

Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins
Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke
Band: 56 (1965)
Heft: 9

Artikel: Laser
Autor: Röss, D.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-916360>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

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. [Voir Informations légales.](#)

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. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 03.04.2025

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)

Laser ¹⁾

Von D. Röss, München

621.375.029.6 : 535.2

1. Grundbegriffe der Laser-Technik

«Laser» ist ein 1960 von *Maiman* [1]²⁾ eingeführtes Acronym für «Lichtverstärkung durch stimulierte Emissionsstrahlung» (*light amplification by stimulated emission of radiation*), in der Analogie zu dem 1955 von *Townes* und Mitarbeitern [2] anlässlich der Beschreibung des ersten Molekularverstärkers im Mikrowellengebiet geprägten Begriffes «Maser» (*micro-wave amplification by stimulated emission of radiation*).

Es ist heute üblich, ausser dem Verstärkungsprozess selbst auch die damit realisierten Verstärker — oder Oszillatoranordnungen — als «Laser» oder, in Beibehaltung der von *Schawlow* und *Townes* in ihrer grundlegenden Arbeit [3] 1958 gewählten Ausdrucksweise, als «optische Maser» zu bezeichnen.

Der Verstärkungsprozess im Laser ist die stimulierte Emission, die 1917 von *Albert Einstein* in seiner berühmten Arbeit «Zur Quantentheorie der Strahlung» [4] eingeführt wurde. Strahlung der Frequenz ν kann mit Materie nur dann in nennenswertem Mass in Wechselwirkung treten, wenn die Plancksche Beziehung erfüllt ist:

$$h\nu = E_2 - E_1 \quad (1)$$

$$h = 6,6 \cdot 10^{-34} \text{ W s}^2 \text{ (Plancksches Wirkungsquantum)}$$

E_2 und E_1 ($E_2 > E_1$) sind erlaubte Energiezustände der Atome (Fig. 1) des betrachteten Materials. Wenn sich ein Atom im

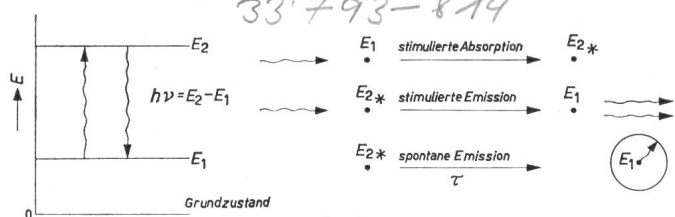


Fig. 1
Zwei-Niveau-Schema

Lebensdauer τ des angeregten Zustandes E_2 gegen spontane Emission
 E Energie des Atoms; E_1, E_2 erlaubte Energien des Atoms;
 h Plancksches Wirkungsquantum; ν Frequenz

energetisch tieferen Zustand E_1 befindet, so kann es unter «stimulierter Absorption» eines Quants in den höher energetischen Zustand E_2 übergehen. Umgekehrt kann ein angeregtes Atom im Zustand E_2 unter dem Einfluss des anregenden Feldes sein virtuell gespeichertes Quant abgeben und in den tieferen Zustand E_1 übergehen. Wichtig ist, dass das abgegebene Quant bei dieser «stimulierten Emission» in Frequenz, Rich-

tung und Phase mit dem anregenden Feld übereinstimmt, so weit dies nach der Unschärferelation überhaupt möglich ist. Der Verstärkungsprozess durch stimulierte Emission ist «kohärent».

Die Wahrscheinlichkeit für stimulierte Absorption und stimulierte Emission ist im Einzelprozess gleich gross und ist proportional zur Energiedichte der anregenden Strahlung (Anzahl der Quanten pro Raumeinheit $\times h\nu$). Die stimulierten Prozesse stehen damit in Analogie zur Wechselwirkung eines klassischen Dipols mit einem Wellenfeld seiner Resonanzfrequenz; hier hängt das Vorzeichen des Energieaustausches (Energieaufnahme oder Energieabgabe) von der Phase zwischen Feld und Dipol ab. Bei der quantenhaften Wechselwirkung entspricht dem der jeweilige Zustand des Atoms. Welcher Prozess überwiegt, hängt ab von der Anzahl der Atome N_1 im Zustand E_1 und N_2 im Zustand E_2 . Für $N_1 > N_2$ überwiegt beim Durchgang von Strahlung die Absorption, für $N_2 > N_1$ die stimulierte Emission.

Im thermischen Gleichgewicht überwiegt stets die Besetzung des tieferen Energiezustandes, und zwar ist nach der Boltzmannverteilung bei der Temperatur T :

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{h\nu}{kT}} = e^{-\frac{E_2 - E_1}{kT}} < 1 \quad (2)$$

$$k = 1,37 \cdot 10^{-23} \text{ W s Grad}^{-1}; \quad T \text{ absolute Temperatur}$$

Im thermischen Gleichgewicht wird also immer eine Abschwächung von Strahlung beim Durchgang durch Materie beobachtet. Die Boltzmannverteilung ergibt sich aus der Wechselwirkung der schwarzen Strahlung mit den Atomen dadurch, dass neben stimulierter Absorption und stimulierter Emission noch der Prozess der «spontanen Emission» existiert (Fig. 1): Die in den Zustand E_2 angeregten Atome gehen, wenn keine induzierte Emission erzwungen wird, nach einer mittleren Lebensdauer τ spontan in den tieferen Zustand E_1 über und geben dabei statistisch ein Quant in irgendeine Richtung ab. Es stehen also einem anregenden (Absorption) zwei energieaussendende Prozesse gegenüber (induzierte und spontane Emission), und hieraus resultiert die stärkere Besetzung des tieferen Energiezustandes. Die spontane Emission steht in Analogie zur Abstrahlung eines klassischen Dipols; der statistischen Lebensdauer entspricht die klassische Abklingzeitkonstante der Dipolenergie.

Eine wichtige Relation besagt, dass die Wahrscheinlichkeit für induzierte Emission W_i gleich der Wahrscheinlichkeit für spontane Emission W_s pro Mode ist, multipliziert mit der Anzahl der stimulierenden Quanten q in diesem Mode:

¹⁾ Vortrag, gehalten an der Elektro-Tagung im Rahmen der Schweiz. Fernseh-, Elektronik-, Radio/Phono-Ausstellung am 28. August 1964 in Zürich.

²⁾ Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

$$W_i = \left(\frac{W_s}{\text{Mode}} \right) \cdot \left(\frac{q}{\text{Mode}} \right) \quad (3)$$

Dies ist modellmässig folgendermassen zu interpretieren: Lichtquanten (-wellen) können nach Richtung und Frequenz unterschieden werden. Es ist jedoch sinnlos, eine beliebig feine Teilung vorzunehmen: Im Quantenbild können in einem vorgegebenen Volumen (z. B. 1 cm³) Impuls (Richtung) und Energie (Frequenz) eines Quants nur im Rahmen der Unschärferelation definiert werden. Im analogen Wellenbild entspricht dem, dass eine im Querschnitt d (z. B. 1 cm²) beschränkte ebene Welle durch Beugung einen Öffnungsraumwinkel von der Grössenordnung $(\lambda/d)^2 \approx \lambda^2$ erhält. Es ist nun offensichtlich unmöglich, in der Volumeneinheit ebene Wellen in der Richtung zu trennen, wenn ihre Richtung sich um weniger als diesen Beugungswinkel unterscheidet. Im Raumwinkel 4π ergeben sich daraus:

$$\frac{4\pi}{\lambda^2} = \frac{4\pi \nu^2}{c^2}$$

in der Richtung unterscheidbare Wellen. Eine ähnliche Einschränkung gilt für die Frequenzunterscheidbarkeit verschiedener Wellen gleicher Richtung: Eine quasimonochromatische ebene Welle legt die Länge l (z. B. 1 cm) in der Zeit:

$$\Delta t = \frac{l}{c} \approx \frac{1}{c}$$

zurück. Eine zeitlich begrenzte quasimonochromatische Welle hat aber eine endliche Bandbreite von der Grösse:

$$\delta \nu = \frac{1}{\Delta t} = \frac{c}{l} \approx c$$

Ein im Innern des Einheitsvolumens befindliches Atom kann zwei Wellen nach der Frequenz nur dann unterscheiden, wenn ihr Frequenzunterschied grösser ist als dieser durch die «Lebensdauer» des Quants im betrachteten Volumen gegebene Wert. Innerhalb einer Bandbreite des Übergangs $E_2 \rightarrow E_1$ entsprechenden Frequenzbereiches $\Delta \nu$ gibt es daher:

$$\frac{\Delta \nu}{\delta \nu} = \frac{1}{c} \Delta \nu \approx \frac{\Delta \nu}{c}$$

nach der Frequenz unterscheidbare Wellen gleicher Richtung.

Eine innerhalb der Beugungsgrenze in der Richtung und innerhalb der Lebensdauergrenze in der Frequenz definierte Welle bezeichnet man als «Mode der schwarzen Strahlung». Wenn man noch die beiden möglichen Polarisationsrichtungen berücksichtigt, ergibt sich für die Gesamtzahl aller in der Volumeneinheit unterscheidbarer Wellen die Modenzahl p :

$$p = 2 \frac{4\pi^2}{c^2} \cdot \frac{\Delta \nu}{c} = \frac{8\pi \nu^2}{c^3} \Delta \nu \quad (4)$$

Gl. (3) sagt nun in einleuchtender Weise aus, dass die Wahrscheinlichkeiten von stimulierter und spontaner Emission in einem definierbaren Raumwinkel- und Frequenzbereich bei Einwirkung eines stimulierenden Quants gleich gross sind und dass das Verhältnis der beiden Prozesse proportional zur Zahl der schon vorhandenen Quanten in diesem Mode anwächst.

