Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins

Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke

Band: 63 (1972)

Heft: 4

Artikel: Erzeugung und Eigenschaften des Laserlichts

Autor: Weber, H.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-915661

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 17.07.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

BULLETIN

DES SCHWEIZERISCHEN ELEKTROTECHNISCHEN VEREINS

Gemeinsames Publikationsorgan des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins (SEV)
und des Verbandes Schweizerischer Elektrizitätswerke (VSE)

Diskussionsversammlung

über

Laserstrahlung und ihre Anwendung

Erzeugung und Eigenschaften des Laserlichts

Vortrag, gehalten an der Diskussionsversammlung des SEV über Laserstrahlung vom 9. November 1971 in Bern,

von *H. Weber*, Bern

621.373.826.032.26

1. Einleitung

Der Laser ist heute mehr als zehn Jahre nach seiner ersten Realisierung bereits soweit entwickelt, dass er ein wichtiges Hilfsmittel in der Industrie und Forschung geworden ist. Zahlreich sind seine Einsatzmöglichkeiten. Als Beispiel sei genannt: Materialbearbeitung, Nachrichtenübertragung, Holographie, Messtechnik, medizinische und biologische Anwendungen. Um seine zahlreichen Einsatzmöglichkeiten richtig abschätzen zu können, muss man mit den Eigenschaften des Laserlichtes und den verschiedenen Lasersystemen vertraut sein. Im folgenden sei ein kurzer Überblick hierüber gegeben.

2. Das Laser-Prinzip

Bevor näher auf das Laser-Prinzip eingegangen wird, soll kurz an die Eigenschaften von normalem Licht und dessen Erzeugung erinnert werden.

2.1 Eigenschaften des Lichtes

Fig. 1 zeigt das Spektrum der elektromagnetischen Wellen. Schraffiert eingetragen ist der Bereich, der zurzeit von den Lasersystemen überstrichen wird. Er reicht vom nahen Ultraviolett bis in das ferne Infrarot, wo die Laser an die Hochfrequenz-Sender anschliessen.

Seit *Maxwell* und *Hertz* ist bekannt, dass kein prinzipieller physikalischer Unterschied zwischen den elektromagnetischen Wellen des Hochfrequenzbereiches und dem Licht besteht. Es ist daher eigentlich verwunderlich, dass es so lange gedauert hat, bis man einen selbsterregten Oszillator im Bereich der Lichtwellenlängen, also einen Laser, verwirklichen konnte, denn die Erzeugung elektromagnetischer Wellen durch selbsterregte Oszillatoren ist ein Problem, welches vor mehr als 50 Jahren gelöst wurde. 1888 wies *H. Hertz* die Existenz elektromagnetischer Wellen nach, 1906 wurde die Verstärkerröhre erfunden und 1913 entdeckte *A. Meissner* das Rückkopplungsprinzip, welches zum selbsterregten Oszillator führte.

Jeder Oszillator, vom Langwellensender bis zum Laser, arbeitet nach diesem Prinzip. Insofern ist der Laser keine grundlegend neue Entdeckung, sondern die Erweiterung eines bekannten Prinzips bis in den Bereich der Lichtfrequenzen.

Die technische Ausführung des Lasers unterscheidet sich weitgehend von allen Hochfrequenzgeneratoren im wesentlichen dadurch, dass die Wellenlänge klein gegen die Abmessungen des Generators ist, während im HF-Bereich die Wellenlänge gross oder doch vergleichbar mit den Generatorabmessungen ist.

Die kürzere Wellenlänge oder höhere Frequenz macht sich auch noch in anderer Hinsicht bemerkbar. Der Quantencharakter des elektromagnetischen Strahlungsfeldes, der im niederfrequenten Bereich keinerlei Bedeutung hat, tritt beim Licht deutlich hervor.

In der Hochfrequenztechnik kann das elektromagnetische Feld stets durch eine sinusförmig oszillierende elektrische (und auch magnetische) Feldstärke $\boldsymbol{E}$ dargestellt werden.

$$\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_0 \sin (2 \pi \nu t - \boldsymbol{k}\, \boldsymbol{r})$$

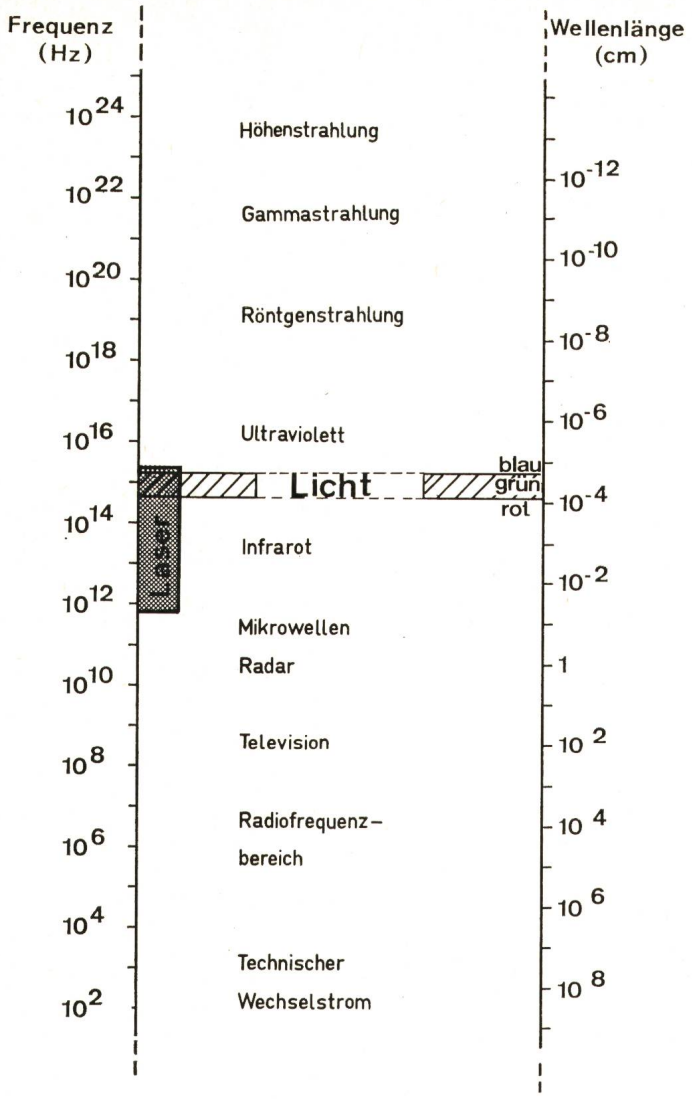

Fig. 1
Das Spektrum der elektromagnetischen Wellen

wobei ν die Frequenz, $\boldsymbol{k}$ der Wellenvektor und $\boldsymbol{r}$ der Ortsvektor sind. Es gelten die bekannten Beziehungen:

$$\lambda \nu = c \qquad |\boldsymbol{k}| = 2\pi/\lambda$$

Aus zahlreichen Experimenten, speziell im kurzwelligen Spektralbereich (Photoeffekt, Comptoneffekt), ist jedoch bekannt, dass sich das Strahlungsfeld auch wie ein Strom von Korpuskeln (Photonen) verhalten kann. Jedes dieser Photonen transportiert eine Energie E, die mit der Frequenz ν des Lichts verknüpft ist, gemäss

$$E = h\nu$$

(h Plancksches Wirkungsquantum)

Der Korpuskularcharakter des Lichtes macht sich z. B. als Rauschen bemerkbar ähnlich dem Schroteffekt beim elektrischen Strom. Die für unser Auge konstante Lichtintensität zeigt bei genaueren Messungen eine «Körnigkeit», die um so stärker in Erscheinung tritt, je höher die Frequenz des Lichtes, also je grösser die Energie der Photonen ist. Eine elektromagnetische Welle der Leistung P enthält in jeder Halbwelle

$$z = P/h\nu^2$$

Photonen. Zwei Zahlenwerte mögen diesen Zusammenhang verdeutlichen.

