

**NÁRAY**

# **Laser**

**und  
ihre Anwendungen**

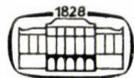
**Eine Einführung**

**AKADÉMIAI KIADÓ • BUDAPEST**

ZSOLT NÁRAY

## LASER UND IHRE ANWENDUNGEN

Ausgehend von der Tatsache, daß mit der raschen Entwicklung der Laserphysik auch die Zahl der Anwendungen der Laser in den Naturwissenschaften, der Technik und der Medizin ständig zunimmt, gibt der Autor in seinem Buch eine Einführung in die Laserforschung, wobei er sich vor allem an den Nichtphysiker wendet, der die Lasertechnik auf seinem Gebiet einsetzen will. Nach einer Zusammenfassung der nötigen physikalischen Grundkenntnisse werden Theorie und technische Realisierung der einzelnen Lasertypen, wie Festkörperlaser, Gaslaser, Halbleiterlaser und Flüssigkeitslaser, ausführlich behandelt. Im letzten Kapitel werden einige wichtige Anwendungsbeispiele gebracht.



AKADÉMIAI KIADÓ  
BUDAPEST





ZSOLT NÁRAY

LASER UND IHRE ANWENDUNGEN



# LASER UND IHRE ANWENDUNGEN EINE EINFÜHRUNG

VON

DR. ZSOLT NÁRAY

MIT 207 ABBILDUNGEN UND 27 TABELLEN



AKADÉMIAI KIADÓ • BUDAPEST 1976

Titel der Originalausgabe:

LASEREK ÉS ALKALMAZÁSAIK

Erschienen in der Serie des Fortbildungsinstitutes  
für Ingenieure in Budapest

Das Werk wurde vom Autor für die deutsche Ausgabe ergänzt

Aus dem Ungarischen übersetzt von

ANDRÁS SZŐKE

Gemeinschaftsausgabe des Akadémiai Kiadó, Budapest, und  
der Akademischen Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G.,  
Leipzig

ISBN 963 05 0344 1

© Akadémiai Kiadó, Budapest 1976  
Gesamtherstellung: Akadémiai Nyomda, Budapest

Printed in Hungary

## Vorwort

Der Laser ist eine der bedeutendsten wissenschaftlichen Erfindungen der vergangenen Jahrzehnte. Seine Bedeutung ist an der immer deutlicher werdenden Tatsache zu messen, daß seine Anwendung auf zahlreichen Gebieten der Grundlagen- und der angewandten Forschung neue experimentelle und methodische Perspektiven eröffnete. Einige Anwendungen des Lasers bringen schon zahlenmäßig erfaßbare ökonomische Erfolge.

Wenn wir das Funktionsprinzip des Lasers betrachten, stellen wir fest, daß die ihm zugrunde liegenden physikalischen Gesetzmäßigkeiten fast alle schon seit Jahrzehnten bekannt sind. Dies ist ein erneuter Beweis dafür, daß die Analyse des physikalischen Inhalts unserer während vieler Jahre gesammelten Kenntnisse und ihre Anwendung außerhalb der traditionellen Anwendungsgebiete zu neuen bedeutenden Erfolgen führen können.

Der erste Teil des Buches enthält eine Zusammenfassung der *physikalischen Grundlagen*, die das Verständnis des Funktionsprinzips des Lasers und seiner Anwendungsmöglichkeiten erleichtern, im zweiten Teil werden die *Eigenschaften der Laser* erläutert, der dritte Teil schließlich ist den *Anwendungen der Laser* gewidmet.

In der vorliegenden Darstellung konnte selbstverständlich infolge des beschränkten Umfangs nicht überall eine vollständige und eingehende Beschreibung gegeben werden. So wurde besonders im ersten Teil von den mathematischen Beweisen im allgemeinen abgesehen. Gleichzeitig wurde versucht, das physikalisch Wesentliche der behandelten Vorgänge und Erscheinungen hervorzuheben. Im Literatur-

verzeichnis wird auf die Literaturquellen verwiesen, die diese Fragen ausführlich und zusammenfassend behandeln.

Ein besonderes Problem bedeutete die Zusammenstellung des dritten Teils des Buches, der sich mit der Anwendung der Lasertechnik befaßt. Darüber hört man nämlich oft phantastische — von einer Verwirklichung weit entfernte — Berichte. Diese sollen weder weitverbreitet noch überboten werden. Es wurde demzufolge im dritten Teil der Schwerpunkt auf die Erläuterung von schon verwirklichten oder in der Phase der Verwirklichung befindlichen praktischen Anwendungen gelegt. Darüber hinaus wurden weitere *Anwendungsmöglichkeiten* aufgezählt, deren Untersuchung zweckmäßig erscheint, die jedoch noch viel Forschungs- und Entwicklungsarbeit seitens der Fachleute sowohl auf dem Gebiet der Grundlagen als auch dem Gebiet der angewandten Forschung erfordern. Es ist verständlich, daß die Anwendung der Laser auf dem Gebiet der Grundlagenforschung (in erster Linie in der Physik und in der Chemie) sehr vielversprechend ist; in diesem Buch muß jedoch von der Behandlung dieses Fragenkomplexes abgesehen werden, da dazu physikalische Kenntnisse erforderlich sind, die den Umfang des im ersten Teil des Werkes zusammengefaßten Stoffes übersteigen.