Die Energiedichte der schwarzen Strahlung wird durch das Plancksche Strahlungsgesetz gegeben:

$$u(\nu) \cdot \Delta \nu = \frac{8\pi \nu^2}{c^3} \Delta \nu \cdot h\nu \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (5)$$

Der erste Faktor in Gl. (5) bedeutet die Zahl der Moden in der Volumeneinheit, der zweite die Quantenenergie, der

dritte also die Zahl der Quanten pro Mode. Wie man durch Einsetzen der Zahlenwerte für optische Frequenzen sieht, ist bei technisch erreichbaren Temperaturen die Zahl der Quanten in einem Mode eines schwarzen Strahlers klein gegen 1; für 5000 °K und $\lambda = 1 \mu\text{m}$ ergibt sich eine Zahl von 0,06 Quanten pro Mode. Das bedeutet einmal, dass nach Gl. (3) die stimulierte Emission verschwindend klein ist: thermische Lichtquellen liefern Licht, dessen Charakter statistisch rauschartig ist. Ausserdem zeigt sich, dass der Versuch, aus einer thermischen Lichtquelle mit Hilfe von Blenden und Spektralapparaten ideal monochromatisches, gerichtetes Licht, also Licht in einem Mode, zu erzeugen, zu äusserst geringen Quantenströmen der Grösse:

$$\frac{c}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \approx c e^{-\frac{h\nu}{kT}}$$

führt, entsprechend $1,8 \cdot 10^9$ Quanten/s oder einer Leistung von $3,6 \cdot 10^{-10}$ W in unserem Beispiel.

2. Laser-Verstärker; Verstärkerrauschen

Durch Zufuhr von nichtthermischer Energie ist es möglich, die Besetzung der Energiezustände so zu verändern, dass bei zwei oder auch mehr Energiezuständen eine «Inversion» auftritt: Die Besetzung des höheren Energieniveaus ist grösser als die des tieferen ($N_2 > N_1$). Im allgemeinen handelt es sich bei den in Frage kommenden Übergängen um relativ schmale Linien ($\Delta \nu/\nu \ll 1$) (Fig. 2) mit der normierten Linienform $g(\nu)$.

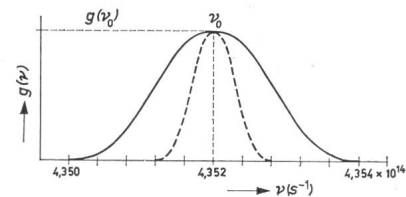


Fig. 2

Linienform der R_2 -Linie von Rubin

ausgezogen Rauschen bei Zimmertemperatur, gestrichelt Linienform des verstärkten Rauschens bei hoher Verstärkung
 ν Frequenz; $g(\nu)$ Linienform; ν_0 Frequenz der Linienmitte

Die stimulierte Wechselwirkung der Strahlung beim Durchgang durch das Material (Fig. 3) kann man allgemein beschreiben durch:

$$V = \frac{I}{I_0} = e^{-\sigma(N_1 - N_2)l \cdot g(\nu)} \quad (6)$$

σ ist der atomare Wirkungsquerschnitt, N_1 und N_2 die auf die Raumeinheit bezogene Besetzungszahl der Energiezu-

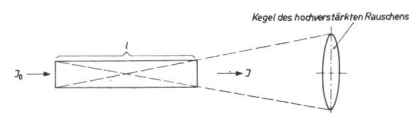


Fig. 3

Laserverstärker und Schema des Superstrahlers oder nichtregenerativen Laseroszillators

J Eingangsleistung; J_0 Ausgangsleistung; l Länge des verstärkenden Materials

stände E_1 und E_2 , l die Weglänge im Material, $g(\nu)$ die Linienform:

$$\int_0^{\infty} g(\nu) d\nu = 1$$

Solange die Besetzung des unteren Energiezustandes überwiegt, wird die Welle exponentiell gedämpft; bei Gleichbesetzung ist das Material durchsichtig, bei Inversion ($N_2 > N_1$) wächst die Welle exponentiell an. Die Verstärkung solcher Wanderfeldverstärker ist bei den meisten Lasermaterialien klein, z. B. $V = 1,1/m$ für die $0,63\text{-}\mu\text{m}$ -Linie des Helium-Neon-Lasers. In einigen Fällen treten jedoch sehr hohe Verstärkungen auf, so z. B. $V = 10^3/m$ in He-Ne bei $3,3\ \mu\text{m}$ [5], $V = 10^5$ in He-Xe bei $3,5\ \mu\text{m}$ [6] und $V = 10^7/25\ \text{cm}$ in gekühltem Rubin [7]. Bei hoher Verstärkung ist die Durchlasskurve des Verstärkers schmäler als $g(\nu)$, weil wegen der exponentiellen Frequenzabhängigkeit nach Gl. (6) die Verstärkung in der Linienmitte schneller ansteigt als an der Linienflanke.

Bei hohem Signalpegel wird eine zunächst vorliegende Inversion $N_2 - N_1$ durch die stimulierte Emission verringert und kommt schliesslich durch «Sättigung» zum Verschwinden: $N_2 = N_1$. In diesem Bereich der Großsignalverstärkung nimmt das Signal nicht mehr exponentiell, sondern nur noch proportional dem Laufweg im Verstärker zu.

Die spontane Emission ist die Rauschquelle eines Laserverstärkers. Sie hat wieder die Linienform $g(\nu)$. Die Zahl der spontan emittierten Quanten pro Raumeinheit beträgt bei einer Lebensdauer τ gegen spontane Emission N_2/τ , die Zahl der in einem Mode emittierten Quanten $N_2/\tau p$. Da nach Gl. (3) die spontane Emission in einem Mode gleich der stimulierten Emission bei einem Signalquant ist, folgt, dass ein Laserverstärker mit vollständiger Inversion ein einzelnes Quant mit einer Unsicherheit von einem weiteren Quant nachweisen kann. Dies ist zugleich die unterste durch die Unschärferelation gegebene Rauschgrenze eines linearen Verstärkers. Der Laserverstärker ist ein extrem rauscharmer Verstärker, wenn Signal und Rauschen in einem Mode gemessen werden. Wird dagegen durch den Detektor am Ausgang des Laserverstärkers keine Modenselektion getroffen, dann ist das Laserrauschen wegen der hohen Modenzahl gross.

Ein Laserverstärker kann zahlreiche Signalkanäle gleichzeitig verstärken, und zwar so viele, wie Moden in seinem Volumen- und Bandbreitenbereich unterscheidbar sind. Wegen der exponentiellen Abhängigkeit der Verstärkung von der Weglänge tritt dabei eine starke Bevorzugung solcher Moden auf, die eine lange Laufstrecke haben, die also z. B. innerhalb des Aperturwinkels eines stabförmigen Lasermaterials verlaufen.

In dem Laserverstärker wird das spontane Eigenrauschen durch stimulierte Emission verstärkt; bei hoher Verstärkung kann ohne äusseres Signal die Ausgangsleistung solcher «Superstrahlungs-Generatoren» so hoch werden, dass die Inversion am Verstärkerausgang in Sättigung geht; es entstehen intensive, scharf gebündelte Strahlen. Die Strahlung hat folgende wesentliche Kennzeichen:

1. Mit wachsender Inversion steigt die Leistung in den bevorzugten Moden erst exponentiell, nach eintretender Sättigung linear weiter an.
2. Die Strahlung ist intensiv gebündelt; der Raumwinkel entspricht der Aperturöffnung des Verstärkers.
3. Die Bandbreite ist gegenüber der spontanen Emission verringert; die Linienform bleibt in ihrem allgemeinen Charakter erhalten.
4. Es besteht eine zeitliche Teilkohärenz, weil jede spontan ausgelöste Lichtlawine in sich kohärent ist, jedoch keine nennenswerte räumliche Kohärenz.
5. Durch die Begrenzerwirkung des Sättigungsprozesses ist das Rauschverhalten gegenüber dem der spontanen Emission geändert.

Man kann den Superstrahler nach Fig. 4 zerlegen in einen Rauschgenerator, einen Richtungsbegrenzer, einen Verstärker und einen Amplitudenbegrenzer.