$$P = 10^{-6}\ \mathrm{W} \begin{cases} \text{UKW-Bereich } \nu = 10^{8}\ \mathrm{s}^{-1} & z = 3 \cdot 10^{10} \\ \text{UV-Bereich } \nu = 10^{15}\ \mathrm{s}^{-1} & z = 3 \cdot 10^{-4} \end{cases}$$

Im UKW-Bereich enthält bei dieser Leistung jede Halbwelle des Sinuszuges einige 10^{10} Photonen, so dass sich die «Körnigkeit» der Welle nicht bemerkbar macht, und es wegen der geringen Energie der Photonen auch nicht möglich ist, diese nachzuweisen. Im ultravioletten Spektralbereich dagegen enthält eine Halbwelle nur noch 10^{-4} Photonen, d. h. man muss bei dieser Leistung von 10^{-6} W im Mittel 10^{4} Halbwellen warten, bis einmal eine Halbwelle ein Photon enthält. Zwischendurch ist die Intensität des Lichtes null. Von einem wohldefinierten Sinuswellenzug kann man da nicht mehr sprechen. Der Wellencharakter des Lichtes kann in diesem Spektralbereich nur bei hohen Intensitäten (die schwer realisierbar sind) oder durch integrierende Langzeitmessungen nachgewiesen werden.

2.2 Erzeugung von normalem Licht
Spontane Emission

Normales Licht wird auch thermisches Licht genannt, wobei diese Bezeichnung bereits auf die Entstehung des Lichtes hinweist. In allen konventionellen Lichtquellen wie Glühlampe, Gasentladungslampe oder auch Kerze wird das Licht dadurch erzeugt, dass Materie auf einige 1000 °K erhitzt wird. Bei der Glühlampe ist es der erhitzte Wolframdraht, der leuchtet, bei der Gasentladungslampe das heisse Füllgas und bei der Kerze die heissen Verbrennungsgase.

Um zu verstehen, warum erhitzte Materie Licht abgibt, muss man sich ein wenig näher mit den Eigenschaften der Atome oder Moleküle beschäftigen, aus denen die Materie aufgebaut ist. Für das prinzipielle Verständnis der Lichtemission und des Laser-Prinzips ist es nicht unbedingt notwendig, die quantenmechanischen Eigenschaften des Atoms zu berücksichtigen, sondern es reicht, das einfachere Bohrsche Atommodell zu diskutieren.

Danach besteht ein Atom aus einem positiven Kern, um den sich das negativ geladene Elektron auf bestimmten Kreis- oder Ellipsenbahnen bewegt. Jeder Bahn ist ein bestimmter Energiewert E_n des Atoms zuzuordnen. Normalerweise befindet sich das Elektron auf der niedrigsten Bahn, der auch der niedrigste Energiewert E_1 entspricht. Wird dem Atom Energie zugeführt, z. B. durch Stoss mit anderen Atomen oder Elektronen, so kann das Elektron auf eine höhere Bahn und damit auch in einen höheren Energiezustand springen. Dieses Verhalten ist in Fig. 2 für zwei Energiezustände E_1, E_2 symbolisch dargestellt. Dem Atom wird der Energiebetrag $\Delta E = E_2 - E_1$ zugeführt, und das Elektron springt von dem niedrigsten Energiewert E_1 (dem Energiegrundzustand des Atoms) auf einen höheren Energiewert E_2. Dieser Energiezustand ist jedoch kein stabiler Zustand des Atoms, sondern nach einer

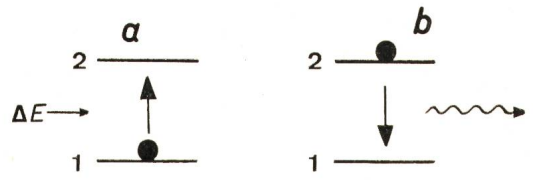

Fig. 2
Anregung eines Atoms (*a*) durch Energiezufuhr und spontane Emission (*b*) eines Lichtquants
1, 2 Energiezustände

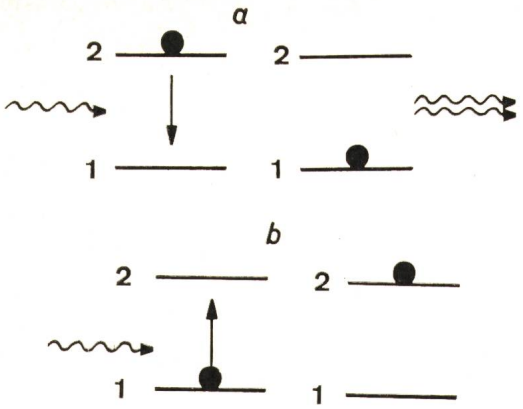

Fig. 3
Erzwungene Emission *(a)* **und Absorption** *(b)* **von Licht**
1, 2 Energiezustände

mittleren Verweilzeit springt das Elektron in den Grundzustand E_1 zurück. Die Energie ΔE, die dabei wieder frei wird, strahlt das Atom als elektromagnetische Strahlung aus, und zwar wird gerade ein Photon emittiert, dessen Frequenz dadurch bestimmt ist, dass die Energie des Photons der Energiedifferenz ΔE entsprechen muss:

$$h\nu = E_2 - E_1 = \Delta E \tag{1}$$

Die Emission des Photons erfolgt ohne äussere Einwirkung auf das Atom zu einem nicht vorhersagbaren Zeitpunkt, weshalb diese Art der Emission auch *spontane Emission* genannt wird. Richtung, Phasenlage und Polarisationszustand des Photons sind ebenfalls nicht vorhersagbar und völlig unbestimmt. Bei einer üblichen Lichtquelle treten etwa 10^{19} spontane Emissionsakte in der Sekunde auf, und die Photonen werden daher gleichmässig in alle Raumrichtungen emittiert. Da jedoch ihre Phasenlagen und Polarisationsrichtungen völlig statistisch verteilt sind, besteht das Strahlungsfeld der thermischen Lichtquellen aus sehr vielen, wirr durcheinanderlaufenden Wellenzügen. Hinzu kommt, dass die Atome sich gegenseitig beeinflussen und stören. Daher sind die Energieabstände ΔE der Atome verschieden und demzufolge streuen auch die Frequenzen der Photonen (oder Wellenzüge) über einen grossen Bereich; d. h. das Licht enthält bei der thermischen Emission stets ein breites Spektrum von Frequenzen.

2.3 Induzierte Emission Verstärkung von Licht

Neben der spontanen Emission gibt es für ein angeregtes Atom noch eine zweite Möglichkeit, in den Grundzustand zurückzukehren, die erzwungene oder induzierte Emission. Hierbei wird das Atom durch ein von aussen einfallendes Strahlungsfeld veranlasst, Licht zu emittieren. Im Quantenbild bedeutet es: Ein Photon der passenden Energie $h\nu$ trifft auf ein angeregtes Atom, dieses emittiert und es sind jetzt zwei Photonen vorhanden. Wichtig bei dieser Art der Emission ist die Tatsache, dass einfallendes und emittiertes Photon in Richtung, Frequenz und Polarisationszustand übereinstimmen, d. h. das einfallende Licht ist verstärkt worden (Fig. 3).