Es soll noch auf die Zielsetzungen hingewiesen werden, die bei der Methodik der Darstellung in dem vorliegenden Werk Berücksichtigung fanden. Das Ziel bei der Zusammenstellung des Stoffes war es, das einführende Studium für einen sich in die Laserforschung einarbeitenden Physiker, Ingenieur- oder Techniker, aber im besonderen auch für Fachleute anderer Fachrichtungen, die die Lasertechnik auf ihrem speziellen Arbeitsgebiet anwenden wollen, zu erleichtern. Unter diesem Aspekt wurde der erste Teil des Buches, die Zusammenfassung der zum weiteren Verständnis erforderlichen physikalischen Grundlagen, zusammengestellt.

Entsprechend den obenerwähnten Zielsetzungen sind im vorliegenden Buch die Grundlagen und gewisse Anwendungen aufgrund der Publikationen, die bis 1969 erschienen sind, dargestellt.

Ich möchte an dieser Stelle Herrn Dr. PÉTER VARGA für die Vorbereitung der deutschsprachigen Ausgabe des Buches und für die Ausarbeitung der Abschnitte 6.7., 7.6., 7.7., 8.5. bis 8.7., 9.5., 10.1. bis 10.3., 11.6. und 11.7. sowie meiner Frau, Dipl.-Phys. MÁRIA NÁRAY-ZIEGLER, für nützliche Hinweise zum Manuskript danken.

ZSOLT NÁRAY



# Inhalt

## ERSTER TEIL

### PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN

1.	Einführung .....	1
1.1.	Charakteristika der von realen Lichtquellen ausgestrahlten Lichtwellen .....	1
1.2.	Anwendungsmöglichkeiten hochintensiver endlicher sinusförmiger Lichtwellen .....	4
1.3.	Kurze Geschichte der Laserforschung .....	7
2.	Die Struktur der Materie .....	8
2.1.	Einführung .....	8
2.2.	Der Aufbau der Materie .....	8
2.3.	Der Aufbau der Atome .....	9
2.4.	Der Aufbau der Moleküle .....	16
2.5.	Der Aufbau von Festkörpern .....	18
2.6.	Die wichtigsten physikalischen Größen und Einheiten in diesem Buch .....	21
3.	Die wichtigsten Eigenschaften der elektromagnetischen Strahlung .....	24
3.1.	Einführung .....	24
3.2.	Elektromagnetische Strahlung im Vakuum .....	24
3.3.	Endliche Wellenzüge .....	38
3.4.	Fortpflanzung von elektromagnetischen Wellen in Materie .....	43
3.5.	Eigenschaften des von realen Lichtquellen ausgestrahlten Lichtes. Eigenschaften der Emissions- und Absorptionsspektren .....	57
3.6.	Praktische Einheiten der Lichtmessung .....	69
4.	Mittel und Methoden zur Messung an elektromagnetischer Strahlung .....	70
4.1.	Einführung .....	70
4.2.	Intensitätsmessung .....	70
4.3.	Bestimmung der spektralen Zusammensetzung von elektromagnetischen Wellen .....	98
4.4.	Monochromatoren .....	104
4.5.	Die Intensitätsmodulation der elektromagnetischen Strahlung .....	106
4.6.	Hochreflektierende Spiegel .....	116

## ZWEITER TEIL

THEORIE UND EXPERIMENTELLE  
REALISIERUNG DER LASER

5.	Verstärkung von elektromagnetischer Strahlung .....	119
5.1.	Einführung .....	119
5.2.	Die Vorgänge der Emission und der Absorption .....	119
5.3.	Einstein-Relationen .....	124
5.4.	Die Besetzungsinversion .....	125
6.	Die experimentelle Realisierung der Laser .....	134
6.1.	Einführung .....	134
6.2.	Die Erzeugung von Laserstrahlung .....	134
6.3.	Schwellbedingung der Laserlichterzeugung .....	138
6.4.	Eigenschaften des Lasers im stationären und im Einschwingbereich .....	140
6.5.	Aufbau eines Lasers und die wichtigsten Eigenschaften der Laserstrahlung .....	145
6.6.	Optische Resonatoren .....	149
6.7.	Die Bilanzgleichungen des Lasers .....	164
7.	Festkörperlaser .....	171
7.1.	Einführung .....	171
7.2.	Der Aufbau von Festkörperlasern .....	172
7.3.	Das optische Anregungssystem .....	175
7.4.	Der Rubinlaser .....	180
7.5.	Andere Festkörperlaser .....	189
7.6.	Gütegeschaltete Laser .....	197
7.7.	Laser mit Subnanosekunden-Impulsen .....	208
7.8.	Einschätzung der Festkörperlaser .....	210
8.	Gaslaser .....	212
8.1.	Einführung .....	212
8.2.	Der Aufbau der Gaslaser .....	212
8.3.	Anregungsmethoden der Gaslaser .....	214
8.4.	Der Helium-Neon-Laser .....	223
8.5.	Der Kohlendioxid-Laser .....	230
8.6.	Der Argon-Ionen-Laser .....	232
8.7.	Die Metaldampf-Laser .....	234
8.8.	Zusammenfassung .....	234
9.	Halbleiterlaser .....	237
9.1.	Einführung .....	237
9.2.	Entstehung des Lasereffektes in Halbleitern .....	238
9.3.	Injektionslaser .....	243
9.4.	Weitere Anregungsmethoden von Halbleiterlasern .....	248
9.5.	Steuerung von Injektionslasern .....	250
10.	Flüssigkeitslaser .....	253
10.1.	Einführung .....	253
10.2.	Flüssigkeitslaser mit Ionen Seltener Erden .....	254
10.3.	Farbstofflaser .....	256

