den wassergekühlten Elektroden. Verwendet wird ein **instabiler**