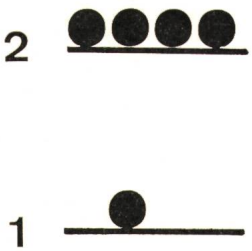

Fig. 4
Inversionszustand eines Ensembles von Atomen
Es befinden sich mehr Atome im oberen als im unteren Niveau

Diesem Verstärkungsprozess des Lichts durch induzierte Emission wirkt jedoch in allen normalen Systemen ein Abschwächungsprozess entgegen — die Absorption von Licht. Trifft ein Photon auf ein Atom im Grundzustand E_1, so kann das Photon absorbiert werden und das Atom geht in den höheren Energiezustand E_2 über. Hierbei wird das Licht geschwächt.

Aus dieser Betrachtung folgt, dass Licht durch angeregte Atome effektiv nur dann verstärkt werden kann, wenn sich mehr Atome im oberen Energiezustand als im unteren befinden. Ein derartiger Zustand wird als Inversionszustand bezeichnet (Fig. 4).

Der Inversionszustand ist kein Gleichgewichtszustand der Atome, denn durch die spontane Emission wird dieser Zustand innerhalb kürzester Zeit wieder abgebaut. Es muss also ständig Energie aufgewendet werden, um den Inversionszustand aufrecht zu erhalten.

Das Medium, in dem sich diese invertierten Atome befinden, also z. B. eine Gasentladung oder ein Kristall, wird *aktives Medium* genannt. Läuft ein Lichtstrahl durch ein aktives Medium, so wird er verstärkt (Fig. 5). Voraussetzung ist, dass die Frequenz des Lichts in etwa der Frequenz entspricht, die sich aus der Beziehung von Gl. (1) ergibt, d. h. die Energie der zu

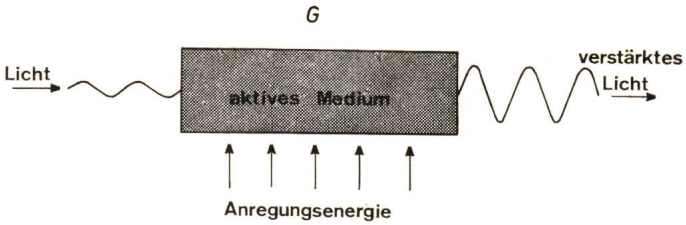

Fig. 5
Verstärkung des Lichts durch ein aktives Medium
G Verstärkungsfaktor

verstärkenden Photonen muss etwa mit der Energie des atomaren Überganges übereinstimmen. Das aktive Medium entspricht also völlig dem Schmalbandverstärker der Hochfrequenztechnik mit einer Bandbreite $\Delta\nu_L$ und einer Mittenfrequenz ν_0, für die der Verstärkungsfaktor G maximal wird (Fig. 6). In der Hochfrequenztechnik ist die Resonanzfrequenz durch die Dimensionierung des LC-Kreises bestimmt, hier sind es die atomaren Eigenschaften, die die Resonanzfrequenz festlegen. Der Verstärkungsfaktor G des aktiven Mediums ergibt sich zu:

$$G = \exp([n_2 - n_1]\,\sigma\, l) \tag{2}$$

wobei n_1, n_2 die Zahl der Atome im unteren bzw. oberen Laserniveau, σ eine atomare Konstante und l die Länge des aktiven Mediums bedeuten.

Jeder Verstärker kann mit einer geeigneten Rückkopplung zu einem selbsterregten Oszillator erweitert werden. Dieses Meissnersche Rückkopplungs-Prinzip ist in Fig. 7 dargestellt. Bei einem Hochfrequenzsender wird ein Teil des Ausgangssignals über ein Rückkopplungsglied phasenrichtig auf den

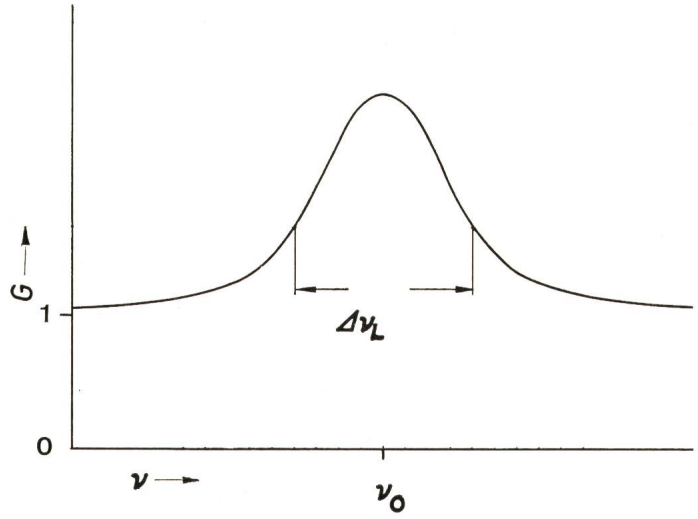

Fig. 6
Frequenzabhängigkeit des Verstärkungsfaktors eines aktiven Mediums
G Verstärkungsfaktor; ν Frequenz; ν_0 Mittenfrequenz des aktiven Mediums; $\Delta\nu_L$ Bandbreite

Eingang des Verstärkers gegeben. Wenn die Verstärkung G grösser ist als der Rückkopplungsfaktor R, so setzt Selbsterregung ein, vorausgesetzt, die Phasendifferenz $\Delta\Phi$ zwischen Eingangssignal und rückgekoppeltem Signal beträgt ein ganzes Vielfaches von 2π.

Dieses Prinzip lässt sich auch auf den Lichtverstärker übertragen. Das aktive Medium mit dem Verstärkungsfaktor G wird in einen optischen Resonator gesetzt, der im einfachsten Fall aus zwei gut ausgerichteten, planparallelen Spiegeln mit dem Reflexionsgrad R besteht. Zunächst werden die Atome

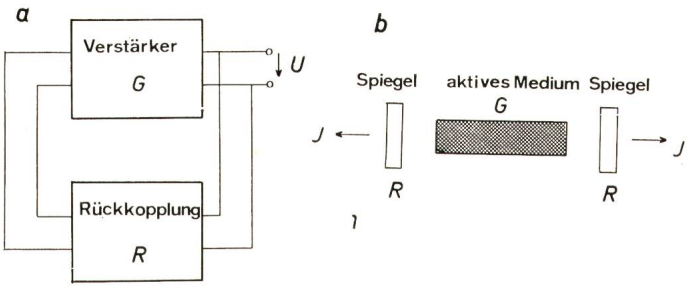

Fig. 7
Das Rückkopplungsprinzip beim Hochfrequenzsender (*a*) und beim Laseroszillator (*b*)
G Verstärkung; R Rückkoppelung; $\Delta\phi$ Phasendifferenz; J Ausgangsleistung; U Ausgangsspannung;

des aktiven Mediums spontan in alle Raumrichtungen emittieren. Einige dieser Photonen werden zufällig senkrecht auf die Spiegel auffallen. Sie werden reflektiert, durchlaufen das aktive Medium, werden verstärkt, wieder reflektiert, nochmals verstärkt usw. Wenn die Verstärkung G pro Durchgang grösser ist als die Reflexionsverluste R, wenn also gilt:

$$G\,R > 1 \qquad (3)$$

so baut sich aus der spontanen Emission eine intensive Lichtintensität auf, die dadurch begrenzt wird, dass der Verstärker bei hohen Intensitäten nicht mehr linear arbeitet und der Verstärkungsfaktor abnimmt.

Die Phasenbedingung muss ebenfalls erfüllt sein und besagt, dass sich zwischen den beiden Spiegeln eine stehende Welle ausbildet, d. h. der Abstand L der Spiegel muss ein ganzes Vielfaches der halben Wellenlänge $\lambda/2$ betragen (Fig. 8)

$$L = n\,\lambda/2$$

Damit liegt ein Lichtoszillator vor, der nach dem gleichen Prinzip arbeitet wie der Hochfrequenzsender.