## DRITTER TEIL

## ANWENDUNGSGEBIETE DER LASER

11.	Anwendungen der Laser .....	261
11.1.	Einführung .....	261
11.2.	Anwendung der Laser zur Entfernungsmessung .....	262
11.3.	Geschwindigkeits- und Winkelgeschwindigkeitsmessung .	272
11.4.	Anwendungen in der Nachrichtentechnik .....	278
11.5.	Technologische Anwendung der Laser .....	291
11.6.	Anwendung der Laser in der Biologie und der Medizin ...	296
11.7.	Anwendung der Laser in der Rechentechnik .....	299
11.8.	Sonstige Anwendungsgebiete der Laser .....	303
Literatur	.....	307
Sachregister	.....	309



PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN

1. Einführung

1.1. Charakteristika der von realen Lichtquellen ausgestrahlten Lichtwellen

Es ist seit der grundlegenden Arbeit von MAXWELL (Treatise on Electricity and Magnetism, London 1873) bekannt, daß das sichtbare Licht als eine elektromagnetische Welle anzusehen ist. Es wurde Ende des 19. bzw. Anfang des 20. Jahrhunderts festgestellt, daß elektromagnetische Wellen sehr unterschiedlicher Wellenlänge existieren (Abb. 1.1). Bald verbreitete sich allgemein die Meinung, daß sich die elektromagnetischen Wellen im gesamten Wellenlängenbereich — wenigstens hinsichtlich einer großen Gruppe von Erscheinungen — gemäß den Gesetzen der klassischen Elektrodynamik verhalten, d. h., daß der Gültigkeitsbereich der Maxwell'schen Theorie der gesamte Wellenlängenbereich ist. Das gleiche physikalische Gesetz und dementsprechend auch die gleiche mathematische Formel wurden zur Beschreibung einer aus zwei elektromagnetischen Wellen (durch Superposition) entstandenen resultierenden Welle verwendet, unabhängig davon, ob es sich um Rundfunkwellen, Licht- oder Röntgenstrahlen handelte.

Es ist mit der Freude über die formale Einheit der Behandlung von Erscheinungen bzw. mit der Befürchtung eines notwendigen

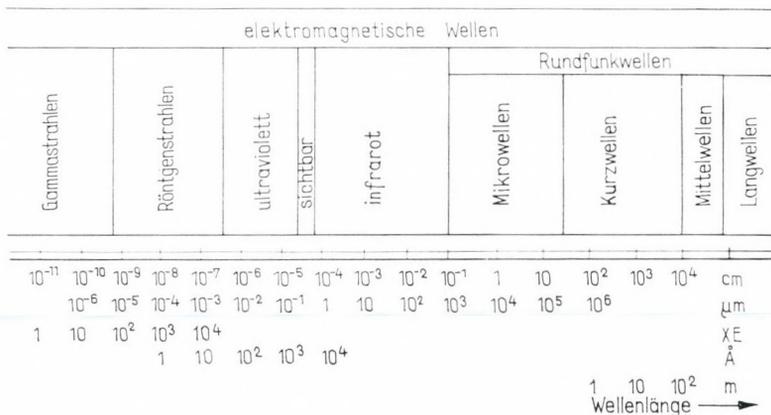


Abb. 1.1

Aufgebens dieser einheitlichen Theorie zu erklären, daß einige grundlegende Aussagen bezüglich der elektromagnetischen Strahlung verhältnismäßig lange auf sich warten ließen. Es fällt nämlich bei der Untersuchung der physikalischen Ursachen der Erscheinungen auf, daß die Entstehung und dementsprechend auch die Erscheinungsform der elektromagnetischen Wellen bei weitem nicht im gesamten Wellenlängenbereich gleich sind.

Im Bereich der langen Wellen (im Spektralbereich der Rundfunkwellen einschließlich der Mikrowellen; siehe Abb. 1.1) können die elektromagnetischen Wellen als vollkommen regelmäßige unendliche sinusförmige Schwingungen konstanter Amplitude (Abb. 1.2) erzeugt werden. Die Wellen kommen nämlich durch eine ge-

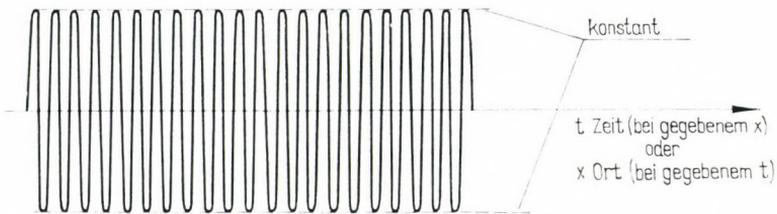


Abb. 1.2

ordnete Bewegung von elektrischen Ladungsträgern (im allgemeinen von Elektronen) in solchen Geräten (z. B. in Antennen) zustande, die makroskopische Abmessungen von der Größenordnung der Wellenlänge besitzen, wobei eine äußere Energieeinspeisung vorhanden ist. Im Bereich kürzerer Wellenlängen (z. B. im sichtbaren Bereich) entstehen die von uns beobachteten elektromagnetischen Wellen als Resultierende von elementaren elektromagnetischen Wellen, die von einer Vielzahl zeitlich und räumlich vollkommen zufällig — also ungeordnet — Licht ausstrahlender (emittierender) Atome ausgesandt werden. In diesem Falle werden also die elektromagnetischen Wellen durch viele ungeordnet strahlende elementare mikroskopische »Antennen« erzeugt. Demzufolge sind die im Bereich kurzer Wellen zu beobachtenden elektromagnetischen Wellen bei weitem keine regelmäßigen Wellen mit konstanter Amplitude, wie wir sie vom langwelligen Bereich her kennen, sondern — unter Verwendung eines in der Nachrichtentechnik gebräuchlichen Ausdruckes — mit Rauschen behaftete Wellen (Abb. 1.3).