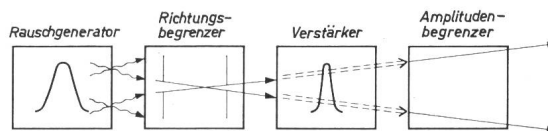


Fig. 4
Ersatzschaltbild des Superstrahlers

3. Laseroszillatoren

Bei den heute gebräuchlichen Laseroszillatoren wird das verstärkende Material zwischen zwei Reflektoren eingebracht, im einfachsten Fall nach Fig. 5 zwischen zwei ebene, parallele

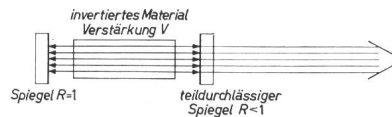


Fig. 5
Regenerativer Laseroszillator

Spiegel. Die Reflektoren bewirken eine Rückkopplung des Verstärkerausgangssignals mit dem Rückkopplungsfaktor R (z. B. Reflexionsfaktor $R = 95\%$). Der rückgekoppelte Verstärker wird unstabil, sobald sich das Produkt aus Rückkopplung R und Verstärkung pro Durchgang V der Eins nähert:

$$R V + sp \cdot E = 1 \quad (7)$$

Genau genommen bleibt die Ringverstärkung $R V$ stets etwas kleiner als 1, da die spontane Emission ($sp \cdot E$) ebenfalls nach Gl. (7) zu dem Gleichgewicht beiträgt. Der Schwellbedingung

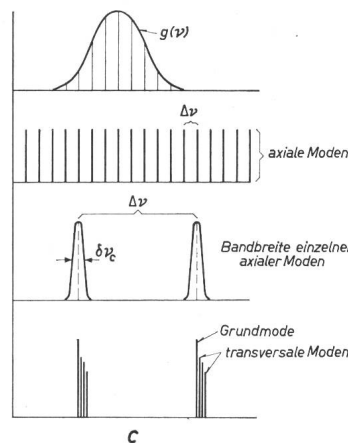
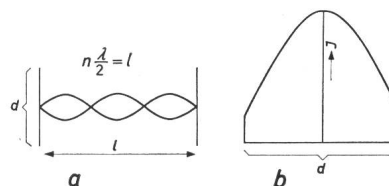


Fig. 6

Ebener Fabry-Perot-Resonator

a die Grundmoden bilden stehende Wellen; b Amplitudenverteilung des Grundmode auf den Endspiegeln bzw. auf der Resonatoraperturöffnung; c Modenspektrum: Das obere Bild zeigt, dass ein Mode in der Nähe der Linienmitte die höchste Verstärkung hat. Er schwingt zuerst an. Im allgemeinen ist der Modenabstand klein gegen die Linienbreite, so dass ein Mode in der Nähe der Linienmitte existiert. Der Abstand der axialen Moden beträgt in Rubinlasern typischerweise $1..2\ \text{GHz}$, der Frequenzbereich der transversalen Moden $10\ \text{MHz}$. d Durchmesser der beugenden Öffnung; l Resonatorlänge; J Amplitude des Grundmode; $g(\nu)$ Verstärkungslinie; ν Frequenz; $\delta\nu_c$ Linienbreite eines Mode

(7) entspricht nach Gl. (6) einer Mindestinversion $N_2 - N_1$, bei der sich in der Linienmitte die Schwellverstärkung ergibt. Beim Erreichen der Schwelle ändert sich die Emission des Oszillators ausserordentlich stark. Die aus einem teilweise durchlässigen Spiegel austretende Strahlung ist scharf gebündelt, zeitlich und räumlich kohärent und wird in diskrete Frequenzen und Richtungen emittiert.

Die Eigenschaften der Oszillatorstrahlung lassen sich so erklären, dass die beiden Spiegel einen modenselektiven, offenen, optischen Resonator bilden [8]. Zwischen den beiden Spiegeln interferieren die hin- und herlaufenden Teilbündel einer gegebenen Welle mit sich sowie mit der analogen Welle entgegengesetzter Fortpflanzungsrichtung. Die Interferenz kann dabei, je nach den Phasenbedingungen, zu einer Erhöhung oder zu einer Abschwächung der mittleren Energiedichte führen.

Wie die analytische Behandlung des Problems zeigt, tritt eine positive Interferenz mit geringen Beugungsverlusten nur dann auf, wenn die Welle stationär ist. Damit sind Grenzbedingungen vorgegeben, die dazu führen, dass die Moden eines solchen Resonators diskret sind mit ganz bestimmten Frequenzen und Richtungsverteilungen. Für das Beispiel eines Fabry-Perot-Resonators mit ebenen Spiegeln ergeben sich aus der Randbedingung für das Frequenzspektrum der «axialen» Moden:

$$n \frac{\lambda}{2} = l$$

$$\Delta \nu = \frac{c}{2l} \quad (8)$$

Die Hauptmoden sind stehende, nahezu ebene Wellen, deren Frequenzen äquidistante Abstände haben (Fig. 6). Die Band-

breite eines Mode im passiven Resonator (ohne Verstärkung) ergibt sich näherungsweise aus der Lebensdauer:

$$\Delta t \approx \frac{1}{c(1-R)}$$

zu

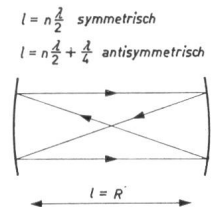
$$\delta \nu_c \approx (1-R) \frac{c}{l}$$

Eine wesentliche Rolle bei der Untersuchung der Eigenschaft offener Resonatoren spielt die Beugung der reflektierten Welle an der Berandung der Reflektoren. Sie führt dazu, dass sich eine Amplitudenverteilung an der Endfläche ausbildet mit einer verringerten Amplitude am Spiegelrand; daraus resul-

Fig. 7
Konfokaler Resonator

Der Abstand der Spiegel ist gleich ihrem Krümmungsradius. Jeder Spiegel wird im gegenüberliegenden auf sich selbst abgebildet

R Krümmungsradius; w «Fleckgrösse» des Grundmode
Weitere Bezeichnungen siehe Fig. 6



tieren kleinere Beugungsverluste als bei konstanter Amplitude. In ähnlicher Weise führt der Beugungsverlust auch zu einem gegenüber einer ebenen Welle etwas veränderten Phasengang auf der Reflektorfläche. Wie Fig. 6 zeigt, dehnt sich bei einem Fabry-Perot-Resonator das Feld über die ganze Spiegelfläche aus.

Bei einem Resonator mit gekrümmten Spiegeln in konfokaler Anordnung nach Fig. 7 ist das Feld dagegen stark in der Resonatorachse konzentriert. Es ist in seiner Ausdehnung nur

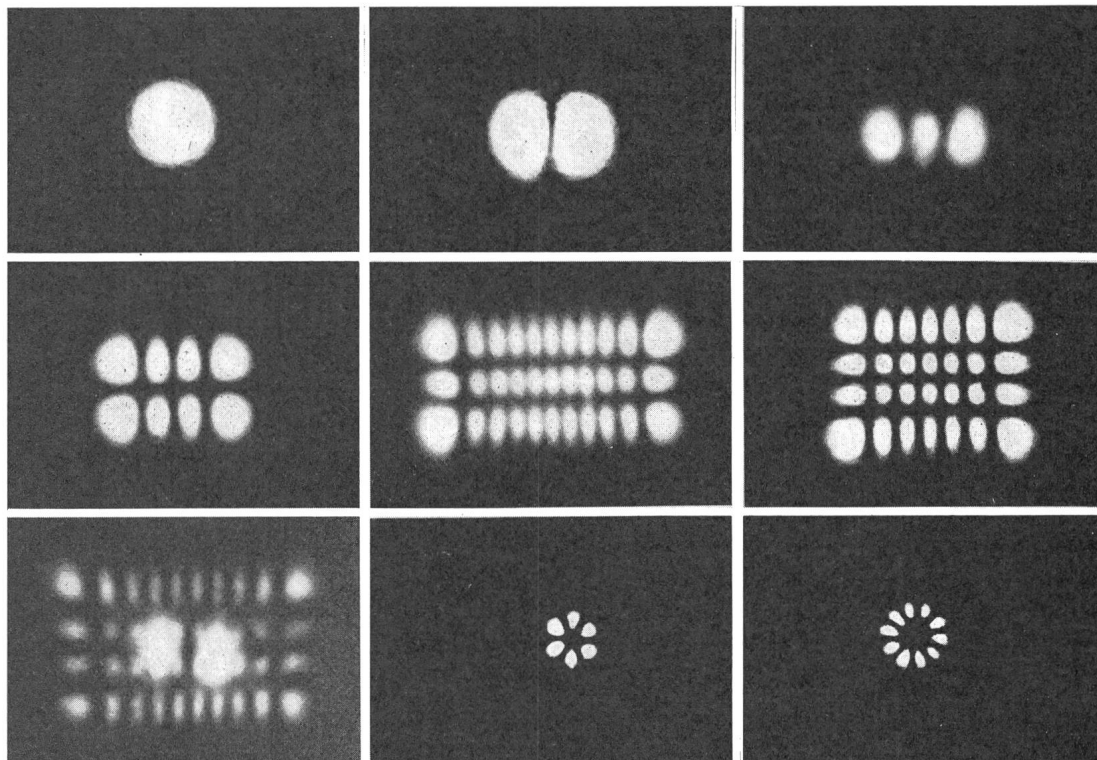
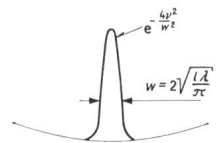


Fig. 8

Reine Moden eines Helium-Neon-Lasers mit konfokalem Resonator

(Die Aufnahmen wurden freundlicherweise von Dr. D. Rosenberger zur Verfügung gestellt)

Die Moden werden nach der Zahl der Nullstellen entweder in x, y -Symmetrie oder in r, φ -Symmetrie klassifiziert. Bei den Aufnahmen wurde durch Blenden im Resonator das Auftreten reiner Moden erzwungen; normalerweise sind zahlreiche Moden gleichzeitig existenzfähig. Modentyp von links oben nach rechts unten: 0-0, 1-0, 2-0, 3-1, 10-2, 6-3, 9-3+1-0, 1-10

vom Spiegelradius, nicht aber vom Spiegeldurchmesser abhängig. Daher sind die Beugungsverluste konfokaler Resonatoren sehr viel kleiner als die von ebenen. Ein wichtiger Parameter für die Beugungsverluste ist das Produkt $(a^2/b\lambda)$, mit $2a$ als Spiegeldurchmesser, b als Spiegelabstand. Beim ebenen Resonator ist der Beugungsverlust grösser 1% für $(a^2/b\lambda) < 10$, beim konfokalen Resonator erst für $(a^2/b\lambda) < 0,7$.