3. Eigenschaften des Laserlichts

3.1 Zeitliche und örtliche Kohärenz

Zwischen den beiden Spiegeln bildet sich eine stehende Sinuswelle der elektrischen Feldstärke aus. Einer der Spiegel ist etwas transparent, so dass ein geringer Bruchteil der Lichtintensität ausgekoppelt wird und nutzbar gemacht werden kann. Die Ausgangsintensität des Lasers besteht also aus einem wohldefinierten Sinuswellenzug der elektrischen Feldstärke. Frequenz, Phase und Polarisationsrichtung des Lichtes sind, falls keine äusseren Störungen auftreten, zeitlich nahezu kon-

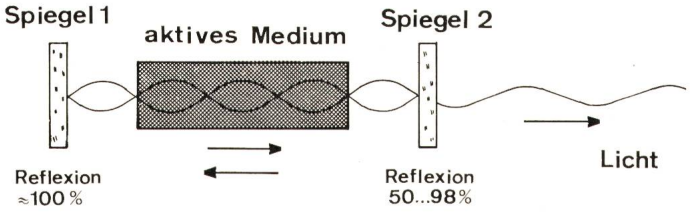

Fig. 8
Der Laseroszillator
Zwischen den beiden Resonatorspiegeln bildet sich eine stehende Lichtquelle aus

stant. Falls man alle äusseren Störungen eliminieren könnte, blieben noch geringfügige Schwankungen übrig, die durch das Quantenrauschen verursacht werden und zu einer endlichen Linienbreite der Laserstrahlung führen. Bei allen bisherigen Systemen überwiegen jedoch die äusseren Störungen. Trotz-

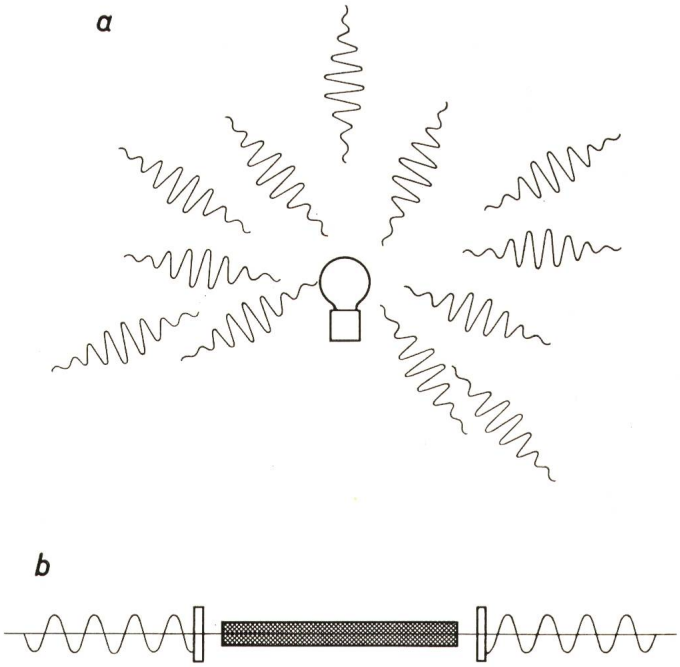

Fig. 9
Das zeitliche Verhalten von normalem, thermischem Licht (*a*) und Laserlicht (*b*)

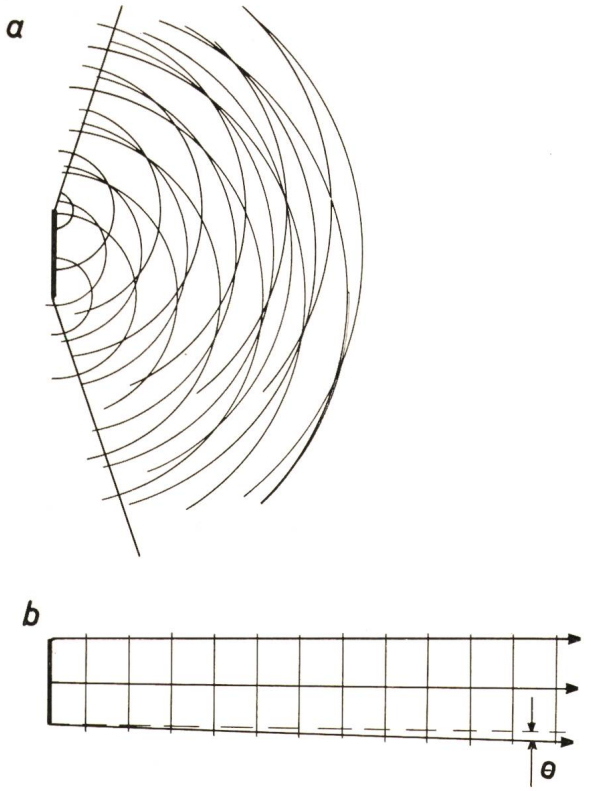

Fig. 10
Das örtliche Verhalten von normalem, thermischem Licht (*a*) und Laserlicht (*b*)
Θ Öffnungswinkel der Strahlung

dem ist das Laserlicht im Gegensatz zu normalem Licht äusserst schmalbandig. Man nennt derartiges Licht *monochromatisch* und *zeitlich kohärent*. In Fig. 9 ist dieser Unterschied im zeitlichen Verhalten zwischen thermischem Licht und Laserlicht skizziert.

Damit sich aus der spontanen Emission im Resonator eine stehende Sinuswelle entwickelt, benötigt das Licht eine grosse Anzahl von Reflexionen. Diejenigen Lichtstrahlen, die nicht senkrecht auf die Spiegel auftreffen, werden nach wenigen Reflexionen aus dem System hinausreflektiert und können nicht genügend verstärkt werden. Nur wenn das Licht senkrecht oder doch nahezu senkrecht auf die Spiegel auftrifft, kann es genügend oft zwischen den Spiegeln hin- und her laufen und hinreichend verstärkt werden. Damit wird anschaulich verständlich, weshalb das Laserlicht unter einem sehr kleinen Öffnungswinkel abgestrahlt wird, im Gegensatz zu allen thermischen Lichtquellen, die das Licht mehr oder weniger gleichmässig in alle Raumrichtungen emittieren. Für eine mehr quantitative Betrachtung ist es zweckmässig, das hochfrequenztechnische Analogon zu diskutieren. Eine normale Dipol-Antenne strahlt das elektromagnetische Feld in einen grossen Raumwinkel aus. Um eine gute Richtcharakteristik der Antenne zu erzielen, werden sehr viele Dipole zu einer Dipolwand zusammengesetzt und phasengleich angesteuert (Richtfunk). Der gleiche Fall liegt beim Laser vor. Das einzelne Atom strahlt das Licht mit derselben Charakteristik ab wie der Dipol. Durch die stehende Sinuswelle im Resonator werden alle Atome zu phasenrichtiger Emission gezwungen und entsprechen damit der Dipolwand beim Richtfunk. In beiden Fällen ist der Öffnungswinkel θ der Strahlung durch Wellenlänge λ und Strahldurchmesser d (Zahl der Dipole, Abmessungen der Dipolwand) bestimmt. Er ergibt sich zu

$$\theta = \frac{\lambda}{d}$$

und entspricht dem Beugungswinkel der Optik.

In Fig. 10 ist der Unterschied in der Abstrahlcharakteristik zwischen normalem Licht und Laserlicht skizziert. Bei einer thermischen Lichtquelle strahlen die Atome unabhängig voneinander. Es bestehen zwischen den von verschiedenen Atomen ausgestrahlten Wellenzügen keine Phasenbeziehung und das resultierende Strahlungsfeld besitzt auch keine definierte Phasenfläche.