Im kurzwelligen Bereich sammelten sich — in erster Linie in der Optik — zahlreiche experimentelle Erfahrungen an, die eine

Beschreibung durch regelmäßige unendliche sinusförmige elektromagnetische Wellen nicht zulassen. Dementsprechend mußten in der Optik Einschränkungen und neue Begriffe eingeführt werden, mit deren Hilfe sich die aus dem Modell der unendlichen sinusförmigen Wellen folgenden Aussagen mit den Versuchsergebnissen im optischen Wellenlängenbereich in Einklang bringen ließen. Der wichtigste unter diesen Begriffen ist die *Kohärenzlänge*, unter der diejenige Länge verstanden wird, für welche die Lichtwelle

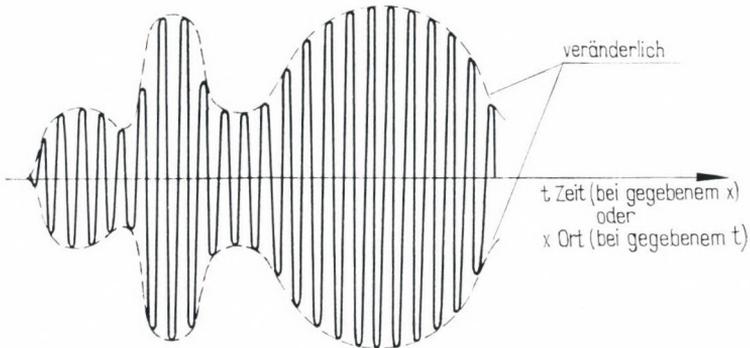


Abb. 1.3

mehr oder weniger gut als eine ideale sinusförmige Welle anzusehen ist.

Da die Atome der in der Natur vorkommenden Stoffe Wellen ausstrahlen, die nur für eine sehr kurze Zeit ( $10^{-9}$  bis  $10^{-8}$  s) bzw. nur über Längen von einigen zehn Zentimetern durch eine ideale Sinuswelle anzunähern sind, gibt es also sehr viele Erscheinungen und Anwendungen, bei denen das obengenannte Verfahren — abgesehen davon, ob theoretisch zufriedenstellend oder nicht — in der Praxis nicht anwendbar ist. Es wurde daher erforderlich, der Theorie der endlichen Sinuswellen bzw. der *mit Rauschen behafteten sinusförmigen Lichtwellen* eine größere Aufmerksamkeit zu schenken.

Die Abweichung der Eigenschaften des von realen Lichtquellen ausgestrahlten Lichtes von den Merkmalen der Lichterscheinungen unter der Annahme idealer unendlicher sinusförmiger Wellen läßt sich durch die folgenden, oft ohne eine gründlichere Untersuchung der Ursachen zur Kenntnis zu nehmenden Feststellungen ausdrücken:

1. Die realen Lichtwellen sind nicht vollkommen monochromatisch; die einer solchen Lichtwelle entsprechende Leistung verteilt sich also auf einen Wellenlängenbereich endlicher Breite.

2. Vollkommen parallele Lichtbündel lassen sich mit realen Lichtquellen nicht erzeugen.

Auf die Ursachen der ersten Feststellung kommen wir in Abschn. 3.5. ausführlich zurück. Hinsichtlich der zweiten Feststellung muß man betonen, daß dieses — aus der Sicht der Anwendung nicht weniger bedeutsame — Merkmal des Lichtes aus den Emissionseigenschaften der Atome folgt. Die einzelnen Atome emittieren nämlich die elementaren Lichtwellen nicht in eine bestimmte Richtung, sondern in alle Richtungen zur gleichen Zeit und etwa im gleichen Maße. Demzufolge tritt aus einer realen Lichtquelle in jeder Raumrichtung Licht aus, und nur durch verschiedene optische Elemente (Spiegel, Linsen usw.) kann — selbstverständlich mit hohem Lichtverlust — erreicht werden, daß das Lichtbündel annähernd parallel, genauer gesagt, nur in geringem Maße divergent ist und sich um die Richtung konzentriert, in der es verwendet wird.

Der Energieaustausch zwischen dem Material und der elektromagnetischen Strahlung (also die Lichtemission aus einem entsprechend angeregten Material bzw. die Absorption der elektromagnetischen Strahlung im Material) erfolgt nach der experimentellen Erfahrung nicht kontinuierlich, sondern in sog. *Lichtquanten* bestimmter Energie (mit anderen Worten: in Photonen). Durch diesen nichtkontinuierlichen Charakter der Emission ist der oben erwähnte Rauschanteil der von realen Lichtquellen ausgesandten elektromagnetischen Strahlung zu erklären.

## 1.2. Anwendungsmöglichkeiten hochintensiver endlicher sinusförmiger Lichtwellen

Die von der idealen sinusförmigen Welle abweichenden Eigenschaften der Lichtwellen und die Divergenz des Bündels setzten selbstverständlich bei zahlreichen Anwendungsmöglichkeiten Grenzen, die sonst wegen der höheren Frequenz der Lichtwelle sehr große Perspektiven eröffnet hätten.