Beim konfokalen Resonator lässt sich modellmässig anschaulich leicht zeigen, dass es neben dem Grundmode mit konstanter Phase auf der Spiegelfläche weitere «transversale Moden» mit Nulldurchgängen der Amplitude gibt. Wie Fig. 7 zeigt, schliesst sich ein Strahl beim konfokalen Resonator erst nach zwei Hin- und Herläufen. Für die beiden auf einer Spiegelfläche liegenden Reflexionspunkte kann die Phase gleich oder um π unterschiedlich sein. Bei ungleicher Phase muss die Amplitudenverteilung zwischen den beiden Punkten einen Nulldurchgang besitzen. Fig. 8 zeigt eine Anzahl mit einem Helium-Neon-Laser beobachteter transversaler Moden eines konfokalen Resonators (Verteilung auf der Spiegelfläche). Jeder transversale Modentyp enthält in sich wiederum ein Spektrum äquidistanter (achsialer) Frequenzen. Beim konfokalen Resonator sind die transversalen und achsialen Moden entartet, d. h. ihre Eigenfrequenzen fallen teilweise zusammen. Das Gesamtspektrum besteht aus Linien im Abstand $c/4l$ (Fig. 9), die abwechselnd zu Moden mit gradzahliger und un-

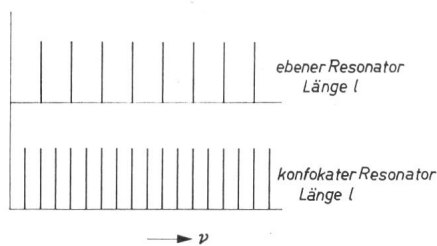


Fig. 9
Modenspektrum des ebenen und des konfokalen Resonators

gradzahliger Knotenzahl gehören. In ebenen Resonatoren sind ebenfalls Moden mit unterschiedlicher transversaler Verteilung existenzfähig, deren Eigenfrequenzen jedoch nicht entartet sind und sich eng an die im Abstand $c/2l$ liegenden achsialen Hauptfrequenzen anschliessen (Fig. 6).

Für den «Grundmode» des Resonators ist die Amplitudenverteilung in der Mitte des Resonators am stärksten konzentriert; mit wachsender transversaler Ordnung breitet sich der Mode immer weiter aus. Bei begrenzter Reflektorfläche nimmt daher der Beugungsverlust transversaler Moden mit der Ordnung zu. Durch eine genügend starke Einengung der Reflektorfläche kann in einem «offenen Resonator» eine starke transversale Modenselektion und damit ein scharf gebündelter Strahl erreicht werden. Damit die Selektion wirksam ist, muss der Beugungsverlust der höheren Moden die Grössenordnung sonstiger Verluste, z. B. der Spiegel oder der inneren Materialstreuung erreichen. Dies ist im allgemeinen nur schwer zu erreichen, da dazu sehr lange, dünne Resonatoren nötig sind. Die Selektion kann erheblich verbessert werden, wenn zusätzlich in dem Strahlengang Blenden oder Kombinationen von Linsen und Blenden eingebracht werden.

Gaslaser werden heute überwiegend wegen der höheren Resonatorgüte in konfokalen oder ähnlichen Anordnungen betrieben. Ohne zusätzliche Selektionsmittel werden dabei eine grössere Anzahl von transversalen Moden gleichzeitig erregt.

In Festkörperlaser treten in kurzen konfokalen Anordnungen wegen des üblicherweise grossen Faktors $a^2/b\lambda$ Moden sehr hoher Ordnung auf, so dass nur noch eine geringe räumliche Modenselektion möglich ist. Man verwendet hier überwiegend ebene Fabry-Perot-Resonatoren. Auch dabei entstehen noch viele transversale Moden, so dass ohne zusätzliche Selektion die Beugungsbegrenzung eines Mode bei weitem nicht erreicht wird.

Es ist das Ziel der Entwicklung von Laseroszillatoren, die gesamte Emission in einen einzigen achsialen und transversalen Mode zu konzentrieren, um eine ideal monochromatische und gerichtete Welle zu erhalten. Das Problem wird ausser durch den Multimode-Charakter optischer Resonatoren dadurch erschwert, dass spektral selektive Prozesse wie «hole-burning» in einer inhomogen verbreiterten Linie [9] oder räumlich konzentrierter Inversionsabbau in den Wellenbäuchen [10] die

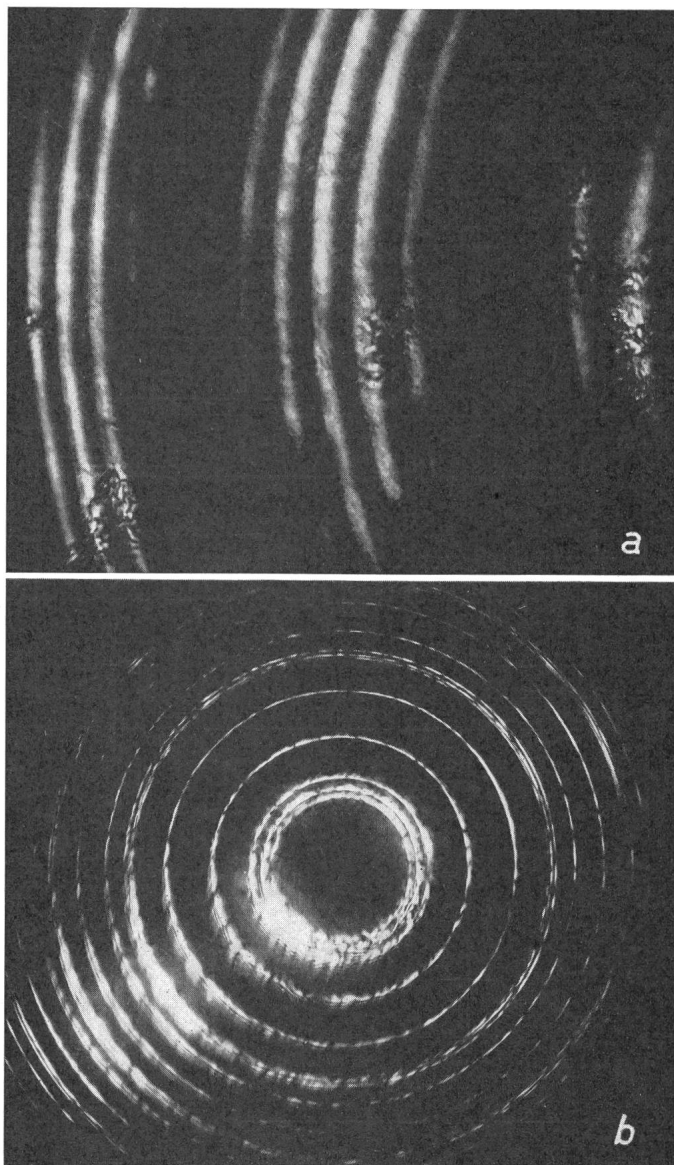


Fig. 10
Fabry-Perot-Aufnahmen der Emission von ebenen Rubinlasern bei 20 °C
a 2-cm-Resonator nahe der Schwelle. Es sind 5 achsiale Moden im Abstand von 4,2 GHz angeregt. Die transversalen Moden sind nicht aufgelöst (Etalon 5 mm, $R = 80\%$)
b 20-cm-Resonator mit zusätzlicher achsialer Modenselektion. Zu einer Ordnung gehören 3 eng benachbarte und 2 isolierte Ringe (Etalon 20 mm, $R = 97\%$). Es sind zahlreiche Moden aufgelöst, die 3 benachbarten Ringe sind aufeinanderfolgende achsiale Moden. Die unregelmässige Lichtverteilung entspricht dem Fernfeld des Laserstrahles

Tendenz ergeben, die ganze Linienbreite des Verstärkermaterials zur Emission zu bringen. In einem normalen Laseroszillator wird sich daher innerhalb der Linienbreite ein System von diskreten Schwingungsmoden gleichzeitig ausbilden. Fig. 10 zeigt dies an einer Fabry-Perot-Aufnahme der Emission eines Rubinlasers.

Die spektrale Bandbreite jedes Mode schrumpft wegen der Entdämpfung durch den Verstärkungsprozess stark gegenüber dem Wert des passiven Resonators zusammen. Die Bandbreite eines Mode ist letzten Endes durch die spontane Emission (Rauschen) und durch statistische Inversionschwankungen auf die Größenordnung $\delta\nu \approx (\delta\nu_0)^2 / q$ begrenzt. (q Quantenzahl pro Mode.) Die theoretischen Werte liegen typischerweise bei 10^{-3} s^{-1} und damit wesentlich unter der infolge Mikrophonie und Brownscher Molekularbewegung der Spiegelgesetzten Grenze. Immerhin wurden bei Gaslasern unter günstigen Umständen kurzzeitig Bandbreiten unter 100 Hz gemessen.