Beim Laserlicht dagegen besteht als Folge der induzierten Emission eine Phasenbeziehung zwischen den von verschiedenen Atomen abgestrahlten Wellenzügen, und das Strahlungsfeld besitzt eine wohldefinierte Phasenfläche. Man nennt derartiges Licht *örtlich kohärent*.

3.2 Wellenformen

Die Wellenlänge der stehenden Sinuswelle im Resonator muss die Gl. (4) erfüllen, woraus eine Bedingung für die Frequenz folgt, nämlich:

$$\nu_n = n\,c/2\,L \qquad n = 1, 2, 3, \ldots \tag{5}$$

Diese Frequenzen ν_n sind die möglichen stehenden Wellen in einem Resonator der Länge L. Man nennt sie *axiale Wellenformen* oder auch axiale Moden. Das Resonanzspektrum des Resonators besteht also aus einer Folge äqidistanter Frequenzen im Abstand:

$$\Omega = \nu_{n+1} - \nu_n = c/2\,L \tag{6}$$

Die Frequenz der stehenden Welle muss ausserdem noch im Bereich der Mittenfrequenz ν_0 des Laserverstärkers liegen, damit Selbsterregung einsetzt, d. h. von den vielen möglichen stehenden Wellen kommen nur wenige zur Selbsterregung. Im allgemeinen ist jedoch die Bandbreite $\Delta\nu_L$ der Laser gross gegen den Abstand Ω zweier axialer Wellenformen, so dass je nach Lasersystem 10...10^3 axiale Wellenformen zur Selbsterregung gelangen. Die Ausgangsintensität der Laser besteht daher aus einer Anzahl diskreter Frequenzen, die bei ca. 10^{14} Hz liegen und einen Abstand von ca. 10^8 Hz besitzen (Fig. 11). Durch geeignete Eingriffe in den Resonator ist es möglich, die axialen

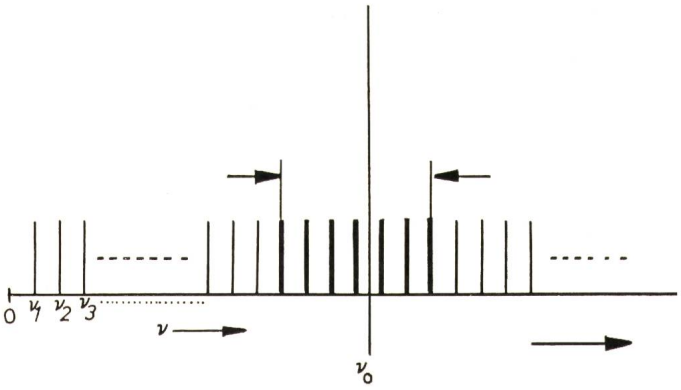

Fig. 11
Das Resonanzspektrum eines Resonators mit den Frequenzen ν_n der möglichen stehenden Sinuswellen
Von diesen gelangen nur diejenigen zur Selbsterregung, die im Bereich ν_0 der Mittenfrequenz des Laserverstärkers liegen

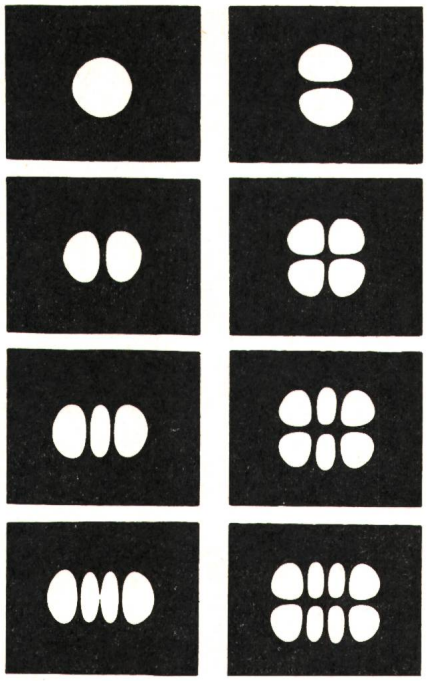

Fig. 12
Die radiale Intensitätsverteilung auf dem Resonatorspiegel
Welche dieser transversalen Wellenformen sich einstellt, hängt von dem speziellen Resonator und den Anregungsbedingungen ab

Wellenformen zu reduzieren, so dass der Laser nur noch Licht einer einzigen Frequenz abgibt.

Neben dieser axialen Struktur besitzt das Strahlungsfeld im Resonator auch eine radiale Struktur. Die Intensität ist also z. B. auf der Spiegeloberfläche nicht homogen verteilt, sondern besitzt eine charakteristische Struktur, die durch den Resonator und die Anregung des Lasers bestimmt wird. Man nennt diese Intensitätsverteilungen transversale Wellenformen. Einige Beispiele sind in Fig. 12 wiedergegeben.

4. Lasersysteme

Im folgenden soll ein kurzer Überblick über die verschiedenen Lasersysteme und ihre charakteristischen Eigenschaften gegeben werden. Je nach Art des aktiven Mediums unterscheidet man:

a) Festkörper-Laser
b) Halbleiterlaser
c) Flüssigkeitslaser
d) Gaslaser

Obwohl sich diese verschiedenen Systeme bezüglich Anregungsmechanismus, Aufbau, Betriebsart, Wirkungsgrad und Ausgangsleistung stark unterscheiden, ist das physikalische Prinzip bei allen Lasern das gleiche. In Tab. I sind die vier Lasersysteme mit charakteristischen Daten zusammengestellt, und in Tab. II werden die Eigenschaften typischer Lasersysteme mit normalen Lichtquellen verglichen.

4.1 Festkörper-Laser

Bei den Festkörper-Lasern handelt es sich um Gläser oder Kristalle, die mit den lichtverstärkenden Atomen dotiert sind. Die beiden bekanntesten Festkörper-Laser sind der Neodym-Laser (Glas mit Neodym dotiert) und der Rubin-Laser (Rubin-Kristall mit Chrom dotiert). Der Anregungsmechanismus, der zu einem Inversionszustand führt, soll am Beispiel des Rubin-Lasers diskutiert werden.

Fig. 13 zeigt einen stark vereinfachten Ausschnitt aus dem Energie-Niveau-Schema der im Rubin eingebauten Chrom-Ionen. Es besteht aus einem sehr breiten Energieband E_3 und dem darunterliegenden scharfen Energiezustand E_2. Durch Einstrahlung von intensivem Licht im grünen Spektralbereich (Pumplicht) werden die Chrom-Ionen aus dem Grundzustand E_1 in das obere Energie-Niveau E_3 befördert. In diesem speziellen Fall kehren die angeregten Atome nicht direkt in den Grundzustand zurück, sondern gehen sehr schnell auf das Niveau E_2 über, wo sie dann relativ lange verweilen und nur langsam in den Grundzustand zurückkehren. Wird nun ge-

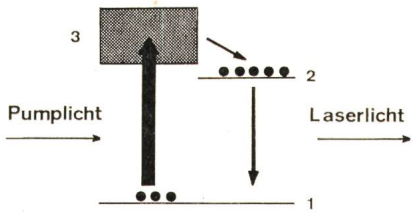

Fig. 13
Stark vereinfachter Ausschnitt aus dem Energie-Niveau-Schema des Rubinlasers
1, 2, 3 Energieniveaus