Nachstehend werden einige wichtige Anwendungsgebiete aufgezählt, für die solche elektromagnetische Wellen im Wellenlängenbereich des sichtbaren Lichtes erforderlich sind, die sich in bestimmten Richtungen in enge Bündel konzentrieren lassen und in guter Näherung als unendlich und sinusförmig angesehen werden können.

Infolge der Entwicklung in den vergangenen Jahren sowohl in der *Nachrichtentechnik* als auch bei der in einem weiteren Sinne verstandenen *Informationsübertragung* und *-verarbeitung* (z. B. Regelungs- und Steuerungstechnik, Rechentechnik) wird in diesen

Disziplinen die Verwendung von elektromagnetischen Wellen immer höherer Frequenzen erforderlich (Abschn. 11.4.). Die für die Informationsübertragung verwendbare Bandbreite ist nämlich zu der Frequenz der die Information übertragenden elektromagnetischen Welle proportional. Wenn wir elektromagnetische Wellen mit einer dem sichtbaren Licht entsprechenden Frequenz als Trägerwellen benutzen, wäre theoretisch die Übertragung in  $10^{10}$ , jeweils  $10^4$  Hz breiten Kanälen möglich. (Das bedeutet, daß die eine Hälfte der Erdbevölkerung gleichzeitig mit der anderen Hälfte in Fernsprechverbindung stehen könnte, ohne dabei die Möglichkeiten einer einzigen Trägerwelle zu mehr als 15% auszunutzen.) Weitere Anforderungen an den Informationsträger in der Nachrichtentechnik ergeben sich aus dem rapiden Anwachsen der Zahl der notwendig gewordenen Verbindungen. Durch die Zunahme der räumlichen Dichte von untereinander in Verbindung stehenden Sender-Empfänger-Einrichtungen besteht nämlich die Gefahr, daß die aus dem Sender *A* auf den Empfänger *B* zu übertragende Information neben dem Empfänger *B* alle ihm benachbarten Empfänger wahrnehmen. Da aber für die Nachrichtentechnik nur ein verhältnismäßig schmales Band aus dem Frequenzbereich der elektromagnetischen Strahlung zur Verfügung steht, kann eine unpassende Wahl der Übertragungsfrequenz zu einer mangelhaften Diskretion der Informationsübertragung führen. Eine ähnliche Forderung besteht beim Überbrücken großer Entfernungen im Falle einer Fernsteuerung oder Fernmessung, wo ein irrtümliches Empfangen von Befehlen benachbarter Empfänger die Quelle verschiedener Störungen werden kann. Zur Vermeidung all dieser Fehlerquellen ist es sehr wichtig, daß sich die die Information übertragende elektromagnetische Welle gut konzentrieren läßt. Diese letztere Anforderung garantiert weiterhin, daß der Energiebedarf der Informationsübertragung unter den gegebenen Bedingungen auf ein Minimum beschränkt wird.

Die auf dem Gebiet der *Geodäsie* bestehenden Aufgaben bedürfen zu ihrer Lösung ebenfalls immer mehr räumlich gut lenkbarer und gleichzeitig hochintensiver Bündel, die an einer am Endpunkt der zu messenden Entfernung angebrachten spiegelnden Fläche mit hohem Wirkungsgrad reflektiert werden (Abschn. 11.2.).

Auf dem Gebiet der *Raumforschung* sind dem Wesen nach ähnliche Anforderungen aufgetreten. Hier ist neben der Entfernungsmessung auch die Messung der Geschwindigkeit entfernter Objekte zu einer Aufgabe geworden (Abschn. 11.3.), die aber neben den bisher beschriebenen Eigenschaften des Meßbündels eine hohe Monochromasie des Lichtes während der Messung erfordert. Es sei bemerkt, daß die Verwendung von Strahlen mit solchen Eigen-

schaften die Befriedigung einer weiteren Anforderung der Raumforschung ermöglicht, nämlich eine Winkelgeschwindigkeitsmessung von Raumschiffen unabhängig von äußeren Einrichtungen (Abschn. 11.3.).

Die Leistung der parallelen hochintensiven Lichtbündel läßt sich leicht durch optische Hilfsmittel auf eine kleine Fläche konzentrieren, und das ermöglicht ihre Anwendung bei der Lösung anderer Aufgaben. So wurde in der letzten Zeit eine Herabsetzung der Dimensionierung von Eingriffen bei zahlreichen Versuchen und technologischen Vorgängen — neben der Lokalisation und der Erhöhung der Reinheitsanforderungen — erforderlich (z. B. in der Halbleitertechnik). Die Geräte, die zur Durchführung dieser Eingriffe geeignet sind, dürfen bei der Übertragung von mechanischen, gegebenenfalls auch thermischen Einwirkungen das zu bearbeitende Material nicht im geringsten Maße verunreinigen. Diese Geräte sind mit den herkömmlichen Materialien in den für die starke räumliche Begrenzung erforderlichen kleinen Abmessungen unter anderem wegen Festigkeitsbegrenzungen nicht zu verwirklichen.

Die Lösung der obenerwähnten Probleme erfolgt durch die Verwendung von stark fokussierten elektromagnetischen Bündeln. Diese Bündel sind imstande, in vielen Fällen eine mechanische Wirkung durch eine auf einige Zehntel Quadratzentimeter große Fläche konzentrierte thermische oder andersartige Energie zu ersetzen (Abschn. 11.5.). Solche Aufgaben existieren in einer ziemlich großen Zahl in der *Halbleitertechnologie*, z. B. bei der Bearbeitung integrierter Schaltkreise.