Die räumliche Kohärenz der Oszillatormoden ergibt sich aus der Resonatoreigenschaft; sie wird beim Aufbau der Welle durch die Reproduktion der Moden unter Beugung hergestellt. In der Praxis ergeben sich Grenzen durch Materialinhomogenitäten, besonders bei Festkörperlasern.

Auch die Emission eines Laseroszillators ist als verstärktes Rauschen aufzufassen. In seinem Ersatzschaltbild (Fig. 11) ist

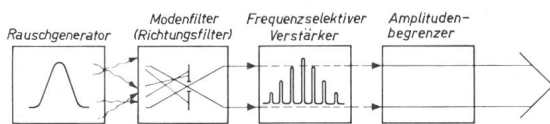


Fig. 11
Ersatzschaltbild des regenerativen Laseroszillators

als wesentliche Ergänzung zum Superstrahlungsgenerator ein frequenz- und richtungsselektives Filter einzufügen. Ein solches Filter erzeugt notwendig auch eine räumliche und zeitliche Kohärenz der Strahlung.

Soweit es nicht auf eine Selektion weniger Moden ankommt, hat man in der Wahl des Laserresonators grosse Freiheiten. Fig. 12 illustriert dies am Beispiel eines Rubins mit Brillant-

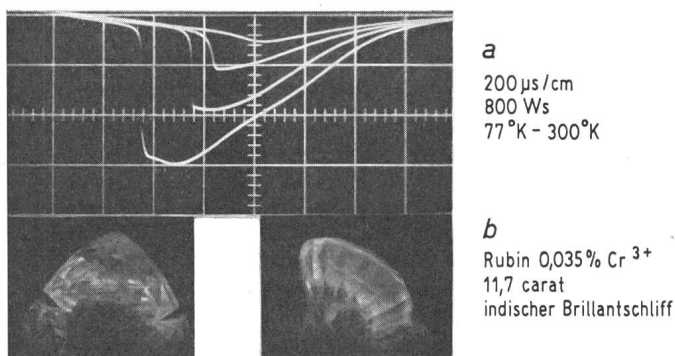


Fig. 12
Schmuckrubin als Laser

Beispiel eines Multimode-Resonators unter Totalreflexion
a zeitlicher Emissionsverlauf bei verschiedener Temperatur. Der steile Anstieg kennzeichnet die Oszillationsschwelle; b Photographie des Rubins im Laserlicht

schliff, der als Resonator unter Totalreflexion an den polierten Flächen funktioniert. Die Laserfunktion macht sich in diesem Multimoderesonator durch einen mässig steilen Anstieg der Emission bei Erreichen der Schwelle, durch eine beschränkte

Einengung der Linienbreite und durch eine bevorzugte Abstrahlung an einzelnen Kanten bemerkbar.

4. Inversionsmethode; Lasermaterialien

Nach der Methode der Inversion lassen sich Lasermaterialien grob in zwei Schemata einreihen: 3-Niveau- und 4-Niveau-Materialien (Fig. 13). Atome werden aus dem bei Zimmertem-

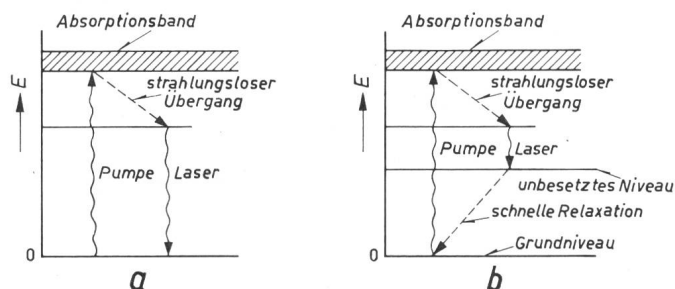


Fig. 13
3-Niveau- (a) und 4-Niveau-Schema (b)

peratur allein besetzten Grundzustand E_1 in einen Zustand E_4 angeregt. Sie gehen auf einen Zwischenzustand E_2 über. Bei 3-Niveau-Materialien (wesentliche Bedeutung hat hier allein Rubin) geht der Laserübergang zum Grundzustand. Es muss daher erst die Hälfte aller Atome angeregt werden, bevor eine Inversion möglich ist. Diesen Nachteil vermeidet man bei 4-Niveau-Materialien, bei denen der Laserübergang zu einem bei der Betriebstemperatur unbesetzten, angeregten Zustand geht. Hier erhält man bereits bei geringer Besetzung des Zustandes E_2 eine Inversion im Übergang $E_2 - E_3$. Die Atome im Zustand E_3 gehen durch spontane Emission oder durch strahlungslose Prozesse schnell wieder in den Grundzustand über.

Die einzelnen Gruppen von Lasermaterialien unterscheiden sich durch die Art der Energiezufuhr. Es würde den Rahmen des Aufsatzes sprengen, hier die bekannten Materialien aufzuzählen. Es sollen an Hand einiger Beispiele nur die grundsätzlichen Verfahren genannt werden.

4.1 Gaslaser [5]

Gasen kann die Energie durch Anregung in einer Gasentladung zugeführt werden. Die wichtigsten Prozesse sind dabei Anregung durch Elektronenstoss (Edelgase), Inversion durch Dissoziation (O_2, Ar) und Inversion durch Stösse zweiter Art ($\text{He} - \text{Ne}$). Dabei lassen sich unter geeigneten Betriebsbedingungen zahlreiche Übergänge des gleichen Atoms invertieren; in gepulsten Entladungen können auch solche Übergänge die Schwelleninversion erreichen, die im stationären Gleichgewicht nicht invertiert sind. Allein in Neon wurden über hundert Linien im Bereich $0,5 - 135 \mu\text{m}$ zu Schwingungen angeregt. Die meisten Gaslaser emittieren im Infraroten; interessante Laser im Sichtbaren ermöglicht Argon mit zahlreichen Linien in Blauen und Grünen sowie Quecksilber mit der grünen und der orangefarbenen Linie.

Der bekannteste Gaslaser ist der Helium-Neon-Laser von Javan, dessen Pumpschema in Fig. 14 skizziert ist. Heliumatome werden in einer Gasentladung durch Elektronenstoss in metastabile Niveaus angeregt, die mit Zuständen der schwereren, an der Entladung nur gering beteiligten Neonatome zusammenfallen. Durch Energieaustausch in Stössen zweiter Art werden die Neonatome selektiv angeregt, und es ergeben sich eine ganze Anzahl von Inversionsmöglichkeiten in den Bereichen $3,3; 1,15$ und $0,63 \mu\text{m}$. Welche der Linien in einem Oszil-

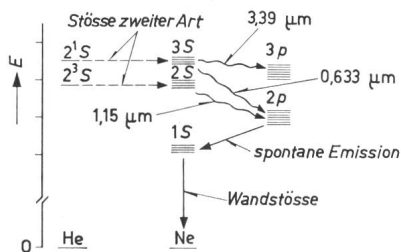


Fig. 14
Termschema des Helium-Neon-Lasers

lator zum Schwingen kommt, kann durch die Wahl selektiv reflektierender Spiegel oder durch Filter und dispergierende Prismen im Resonator bestimmt werden. Die durch stimulierte Emission in die tieferen Terme gelangenden Atome gehen unter spontaner Emission und durch Stoss an der Wand in den Grundzustand über. Da der letztere Prozess proportional zum reziproken Radius des Entladungsrohrs ist, verwendet man dünne Rohre zum Erzielen hoher Verstärkungen. Der Entladungsdruck beträgt ca. 1 Torr He + 0,1 Torr Ne; die Entladung erfolgt durch Hochfrequenz- oder Gleichstromanregung. Das Entladungsgefäß wird üblicherweise mit ebenen Fenstern unter dem Brewsterwinkel reflexionsfrei abgeschlossen; der Resonator wird durch äussere, gekrümmte Spiegel gebildet. Der Leistungsumsatz ist entsprechend der geringen Materialdichte niedrig, die Ausbeute beträgt in der Regel 0,1...1 mW pro Mode bei einer Pumpleistung von 10 W. Die Strahlbündelung beträgt 30" bis einige Minuten. Nahe an der Schwelle kann ein einzelner Mode angeregt werden. Bei hoher Inversion treten typischerweise etwa 20 transversale Modentypen mit je 20 axialen Frequenzen auf.