Charakteristische Daten von Laser-Systemen

Tabelle I

Lasersystem	Aktives Medium	Anregung	Typische Länge cm	Leistung W kontinuierlich	Leistung W gepulst	Anwendungen
Gaslaser	Gase, Metalldämpfe	Gasentladung, chemisch	50	$10^{-3}...10^{4}$	$10^{3}...10^{6}$	Messtechnik Interferometrie Holografie Materialbearbeitung
Flüssigkeitslaser	Organische Farbstoffe in Lösungsmitteln	Blitzlicht, Laserlicht	5	10^{-1}	10^{5}	Spektroskopie Plasmadiagnostik
Halbleiterlaser	Halbleiterkristalle	Strom	0,1	1	10^{4}	evtl. Nachrichtentechnik schnelle logische Elemente
Festkörperlaser	Dotierte Gläser und Kristalle	Blitzlicht, kont. Entladungslampen	5	$10^{-2}...10^{3}$	$10^{4}...10^{9}$	Materialbearbeitung Entfernungsmessung Plasmadiagnostik Medizinische Anwendungen

Vergleich typischer Lasersysteme mit normalen Lichtquellen

Tabelle II

Lichtquelle	Leistung P W	Fokussierte Leistungsdichte J W/cm²	Bandbreite Hz	Öffnungswinkel Θ^2 sr[1])
Sonne	10^{26}	$5 \cdot 10^2$	$5 \cdot 10^{14}$	4π
Quecksilberhöchstdrucklampe (100 W)	10	$3 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^{14}$	4π
Spektrallampe	10^{-3}	—	10^9	4π
He/Ne-Laser	10^{-2}	$4 \cdot 10^4$	10^2	10^{-8}
Argon-Laser	10^2	$4 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^4$	10^{-8}
Rubin-Laser	10^8	10^{13}	10^{10}	10^{-6}

[1]) steradiant

nügend intensives Pumplicht eingestrahlt, so werden die Atome schneller in das Niveau 2 befördert als sie in den Grundzustand zurückkehren. Schliesslich befinden sich mehr Atome im oberen Energiezustand als im unteren und ein Inversionszustand liegt vor. Licht der dem Übergang E_2, E_1 entsprechenden Wellenlänge, in diesem Fall $\lambda = 0{,}69$ µm kann verstärkt oder in Selbsterregung erzeugt werden.

Den prinzipiellen Aufbau eines Festkörper-Lasers zeigt Fig. 14. In den beiden Brennlinien eines polierten elliptischen

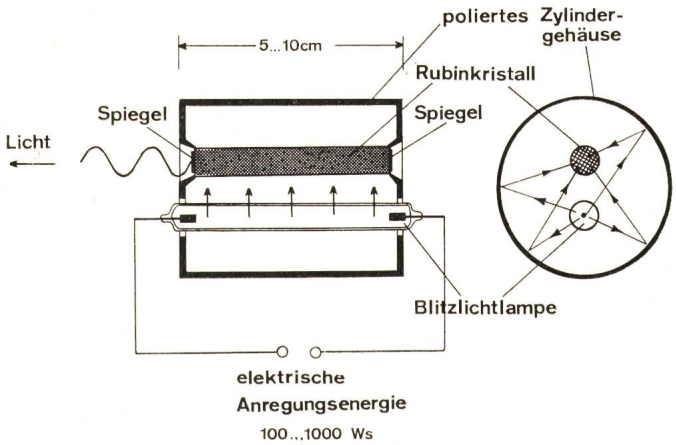

Fig. 14
Prinzipieller Aufbau eines gepulsten Festkörper-Lasers

Zylindergehäuses befinden sich eine Blitzlichtlampe und der Rubin-Kristall. Dadurch erreicht man, dass möglichst viel Licht der Blitzlichtlampe in den Kristall abgebildet wird. Das Licht der Blitzlichtlampe wird von den Chrom-Ionen des Rubin-Kristalls absorbiert und erzeugt den Inversionszustand. Die beiden Spiegel können direkt auf die gut polierten, planparallelen Endflächen des Rubins angebracht werden. Der eine der beiden Spiegel wird etwas transparent gemacht, so dass dort die Lichtintensität heraustritt.

Eine praktische Ausführung des Rubin-Lasers zeigt Fig. 15. Funktion und Aufbau des Neodym-Lasers stimmten weitgehend mit dem Rubin-Laser überein, nur mit dem Unterschied, dass die Wellenlänge des Neodym-Lasers im infraroten Spektralbereich bei $\lambda = 1{,}06$ µm liegt. Beide Laser können sowohl im stationären Betrieb als auch im Pulsbetrieb arbeiten. Im stationären Fall erfolgt die Anregung durch kontinuierliche Quecksilber-Kapillar-Lampen oder Wolfram-Bandlampen, im Pulsbetrieb werden Xenon-Blitzlichtlampen benutzt, die kurz-

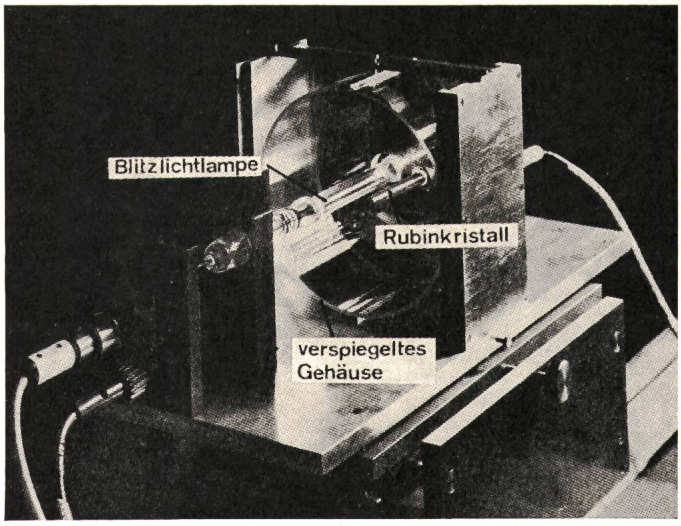

Fig. 15
Aufbau eines gepulsten Rubin-Lasers

zeitig eine sehr viel höhere Pumplichtintensität abgeben können als die kontinuierlichen Lampen, entsprechend höher ist die Ausgangsleistung des Lasers. Es gibt im Pulsbetrieb noch verschiedene Betriebsarten, die als Spiking, Q-switch und Mode-locking bezeichnet werden.

Eine Übersicht über die mit Festkörper-Lasern erreichbaren Lichtleistungen gibt Fig. 16. Im kontinuierlichen Betrieb (cw-Betrieb) betragen die maximalen Leistungen etwa 1 kW, im Pulsbetrieb dagegen werden Leistungen bis zu 10^{10} W erreicht, eine unvorstellbar grosse Leistung. Es ist aus Fig. 16 weiter zu ersehen, dass mit zunehmender Leistung die Dauer der Lichtimpulse abnimmt. Der Grund ist der, dass im Kristall nur eine bestimmte Energie durch die anregende Blitzlichtlampe gespeichert werden kann. Diese Energie beträgt einige Wattsekunden pro Kubikzentimeter Kristallvolumen. Je nach Betriebsart kann diese gespeicherte Energie langsam aus dem Kristall herausgeholt werden (wie beim Spiking), was zu relativ geringen Pulsleistungen führt, oder die Energie wird

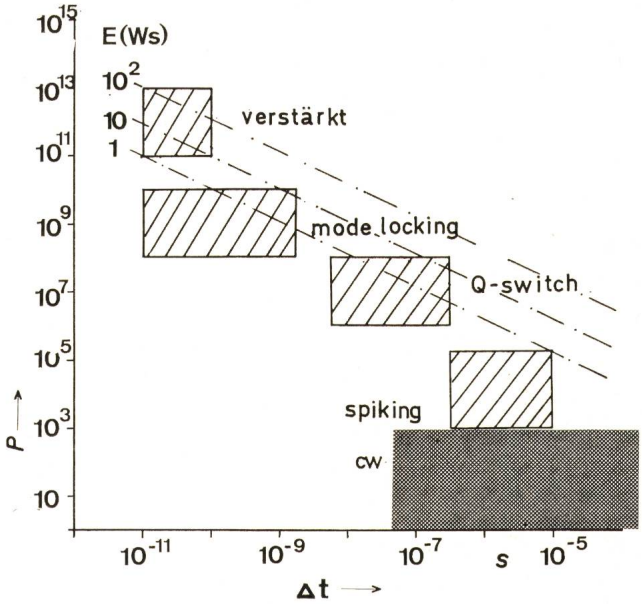

Fig. 16
Pulsleistung und Pulsdauer von Festkörper-Lasern in den verschiedenen Betriebsarten