Die *biologische Forschung* (z. B. die Gehirnforschung) sowie die *Medizin* (Augentherapie und Chirurgie) erfordern in vieler Hinsicht ähnliche Geräte. In diesen Fällen müssen zur Durchführung von Schnitt-, Zerstörungs- oder ähnlichen Operationen große Energiemengen auf einen ganz bestimmten Ort konzentriert werden (Abschn. 11.6.).

Hohe Energiekonzentrationen ermöglichen in der *Chemie* den Ablauf spezieller Reaktionen, in der *Metallurgie* und bei der Lösung anderer *technologischer Probleme* die Erzeugung extrem hoher Temperaturen (z. B. bei der Herstellung von wärmebeständigen keramischen Körpern, bei ihrer Bearbeitung für die Raketentechnik, bei der Erzeugung von Ziehdiamanten).

Das *Photographieren* zeitlich sehr schnell ablaufender Vorgänge (z. B. in der Aerodynamik, in der Pyrotechnik) macht solche Lichtquellen erforderlich, die das Anfertigen von Aufnahmen mit den herkömmlichen Filmmaterialien bei Belichtungszeiten von einigen Mikrosekunden ermöglichen (Abschn. 11.8.).

### 1.3. Kurze Geschichte der Laserforschung

Die Untersuchung von neuen Erscheinungen auf dem Gebiet der Physik sowie das damit verbundene Bestreben, unendliche sinusförmige, räumlich stark konzentrierte, hochintensive Lichtwellen zu erzeugen, und die Anstrengungen zur Befriedigung der in Abschn. 1.2. aufgeführten Ansprüche seitens der Praxis fielen in den fünfziger Jahren zusammen. Dementsprechend setzten sich die Wissenschaftler vor etwa 20 Jahren die Entwicklung von Geräten zum Ziel, die zur Erzeugung von idealen Lichtwellen geeignet sind. Diese Geräte bezeichnen einige Autoren als Laser, andere wieder als optische Quantengeneratoren. (Das Wort »Laser« ist die Abkürzung des Ausdruckes »Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation«.)

Obwohl wir als Folge des wissenschaftlichen und technischen Fortschrittes heutzutage eine Spezialisierung der Forschungsrichtungen feststellen, bemerken wir eine außerordentliche Konzentration der geistigen und finanziellen Mittel auf die Forschungsthematik des Lasers. Diese Tatsache allein weist schon auf die Perspektive hin, welche die wissenschaftliche Fachwelt in dem Laser zu entdecken glaubt.

Bevor wir die geschichtliche Entwicklung des Lasers kurz zusammenfassen, müssen wir erneut betonen, daß die Gesetze, die für den Aufbau von Lasern eine grundlegende Bedeutung besitzen, schon — wie wir später sehen werden — in den ersten Jahrzehnten unseres Jahrhunderts bekannt waren. Die bedeutendsten Etappen der auf dieser Basis durchgeführten Laserforschung der letzten Jahrzehnte sind folgende:

- |               |  |
|---------------|--|
| 1953 bis 1958 | BASOW, PROCHOROW und TOWNES:<br>Klärung der theoretischen Grundlagen           |
| 1959          | BUTAWEWA und FABRIKANT:<br>Entdeckung der Erscheinung der negativen Absorption |
| 1960          | MAIMAN:<br>Verwirklichung des Rubinlasers                                      |
| 1960          | JAVAN:<br>Verwirklichung des Helium-Neon-Lasers                                |

Bekanntlich wurde den sowjetischen Physikern BASOW und PROCHOROW sowie dem amerikanischen Physiker TOWNES für ihre Verdienste um die Laserforschung 1964 der Nobelpreis verliehen.

## 2. Die Struktur der Materie

### 2.1. Einführung

In diesem Kapitel werden einige wesentliche Ausführungen über die Struktur der Materie und ihre für die weitere Behandlung wichtigsten Gesetzmäßigkeiten zusammengefaßt. Zuerst werden einige allgemeine Angaben über die Struktur der Materie gemacht (Abschn. 2.2.), dann folgt eine Zusammenstellung der Gesetzmäßigkeiten der Atome (Abschn. 2.3.), der Dielektrika (Abschn. 2.4.), der Metalle und Halbleiter (Abschn. 2.5.), und anschließend werden in Abschn. 2.6. die Maßeinheiten, die bei der Messung der in Kapitel 1. behandelten Eigenschaften verwendet werden, sowie einige wichtige physikalische Konstanten angegeben.

### 2.2. Der Aufbau der Materie

Daß die Materie atomaren Aufbau, d. h. solche kleinste Teilchen besitzt, denen noch die charakteristischen Eigenschaften der mikroskopischen Materie zukommen, ist eine von den griechischen Philosophen schon geahnte und seitdem unzählige Male experimentell nachgewiesene Tatsache.

Die einzelnen Atome, die die Materie aufbauen, sind nur in Gasen bei verhältnismäßig niedrigen Gasdrücken voneinander unabhängig; in Flüssigkeiten und in noch größerem Maße in festen Körpern (in Metallen oder, anders ausgedrückt, in Leitern bzw. in Dielektrika oder Isolatoren sowie in Halbleitern) sind sie jedoch nicht mehr als voneinander unabhängig anzusehen.