4.2 Halbleiterlaser [11]

In Halbleitern kann eine Inversion durch Stromdurchfluss im PN-Übergang einer Diode erzielt werden (Fig. 15). Die in-

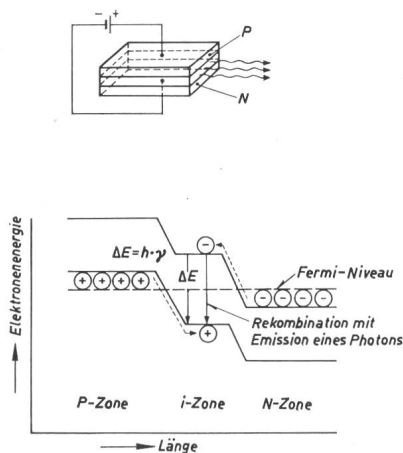


Fig. 15
Aufbau und Bandmodell des Halbleiter-Lasers

Typische Abmessungen der emittierenden Schicht: $1 \cdot 0,5 \cdot 0,005$ mm
 P löcherleitendes Material; N elektronleitendes Material;
 E Energie; h Plancksches Wirkungsquantum; ν Frequenz

jezierten Elektronen und Löcher bilden einen invertierten Zustand, der normalerweise bei der Rekombination spontan emittiert. Trotz der sehr kleinen Abmessungen solcher Dioden ($1 \text{ mm}^2 + 5 \mu\text{m}$) kann die Inversion genügend hoch werden, um die Schwelle eines von den parallel ausgerichteten, spiegelnden Endflächen gebildeten Resonators zu erreichen. Die Emission entsteht entsprechend den geringen Abmessungen in wenigen

achsialen Moden mit grossem Frequenzabstand. Wegen des kleinen Resonatorquerschnittes ist die räumliche Bündelung primär nicht allzu scharf; der Öffnungswinkel beträgt einige Grad. Der Wirkungsgrad von Halbleiterlasern beträgt bei den bekannten Ausführungsformen ca. 10%; grundsätzlich ist eine nahe an 100% reichende Ausbeute zu erreichen. Bei Betriebsströmen von einigen Ampère und Diodenspannungen von rund 1 V werden im Dauerstrich Leistungen in der Grössenordnung von 1 W, im Impulsbetrieb von 100 W erreicht (bei $4,2 - 77 \text{ }^\circ\text{K}$).

Die Quantenenergie der Rekombinationsstrahlung ist etwa gleich dem Bandabstand; je nach der Materialart kann daher eine unterschiedliche Emissionsfrequenz erreicht werden. Da die hauptsächlich in Frage kommenden $A_{III}-B_V$ -Verbindungen Mischkristalle bilden, kann die Emissionsfrequenz in einem grösseren Frequenzbereich durch das Mischverhältnis variiert werden. Übergänge zwischen Akzeptoren- und Donatoren-Niveaus ergeben weiter die Möglichkeit von Emissionswellenlängen im mittleren und tiefen Infrarot.

Die Emission von Diodenlasern (heute werden hauptsächlich GaAs-Dioden bei $\lambda = 0,9 \mu\text{m}$ verwendet) kann durch Modulation des Diodenstroms bis ins Gigahertzgebiet moduliert werden. Infolge der sehr kleinen üblichen Resonatorabmessungen ist das Rauschen pro Mode bei dieser Laserart hoch, die Bandbreite der Moden also relativ gross. Die Technik der Halbleiterlaser befindet sich heute noch im Anfangsstadium.

4.3 Optisch gepumpte Festkörperlaser

Eine wichtige Gruppe von Lasermaterialien besteht aus paramagnetischen Ionen (Eisengruppe, Seltene Erden, Uran), die in geringer Konzentration (0,001...6%) in dielektrische Kristalle (Oxyde, Wolframate, Molybdate, Granate, Gläser etc.) eingebaut sind. Die Dotierung kann Gasdrucken von 100 Atmosphären und mehr entsprechen, so dass im Vergleich zu Gaslasern in diesen Materialien sehr hohe Energien umgesetzt werden. Die Spektren der paramagnetischen Ionen in dielektrischen Kristallen zeigen scharfe Emissionslinien, die für Laser geeignet sind, neben breiten Absorptionsbändern, in die das Material optisch gepumpt werden kann. Als Pumplichtquellen dienen Blitzlampen und Hochdruckbogenlampen. Die Spektren der Seltenen Erden in verschiedenen Kristallgittern sind wegen der starken Abschirmung der optisch aktiven 4f-Elektronen durch äussere Schalen nicht sehr unterschiedlich. Von den vielen bekannten Kombinationen ist Nd^{3+} in CaWO_4 oder in Yttrium-Aluminium-Granat (YAG) besonders interessant, weil es mit einer Quecksilberbogenlampe unter Wasserkühlung des Kristalls im Dauerstrich gepumpt werden kann; die Emissionswellenlänge ist $1,06 \mu\text{m}$.

Bemerkenswert ist weiter $\text{CaF}_2: \text{Dy}^{2+}$, dessen Linienbreite bei $2,3 \mu\text{m}$ für $78 \text{ }^\circ\text{K}$ (ebenso wie die von Rubin) so schmal ist, dass in den üblicherweise 2...5 cm langen Resonatoren nur ein achsialer Mode innerhalb der Linienbreite zur Emission kommen kann. Das Material hat ausserdem eine extrem lange Lebensdauer von bis zu 16 ms und kann sehr leicht, sogar mit einer Glühlampe, im Dauerstrich gepumpt werden. Die Ausgangsleistung der genannten Dauerstrich-Laser kann bis zu 1 W betragen bei Pumpleistungen von 1 kW.

Es war zunächst sehr schwierig, Festkörperlaser im Dauerstrich zu betreiben. Die Entwicklung von besseren Pumpanordnungen hat dieses Problem neben dem Auffinden besonders geeigneter Materialien für eine ganze Anzahl von Wellenlängen lösen lassen. Wegen der teilweise sehr langen Fluoreszenz-

Lebensdauer von Festkörpermaterialien und der hohen Modenselektion kurzer Resonatoren, die zu einer grossen Quantenzahl pro Mode führt, kann erwartet werden, dass das Rauschen von Festkörperlasern die Werte von Gaslasern sogar noch unterbietet. Auch die Stabilität der Moden in einem Festkörper-Dauerstrich-Laser ist im Gegensatz zu Impulslasern mindestens ebenso gut wie im Gaslaser. Die hohe erreichbare Verstärkung erlaubt es, in den Resonator zusätzliche moden-selektive Mittel einzubringen. Man darf vermuten, dass Festkörper-Dauerstrich-Laser für viele Anwendungen in Frage kommen, für die zunächst nur der Gaslaser diskutabel erschien.

4.4 Rubin-Impuls-Laser

In gepulsten, optisch gepumpten Festkörperlasern können sehr hohe Spitzenleistungen erreicht werden. Dabei tritt schon unterhalb von 1 kW Laserleistung bei den meisten Substanzen ein Materialzerfall, bevorzugt an den Endflächen, auf. Eine rühmliche Ausnahme ist hier Rubin, bei dem solche Materialzusammenbrüche erst bei Leistungsflüssen von 100...500 MW/cm² beobachtet werden. Für Laser hoher Leistung oder hoher Impulsenergie werden daher heute praktisch ausschliesslich Rubine verwendet, in deren Herstellung bekanntlich die Schweiz führend auf der Welt ist.

Fig. 16 zeigt das vereinfachte Energieniveauschema von Rubin. Es existieren zwei je 1000 Å breite Pumpbänder im

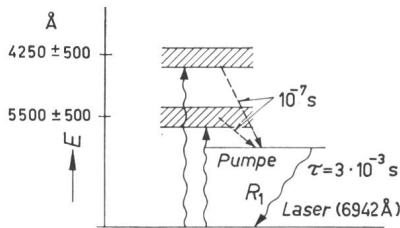


Fig. 16

Vereinfachtes Termschema von Rubin

E Energie; R₁ Linie des Rubin; τ Lebensdauer des oberen Laserniveaus

Grünen und im Blauen, die es ermöglichen, einen sehr grossen Lichtanteil einer weiss emittierenden Blitzlampe auszunützen. Nach einer schnellen Relaxation erfolgt der Laserübergang zum Grundzustand bei einer Wellenlänge von 6943 Å, also im tiefen, noch sichtbaren Rot.

Die zum Erreichen der Schwellinversion aufzuwendende elektrische Pumpenergie hängt stark von der Grösse des Lasermaterials, von der Blitzlampe und von der speziellen Pump-anordnung ab. Üblich sind besonders spiralige Blitzlampen und abbildende, elliptische Zylinderspiegel (Fig. 17). Mit der ersten Anordnung erreicht man eine recht gleichmässige Ausleuchtung grösserer Stabquerschnitte, während die abbildende Anordnung u. a. durch eine bevorzugte Anregung der Stabmitte niedrigere Schwellenergien ergibt. Typische Werte für 3-Zoll-Rubin-Laser von 7 mm Durchmesser sind z. B. 600 Ws in einer engen Spirale, 200 Ws in einem elliptischen Zylinderspiegel. Die Ausgangsleistung steigt in der abbildenden Anordnung wegen der ungleichmässigen Ausleuchtung schwächer an, so dass bei

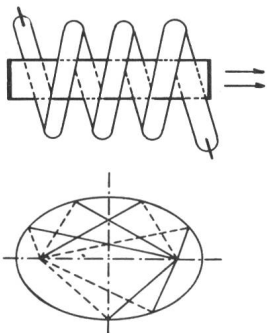


Fig. 17
Spirale und abbildender elliptischer Zylinder als optische Pumpenanordnung für Laser

hoher Pumpenergie die Ausgangsenergie in beiden Anordnungen etwa gleich ist und einige Ws bei Zimmertemperatur in dem gewählten Beispiel beträgt. Der Wirkungsgrad solcher Rubin-Laser ist im allgemeinen bei Zimmertemperatur kleiner als 0,1%; bei grossen Lasern wurden 1% bei 78 °K und 0,5% bei 20 °C beobachtet. In einer weiteren, bezüglich der Beleuchtung symmetrischen Anordnung sind Lampe und Laser in der Achse eines Rotationsellipsoidspiegels zwischen Brennpunkt und Wand angeordnet [12] (Fig. 18). Damit erhält man