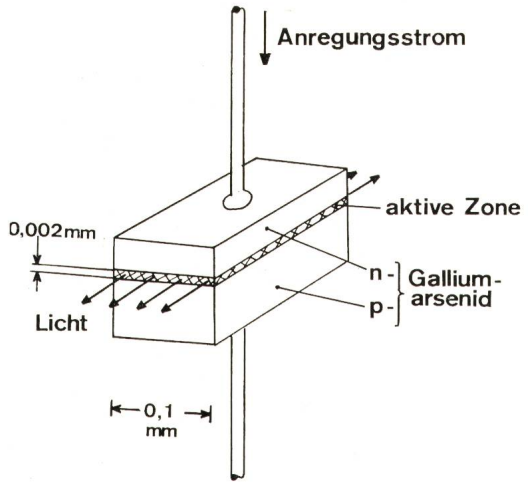

Fig. 17
Der Gallium-Arsenid-Laser als Beispiel für die Halbleiter-Laser

schnell herausgeholt (wie beim Q-switch), was zu sehr hohen Leistungen führt.

Der Laser kann natürlich auch als Verstärker benutzt werden, wodurch die Ausgangsleistung eines Laser-Oszillators nochmals um mehrere Grössenordnungen erhöht werden kann. Besonders gut geeignet hierfür ist wegen seiner hohen Verstärkungsfaktoren der Festkörper-Laser. Lichtleistungen von 10^{13} W und mehr werden auf diese Weise erreicht.

Wegen der Möglichkeit, mit dem Festkörper-Laser sehr kurze und intensive Lichtimpulse zu erzeugen, findet dieser zahlreiche Anwendungsmöglichkeiten in der Entfernungsmessung und Materialbearbeitung.

4.2 Halbleiter-Laser

Beim Halbleiter-Laser ist das aktive Medium ein Halbleiter-Kristall. Die eigentliche lichtverstärkende und damit auch emittierende Zone ist der p-n-Übergang. Er besitzt Abmessungen von einigen Zehntelmillimetern Breite und einigen Tausendstelmillimetern Höhe (Fig. 17). Die Anregung erfolgt direkt durch elektrischen Strom. Der Resonator wird i. a. durch den Kristall gebildet, d. h. der Anteil Licht, der von den Grenzflächen des Kristalls in das aktive Medium zurückreflektiert wird, reicht für die Rückkopplung aus.

Die Frequenz des emittierten Lichtes ist abhängig von der speziellen Substanz und deren Dotierung. Das Frequenzspektrum der Halbleiter-Laser erstreckt sich vom fernen Infrarot bis in den grünen Spektralbereich. Der für zahlreiche Anwendungen aussichtsreichste Halbleiter-Laser, der sich auch bei Normaltemperatur, also ungekühlt, kontinuierlich betreiben lässt, ist der Gallium-Arsenid-Laser, mit einer Wellenlänge von $\lambda = 0{,}9$ µm.

Interessant sind die Halbleiter-Laser wegen ihres hohen Wirkungsgrades, der kleinen Abmessungen und der Möglichkeit, Licht breitbandig zu verstärken. Speziell in der Nachrichtentechnik wird der Halbleiter-Laser vielleicht in naher Zukunft schon eingesetzt werden können.

4.3 Flüssigkeitslaser

Bei den Flüssigkeitslasern besteht das aktive Medium aus einem Lösungsmittel wie Alkohol oder Wasser, indem die lichtverstärkenden Modeküle, in diesem Fall organische Farbstoff-Moleküle, gelöst sind. Die Anregung erfolgt wie beim Festkörper-Laser durch Einstrahlung von Licht, wobei als anregende Lichtquelle eine Blitzlichtlampe oder auch ein anderer Laser verwendet werden kann. Der prinzipielle Aufbau ist in Fig. 18 dargestellt.

Da es eine unübersehbare Zahl von organischen Farbstoffen gibt und eine grosse Zahl hiervon als Laser-Substanz geeignet ist, gibt es praktisch für jede Wellenlänge im sichtbaren Bereich des Spektrums einen passenden Farbstoff. Dazu kommt, dass sich die Farbstoff-Laser wegen ihrer grossen Breitbandigkeit durch geeignete Vorrichtungen im optischen Resonator abstimmen lassen. Ähnlich wie ein abstimmbarer Hochfrequenzsender lässt sich die Frequenz des Lasers über einen weiten Bereich verändern, so dass für das Auge deutlich erkennbar die Farbe des emittierten Lichtes sich verändert.

Die technologischen Probleme beim Farbstoff-Laser sind jedoch noch nicht alle gelöst. So ist es z. B. sehr schwierig, den störenden Einfluss der Schlieren in der Flüssigkeit zu beseitigen, und das ist auch einer der Gründe, weshalb der Farbstoff-Laser bisher wenig praktische Anwendung gefunden hat.

4.4 Gas-Laser

Die Gas-Laser sind die eigentlichen Präzisions-Laser, die dem idealen Laser am nächsten kommen und Licht höchster Frequenzkonstanz liefern. Sie werden daher überwiegend für messtechnische Zwecke wie Interferometrie, Holographie oder auch als Längenstandard eingesetzt.

Der bekannteste Vertreter der Gas-Laser ist der Helium-Neon-Laser. Er besteht aus einer Helium-Neon-Gasentladung; die Anregung erfolgt durch Elektronenstoss in der Gasentladung. Die eigentlichen lichtverstärkenden Atome sind die Neon-Atome, während die Helium-Atome nur zur Unterstützung des Anregungsvorganes dienen. Der prinzipielle Aufbau eines Gaslasers ist in Fig. 19 skizziert.

Der He/Ne-Laser liefert Ausgangsleistungen von einigen Milliwatt im roten Spektralbereich ($\lambda = 0{,}63$ µm) und ist daher nur für messtechnische Zwecke geeignet. Es gibt jedoch andere Gas-Laser, die Ausgangsleistungen von mehreren Kilowatt liefern, wie z. B. der CO_2-Laser. Dieses System erreicht Wirkungsgrade bis zu 20 %, Ausgangsleistungen bis zu 60 kW bei einer Wellenlänge von $\lambda = 10$ µm und wird daher neben den Festkörper-Lasern erfolgreich für die Materialbearbeitung eingesetzt.