Die Anzahl der Atome in einem Kubikzentimeter der Materie kann nach der Gleichung

$$N = \frac{\varrho}{M_a} \quad (2.1)$$

berechnet werden, wobei  $\varrho$  die Dichte der Materie und  $M_a$  die Masse der Einzelatome ist.

Die Dichte und somit die Anzahl der Atome in einem Kubikzentimeter der Materie hängen von dem Aggregatzustand und den

Eigenschaften der Materie ab. Bei idealen Gasen (einatomige Moleküle vorausgesetzt) findet man in

1 cm<sup>3</sup> Gas im Normalzustand (Temperatur 0 °C und 1 atm Druck)  
 $2,68726 \cdot 10^{19}$  Atome.

Andererseits ist bekannt, daß in einem Mol der Materie  $6,0225 \cdot 10^{23}$  Atome vorhanden sind, sofern sie aus einatomigen Molekülen besteht.<sup>1</sup>

### 2.3. Der Aufbau der Atome

Das Atom besteht aus einem Kern mit der positiven Ladung  $Ze$  und der Masse  $M_k$  sowie aus  $Z$  negativen Elementarladungen  $-e$ , d. h. aus Elektronen der Masse  $m$ . Die Elektronen des Atoms können sich nur in bestimmten Energiezuständen befinden. Daraus, daß die Energie des Atoms (abgesehen von der Translationsbewegung des Atoms und des Kerns) gleich der Summe der Energien der Elektronen ist, folgt, daß die Energie des Atoms ebenfalls nur bestimmte Werte annehmen kann. Diese Energiewerte werden auch als Energieterme bezeichnet.

Die zu den Energiezuständen gehörigen Energien des Elektrons, bei denen das Elektron an den Kern gebunden ist, werden als negativ angesehen. Dieses Vorzeichen ergibt sich daraus, daß nach Definition demjenigen Zustand die Energie 0 zugeschrieben wird, bei dem sich das Elektron aus den Bindungen des Atoms gelöst hat, sich von ihm unendlich weit entfernt befindet und keine kinetische Energie besitzt. Positive Energie kommt denjenigen Elektronen zu, die sich aus dem Atomverband gelöst haben und genügend viel kinetische Energie besitzen, um sich von den Atomen beliebig weit zu entfernen. Die positive Energie des Elektrons kann einen beliebigen Wert annehmen, d. h., die positiven Energiezustände bilden ein Kontinuum.

Wie bereits erwähnt, kann die Energie eines an das Atom gebundenen Elektrons nur ganz bestimmte negative Werte annehmen. Diese Energien werden mit  $-E_1, -E_2, \dots, -E_i, \dots$  bezeichnet; die niedrigeren Indizes bedeuten tiefere Energiezustände.

So kann zum Beispiel beim Wasserstoffatom das einzige Elektron ( $Z = 1$ ) und damit das H-Atom selbst in einem der negativen Energiezustände  $-E_1, -E_2, \dots, -E_i, -E_j, \dots$  sein. Sofern das Atom längere Zeit keinem äußeren Einfluß unterliegt, nimmt das Elektron den niedrigsten Energiezustand  $-E_1$ , den sog. *Grundzustand*,

<sup>1</sup> Im Falle mehratomiger Moleküle (Abschn. 2.4.) ist die angegebene Zahl gleich der Anzahl der Moleküle.

ein. Um aus dem Grundzustand in einen Energiezustand  $-E_i$  zu gelangen, muß das Elektron genau die Energie  $E_1 - E_i$  aufnehmen. Allgemein geschieht der Übergang eines Elektrons des Atoms aus einem Energiezustand  $-E_{\text{anf}}$  in einen Energiezustand  $-E_{\text{end}}$  unter Freiwerden der Energie

$$\Delta E = E_{\text{end}} - E_{\text{anf}}, \quad (2.2)$$

wenn  $E_{\text{anf}} < E_{\text{end}}$  ist, bzw. unter Absorption der Energiemenge  $|\Delta E|$ , wenn  $E_{\text{anf}} > E_{\text{end}}$  ist. Im zweiten Fall bezeichnen wir  $|\Delta E|$  als *Anregungsenergie*. Wenn der Endzustand der Energie eines vom Atom unendlich weit entfernten ruhenden Elektrons entspricht, also  $E_{\text{end}} = 0$  gilt, so bedeutet  $|\Delta E|$  die Energie, die dem im Zustand  $-E_{\text{anf}}$  befindlichen Elektron zuzuführen ist, um es aus den atomaren Bindungen herauszulösen.

Der Übergang aus einem Energiezustand  $-E_i$  in einen Energiezustand  $-E_j$  kann, sofern  $E_i > E_j$  ist, durch die Absorption eines Energiequantums  $h\nu_{ij}$  aus einer elektromagnetischen Welle der Frequenz

$$\nu_{ij} = \frac{E_i - E_j}{h} \quad (2.3)$$

heraus erfolgen, wobei  $h = 6,625 \cdot 10^{-27}$  erg s die Plancksche Konstante ist.

Schon hier bemerken wir, daß die Energieübertragung (die Anregung) nicht nur infolge von Absorption elektromagnetischer Strahlung mit der Frequenz  $\nu_{ij}$  gemäß Gl. (2.3) erfolgen kann, sondern auch durch einen *inelastischen Stoß* des in Frage kommenden Elektrons mit einem anderen, genügend Energie besitzenden Elektron (Kapitel 8.).