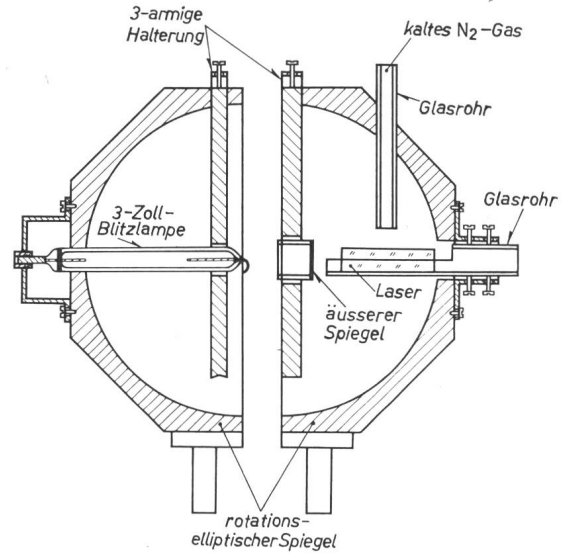


Fig. 18

Rotationsellipsoid als nichtabbildende optische Pumpenanordnung für Laser

eine Schwellenergie von 120 Ws und einen maximalen Wirkungsgrad von 1,4% bei 1000 Ws und 20°C in dem gewählten Beispiel. Mit 2-Zoll-Rubinen können Schwellenergien von minimal 35 Ws erreicht werden. Vergleichbare optimale Zahlen für andere Materialien sind: 0,4 Ws für CaWO₄ : Nd³⁺; 1,9 Ws für CaF₂ : Dy²⁺; 5 Ws für Neodym-Glas LG2.

Durch eine Wasserkühlung von Rubin und Lampe ist es möglich, Impulse von 1 Ws mit einer Folgefrequenz von maximal 20 Hz zu erzeugen. Bei Luftkühlung beträgt der notwendige Pulsabstand etwa 10 s. In einer solchen Anordnung ist es gelungen, stabförmige Rubinlaser bei Zimmertemperatur auch kontinuierlich zu betreiben.

Die Impulsenergie kleiner, an den Endflächen hochverspiegelter Rubine ist selten höher als 10...50 mWs. Zur Erzielung eines hohen Wirkungsgrades ist es nötig, mit hoher Auskoppelung von 50...90% zu arbeiten. Damit dabei eine ausreichende transversale Modenselektion erreicht wird, ist es günstig, äussere Spiegel zu verwenden. Mit sehr grossen Rubinen (30 cm lang, 20 mm ∅) wurden Impulsenergien über 100 Ws bei allerdings geringer Modenselektion erreicht, mit Gaslasern einige 1000 Ws.

Die zeitliche Emission von Rubinlasern zeigt eine ausgeprägte Amplitudenmodulation durch Relaxationsschwingungen. Dabei gilt im allgemeinen, dass die Relaxationsimpulse um so ausgeprägter und unregelmässiger sind, je höher die Modenselektion getrieben wird. Wegen der starken Temperaturabhängigkeit der Emissionsfrequenz von Rubin ($\Delta\lambda = 10 \text{ \AA}$ zwischen 78 °K und 20 °C) ist im Impulsbetrieb in Lasern höchster Selektion ein einzelner Mode nur jeweils kurze Zeit stabil schwingungsfähig. Die Relaxationsimpulse erreichen bei hoher Pumpleistung Spitzenleistungen von 10...50 kW (Fig. 19).

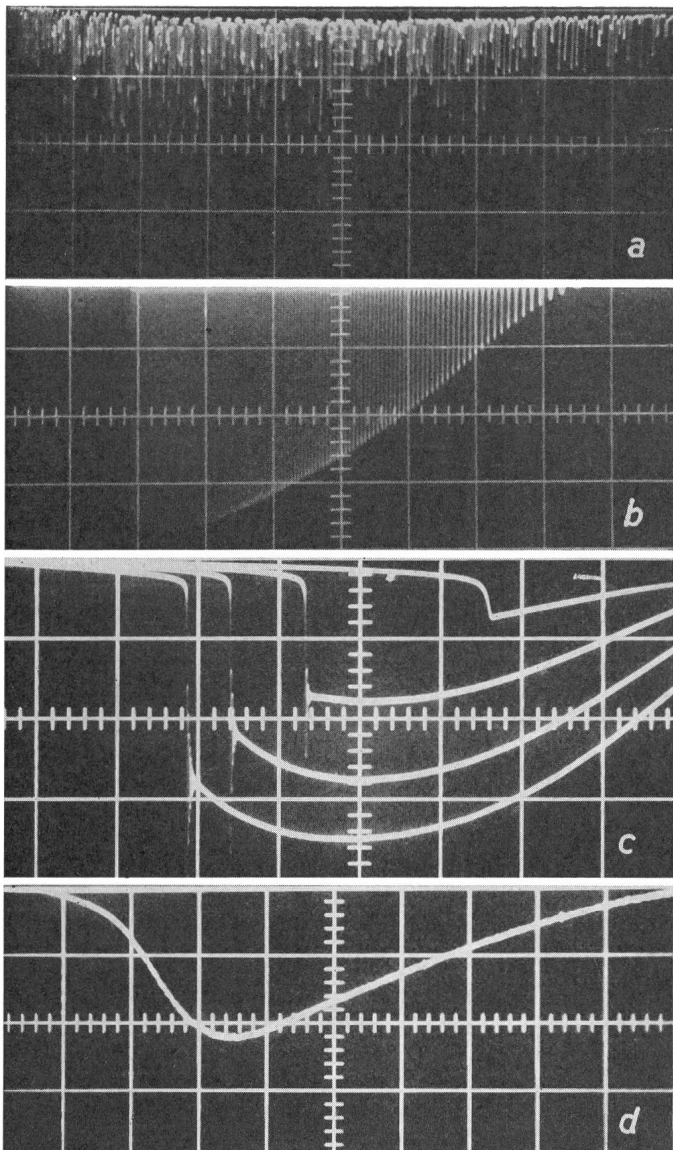


Fig. 19

Relaxationsschwingungen von Rubin-Lasern bei Zimmertemperatur, 50- μ s/Einheit

a...d sinkende Modenselektion

a ebener Fabry-Perot-Laser; b konfokaler Laser mittlerer Modenselektion; c Toruslaser; d konfokaler Laser geringer Modenselektion. Emission der Moden hoher transversaler Ordnung

5. Riesenimpuls-Laser

Mit Hilfe eines optischen Schalters im Oszillator ist es möglich, einzelne Lichtimpulse sehr hoher Leistung zu erzeugen. Als Schalter werden hauptsächlich Kerrzellen oder rotierende Blenden und Spiegel verwendet. Es sei eine besonders einfache und wirkungsvolle Anordnung mit einem passiven Absorptionsschalter näher beschrieben:

Im Resonator befindet sich eine bei der Laserfrequenz absorbierende Zelle mit der Kleinsignaltransmission T_0 (Fig. 20).

Die Schwellbedingung lautet jetzt:

$$VRT_0 \approx 1$$

Beim Erreichen der bei kleinem T_0 (10...30%) sehr hohen Schwelle bildet sich eine exponentiell anwachsende Lichtlawine aus, die den Absorptionsübergang «pumpt». In Substanzen mit einem hohen Absorptionswirkungsquerschnitt tritt schon bei niedriger Lichtleistung eine Sättigung der Absorption ein, die Transmission der Zelle geht in Bruchteilen einer Nanosekunde von T_0 auf 1. Damit hat der Resonator eine weit über 1 liegende

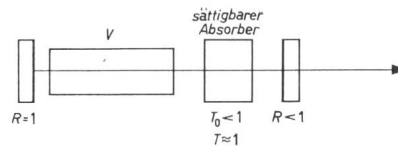


Fig. 20

Prinzip des Riesenimpuls-Lasers mit passivem Absorptionsschalter
 V Verstärkung pro Durchgang; R Spiegelreflexion; T Transmission der Schaltzelle; T_0 Anfangstransmission

Ringverstärkung; es bildet sich ein steil anwachsender Impuls aus, der die gesamte im Rubin gespeicherte Inversionsenergie entlädt. Die Impulsdauer beträgt je nach der Resonatorgüte und der Pumpenergie 10...30 ns, die Spitzenleistung bei hoher Auskopplung bis 100 MW (Fig. 21). Wenn dabei im Rubin