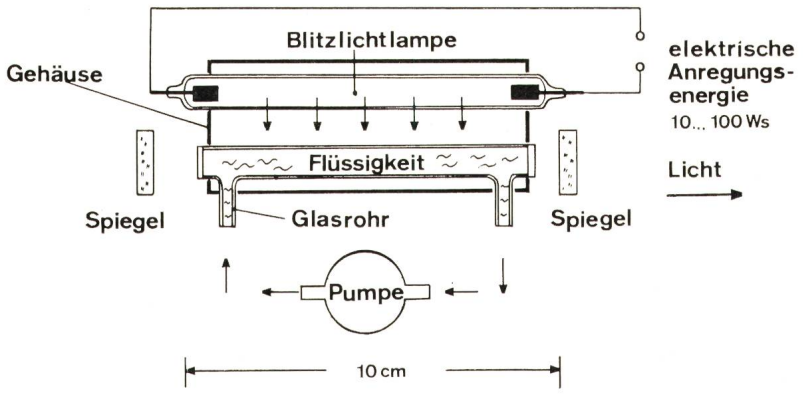

Fig. 18
Prinzipieller Aufbau eines Flüssigkeitslasers

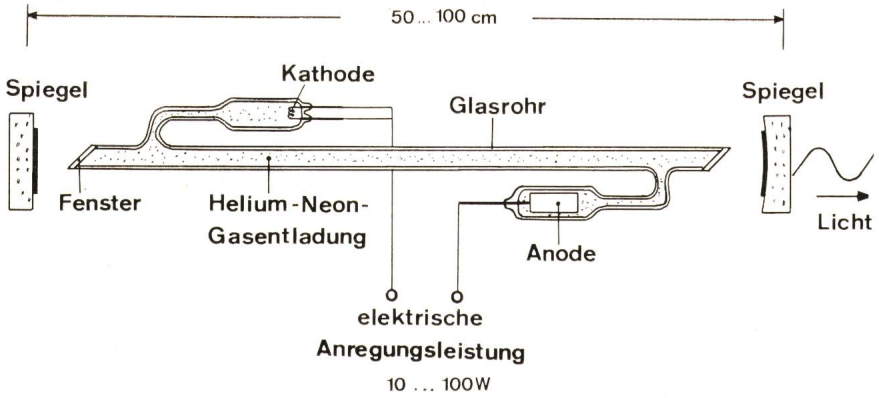

Fig. 19
Prinzipieller Aufbau eines Gaslasers

5. Zukunftsaspekte

Die Laser-Forschung und Entwicklung lässt sich in drei Arbeitsbereiche aufteilen:

a) Entwicklung von Präzisionslasern

Für alle Anwendungen des Lasers wie Materialbearbeitung, Messtechnik, Nachrichtenübertragung oder auch medizinische Anwendungen werden Laser benötigt, die man in ihrem zeitlichen und spektralen Verhalten beherrscht. Insbesondere bei den Festkörper- und Halbleiter-Lasern ist hier noch viel Forschungs- und Entwicklungsarbeit zu leisten.

b) Entwicklung von neuen Lasern

Die kürzeste Laser-Wellenlänge liegt zurzeit bei etwa $\lambda = 0{,}1$ µm im ultravioletten Bereich des Spektrums. Die Bemühungen, die Laser-Wellenlänge noch weiter in den kurzwelligen oder gar in den Röntgenbereich zu verschieben, stossen auf grosse Probleme. Es wird mit abnehmender Wellenlänge immer schwieriger, verstärkende Substanzen und Spiegel zu finden, da bei diesen Wellenlängen die meisten Substanzen stark absorbieren. Theoretisch gibt es einige Vorschläge für einen Röntgen-Laser. So könnte man z. B. versuchen, das bisherige Verfahren zur Erzeugung von Röntgenstrahlung, nämlich die spontane Bremsstrahlung, zu erweitern auf induzierte Bremsstrahlung und diesen induzierten Effekt zur Verstärkung auszunutzen. Experimentelle Ergebnisse liegen bisher noch nicht vor.

c) Erhöhung von Leistung und Wirkungsgrad

In diesem Bereich werden sehr viele Anstrengungen unternommen, denn der geringe Wirkungsgrad der Laser von $10^{-2}...10^{-3}$ beschränkt stark seine Anwendungsmöglichkeiten. Das gleiche gilt für die Ausgangsleistungen der Laser. Auch hier ergäben sich zahlreiche neue Anwendungsmöglichkeiten, wenn man die Ausgangsleistung steigern könnte. In den letzten Jahren sind auf diesem Gebiet grosse Fortschritte erzielt worden. Von besonderer Bedeutung ist die Möglichkeit, chemische Energie für die Anregung der Laser einzusetzen, denn chemische Energie ist billiger, steht in grösseren Mengen zur Verfügung und kann auch viel einfacher gespeichert werden als elektrische Energie.

Ein solches Beispiel für die chemische Anregung eines Lasers ist der gasdynamische CO_2-Laser. Fig. 20 zeigt den prinzipiellen Aufbau mit dem Termschema des CO_2-Moleküls. Die beiden Laser-Niveaus sind in Fig. 20 mit 1 und 2 bezeichnet. Im Normalzustand sind beide Niveaus nicht besetzt, alle Moleküle befinden sich im Grundzustand. In einer Brennkammer wird dann das CO_2-Gas auf ca. 2000 ^{0}K erhitzt. Dadurch wird den Molekülen Anregungsenergie zugeführt und ein Teil der Moleküle befindet sich jetzt im unteren bzw. oberen Laserniveau. Anschliessend erfolgt durch eine Laval-Düse eine adiabatische Entspannung des Gases, wobei sich dieses auf ca. 300 ^{0}K abkühlt. Im Gleichgewichtszustand würden sich wieder alle Moleküle im Grundzustand befinden, jedoch dauert es eine gewisse Zeit, bis sich dieser Gleichgewichtszustand eingestellt hat. Nun liegt beim CO_2-Molekül der glückliche Umstand vor, dass sich das untere Laserniveau *1* viel schneller entleert als das obere Laserniveau *2*. Nach einer passend gewählten Zeit ist also das untere Niveau praktisch leer, während das obere Niveau noch besetzt ist. Es liegt ein Inversionszustand vor und damit ein laserfähiges System. Bringt man nun an einer geeigneten Stelle hinter der Düse die Resonatorspiegel an, so setzt Laseremission ein.

Der Vorteil dieses Systems ist einmal die Verwendung von billiger Verbrennungsenergie, zum anderen ist es viel leichter, dem Gas in kurzer Zeit viel Anregungsenergie zuzuführen als bei der elektrischen Anregung. Dieses Verfahren ist nicht beschränkt auf CO_2, sondern kann auch für andere Gase verwendet werden und es scheint, als ob man mit dieser Methode die Leistung der Gaslaser noch um Grössenordnungen wird steigern können.

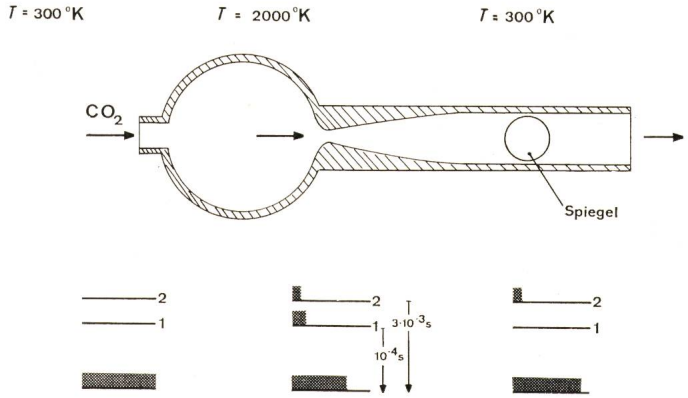

Fig. 20
Das gasdynamische Anregungsprinzip am Beispiel des CO_2-Lasers

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass zwar die physikalischen Grundlagen des Lasers weitgehend geklärt sind, dass aber im Bereich der Laser-Technologie noch viel Entwicklungsarbeit zu leisten ist. Ob und wie schnell die zahlreichen praktischen Probleme der Laser-Technologie gelöst werden, hängt weitgehend von den Einsatzmöglichkeiten des Lasers ab. Es fehlt bis heute noch die Anwendung, die zu ähnlichen Stückzahlen wie beim Transistor führt und wodurch die Industrie veranlasst wird, mehr Geld als bisher in die Laser-Forschung zu investieren.

Adresse des Autors:
PD Dr. phil. nat. *H. Weber*, Institut für angewandte Physik der Universität Bern, 3000 Bern.