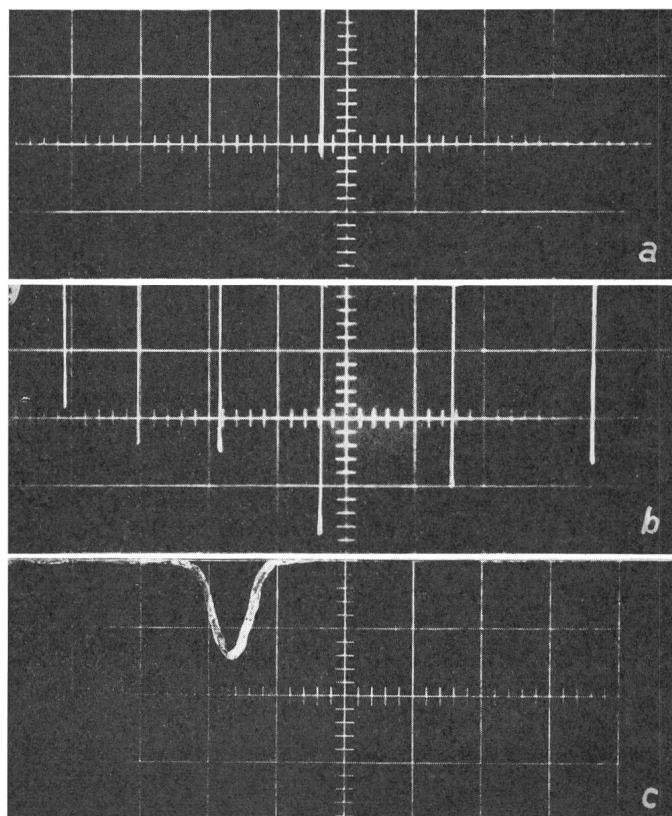


Fig. 21

Riesenimpulse

a Einzelimpuls 2 MW, 100 μ s/cm; b Folge von sieben 2-MW-Impulsen, 100 μ s/cm; c Einzelimpuls 100 MW, 20 ns/cm. Die Anstiegs- und Abfallzeiten entsprechen den Zeitkonstanten des Oszillographen. Der echte Impuls dürfte kürzer sein

selbst Leistungsflüsse über 200 MW/cm² auftreten, kommt es zu Materialzusammenbrüchen. Im Interesse der Lebensdauer sollte der Leistungsfluss auf Werte unter 100 MW/cm² beschränkt werden.

Als Absorptionsschalter kommen neben verschiedenen Gläsern (z. B. RG 8 von Schott, 0,3...1 mm dick), deren Oberfläche durch die Riesenimpulse zerstört wird, zahlreiche organische Farbstoffe in Frage. Man hat gute Ergebnisse mit äusserst verdünnten alkoholischen Lösungen von Sudan-schwarz, Methylenblau, Janusgrün und zahlreichen anderen Farbstoffen erhalten.

Ein besonderer Vorteil von Absorptionsschaltern liegt darin, dass die Sättigung durch «Löcherfressen» in die Absorptionslinie selektiv nur für die Frequenz des zuerst anschwingenden Mode in der Linienmitte auftritt. Der Laser emittiert daher automatisch in einem einzigen achsialen Mode; man erhält

Fig. 22

Spektrum von Riesenimpulsen mit Absorptionsschalter

Sudanschwarz B im Aethanol,
Etalon 5 mm, $R = 97\%$

a normaler Laser, 200 Ws Pumpenergie;
b einzelner Riesenimpuls, 200 Ws Pumpenergie;
c normaler Laser, 500 Ws Pumpenergie;
d 7 Riesenimpulse, 500 Ws Pumpenergie. Jeder Impuls emittiert wegen der thermischen Liniendrift in einem anderen Mode

eine gegenüber anderen Techniken $10^2 \dots 10^3$ -fach schmalere Emissionsbandbreite (Fig. 22). Da die Sättigung sehr schnell wieder verschwindet, kann man durch geeignete Dosierung von Anfangsabsorption und Pumpenergie in einem Pumpimpuls eine Serie von Riesenimpulsen erzeugen. Wegen der thermischen Liniendrift des Rubin emittiert dabei jeder Impuls auf einer anderen Wellenlänge.

6. Anwendungen

Es ist mit Hilfe von Laseroszillatoren und -verstärkern möglich, alle Methoden des Radiofrequenz- und Mikrowellenbereiches in das optische Gebiet zu übertragen. Damit stehen Bandbreiten zur Verfügung, die um 5 Zehnerpotenzen über den heute verwendeten Werten liegen. Insbesondere ist gezeigt worden, dass eine breitbandige Modulation und Demodulation von Laserlicht praktisch durchgeführt werden kann. Eine Anwendung in der Nachrichtenübertragung wird in der weiteren Zukunft wirtschaftlich interessant werden, sobald die benötigte Nachrichtenkapazität die in den Mikrowellensystemen zur Verfügung stehenden Bandbreiten überschreitet.

Kaum absehen lassen sich die mit Halbleiterlasern infolge ihres hohen Wirkungsgrades und ihrer geringen Grösse möglichen Anwendungen in der Elektronik und Lichttechnik.

Nach Versuchen, für den neuentdeckten Laser kurzfristige praktische Anwendungen zu finden, hat sich heute eine nüchterne Auffassung durchgesetzt: Es wird nötig sein, in langfristigen Programmen die vielfältigen Probleme der Lasertechnik zu studieren, wobei sich mit wachsendem Verständnis neuartige, nur mit Lasern zu verwirklichende Anwendungen ergeben werden. Bei den bisher diskutierten Anwendungen handelt es sich bezeichnenderweise meist um Probleme, die man mit der herkömmlichen Technik auch befriedigend lösen kann, oder um wirtschaftlich uninteressante Einzelprobleme.

Eine technisch interessante Einsatzmöglichkeit besteht für den gepulsten Rubinlaser in der Materialbearbeitung. Die Emission eines Mode lässt sich durch eine angepasste Optik auf einen Durchmesser von der Grössenordnung λ fokussieren. Dabei entstehen Energiedichten, die zum Schmelzen und Verdampfen auch schwach absorbierender Stoffe ausreichen. So genügt bei einem Rubinlaser guter transversaler Modenselektion bereits ein fokussierter Lichtimpuls von 25 mWs Energie zum Durchschmelzen einer Rasierklinge. Mit Impulsen von 1 Ws können dünne Bleche bei Arbeits-Durchmessern von einigen Zehntel Millimetern durchbohrt oder miteinander verschweisst werden. Im Zeichen der Miniaturisierung aller Bauelemente ergeben sich hier weitgehende Anwendungsmöglichkeiten, welche die heute üblichen Methoden (Punkt-

schweissen, Löten, Gravieren, Bohren) ablösen oder (Elektronenschweissen) ergänzen können. Das wesentliche Problem besteht hier z. Z. darin, eine wirtschaftlich tragbare Lösung zu finden.

Eine wichtige Anwendung hat der Laseroszillator, und hier besonders der Riesenimpuls-Laser, als experimentelles Hilfsmittel in der Hand des Physikers gefunden. Mit Hilfe der ausserordentlichen Feldstärken im Fokus eines gebündelten Riesenimpulses können Effekte mit hohem Wirkungsgrad erzeugt werden, die mit klassischen Hilfsmitteln weit unter der Beobachtungsgrenze liegen. Hier sei nur auf die Effekte der nichtlinearen Optik, auf stimulierte Ramanstreuung und auf Vielquantenprozesse hingewiesen.

Literatur

- [1] T. H. Maimann: Stimulated Optical Radiation in Ruby. Nature (London) 187(1960)4737, S. 493...494.
- [2] I. P. Gordon, H. J. Zeiger and C. H. Townes: The Maser — New Type of Microwave Amplifier, Frequency Standard and Spectrometer. Phys. Rev. 99(1955)4, S. 1264...1274.
- [3] A. L. Schawlow and C. H. Townes: Infrared and Optical Masers. Phys. Rev. 112(1958)12, S. 1940...1949.
- [4] A. Einstein: Zur Quantentheorie der Strahlung. Phys. Z. 18(1917)6, S. 121...128.
- [5] W. R. Bennet: Gaseous Optical Masers. Appl. Optics, Supplement 1(1963)1, S. 24...61.
- [6] R. A. Panaanen and D. L. Bobroff: Very High Gain Gaseous (Xe-He) Optical Maser at $3,5 \mu$. Appl. Phys. Letters 2(1963)5, S. 99...100.
- [7] D. Röss: Ruby Superradiation. Proc. IEEE 52(1964)7, S. 853.
- [8] A. G. Fox and T. Li: Resonant Modes in a Maser Interferometer. Bell. Syst. Techn. J. 40(1961)2, S. 453...488.
G. D. Boyd and I. P. Gordon: Confocal Multimode Resonator for Millimeter Through Optical Wavelength Masers. Bell. Syst. Techn. J. 40(1961)2, S. 489...508.
- [9] W. R. Bennet: Hole Burning Effects in a He-Ne Optical Maser. Phys. Rev. 126(1962)4, S. 580...593.
- [10] C. L. Tang, H. Statz and G. De Mars: Spectral Output and Spiking Behavior of Solid-State Lasers. J. Appl. Phys. 34(1963)8, S. 2289...2295.
H. Haken and H. Sauerbmann: Nonlinear Interaction of Laser Modes. Z. Physik 173(1963)3, S. 261...275.
- [11] G. Burns and M. I. Nathan: P-N Junction Lasers. Proc. IEEE 52(1964)7, S. 770...794.
- [12] D. Röss: Exfocal Pumping of Optical Masers in Elliptical Mirrors. Appl. Optics 3(1964)2, S. 259...265.

Adresse des Autors:

Dr. D. Röss, Zentrallaboratorium der Siemens & Halske AG, Hoffmannstrasse 51, D-8 München 25.