Wir untersuchen den Fall, daß das Elektron in einen solchen Energiezustand  $-E_j$  gelangt, für den  $E_j < E_i$  ist. Das Elektron bleibt selbstverständlich nicht unendlich lange in diesem »höheren« Energiezustand, sondern es geht in ein »tieferes« Niveau  $-E_i$  über. Betrachten wir den Übergang vieler Elektronen in das Niveau  $-E_i$ , so stellen wir fest, daß die Elektronen nach einer — von den Eigenschaften des Atoms abhängigen — bestimmten Zeit in den Zustand mit der Energie  $-E_i$  gelangen und dabei die Differenz der Energien beider Zustände in Form eines Energiequantums  $h\nu_{ij}$  ausstrahlen.

Die Frequenz des bei einem solchen Übergang ausgestrahlten Lichtes ist gleich der zur Anregung erforderlichen Frequenz [Gl. (2.3)].

Aus dem oben Gesagten folgt für den Fall, daß wir in einer entsprechenden Versuchsanordnung die Elektronen von Atomen

eines bestimmten Elementes, z. B. die des Wasserstoffes, in den verschiedenen Energiezuständen anregen und das von diesen Atomen ausgestrahlte Licht untersuchen, die Feststellung, daß eine Lichtintensität nur bei bestimmten Frequenzen zu beobachten ist, also das Spektrum des ausgestrahlten Lichtes in Abhängigkeit von der Frequenz nicht kontinuierlich ist, sondern einen linienförmigen Aufbau besitzt (*Linienpektrum*). Im Falle des Wasserstoffatoms läßt sich der reziproke Wert der den einzelnen Linien entsprechenden Wellenlängen

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda}, \quad (2.4)$$

die sog. Wellenzahl (Abschn. 2.6.), als Differenz zweier Größen, der sog. Terme, schreiben

$$\tilde{\nu} = R \left( \frac{1}{n_e^2} - \frac{1}{n_a^2} \right), \quad (2.5)$$

wobei  $R = 109\,737\text{ cm}^{-1}$  die Rydberg-Konstante ist und  $n_e$  bzw.  $n_a$  die Werte 1, 2, 3, 4, 5, ... annehmen können, und zwar derart, daß  $n_a$  mindestens um 1 größer ist als  $n_e$ .

Für  $n_e = 1$  gelangen wir zu der sog. Lyman-Serie,  
also  $n_a = 2, 3, 4, \dots$ ;

für  $n_e = 2$  gelangen wir zu der sog. Balmer-Serie,  
also  $n_a = 3, 4, 5, \dots$ ;

für  $n_e = 3$  gelangen wir zu der sog. Paschen-Serie,  
also  $n_a = 4, 5, 6, \dots$

Die Energiezustände der zu einem Atom gehörenden Elektronen gemäß Abb. 2.1 werden als Termschema bezeichnet. In der Abbildung sind die einzelnen Energiezustände des einzigen Elektrons des H-Atoms durch waagerechte Linien dargestellt. Die Energie des Elektrons ist, dem allgemeinen Gebrauch entsprechend, in Einheiten von Elektronenvolt (Abschn. 2.6.) angegeben. Die am linken Rande der Abbildung neben den einzelnen Energietermen angeschriebenen Energiewerte bedeuten die Energie, die frei wird, wenn das Elektron vom fraglichen Energieniveau auf das Grundniveau zurückfällt. Die Zahlenwerte an den senkrechten Linien geben die Wellenlänge des ausgestrahlten Lichtes an. Am rechten Rand der Abb. 2.1 sind die Werte  $R/n_e^2$  angeführt

Aus dem Zusammenhang (2.5) folgt, daß sich die Wellenzahlen einer jeden Serie einem sog. *Seriengrenzwert* nähern, wenn  $n_a \rightarrow \infty$  geht

Zur Deutung der experimentellen Ergebnisse entwickelte BOHR 1913 das nach ihm benannte Modell, das viele atomare Eigenschaften richtig erklärt, doch war dieses Modell nach zahlrei-

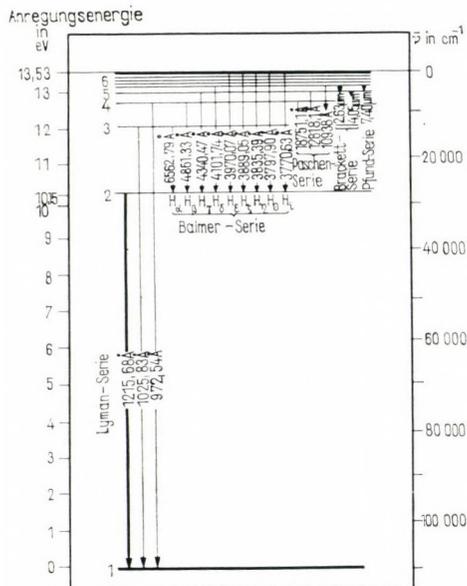


Abb. 2.1

chen zu seiner Weiterentwicklung unternommenen Versuchen immer noch nicht geeignet, alle Versuchsergebnisse zu erklären. (Deswegen wurde die Ausarbeitung einer vollkommen neuen Theorie, der sog. Quantenmechanik, erforderlich.) Im weiteren stellen wir einige Ergebnisse der Bohrschen Theorie zusammen, betonen jedoch, daß die moderne Physik diese Atommodell-Vorstellung schon überholt hat, doch sind einige atomare Eigenschaften auf ihrer Grundlage gut zu verstehen.

BOHR nahm an, daß die Elektronen im Atom um den positiv geladenen Kern auf einer gegebenen Kreisbahn mit dem Radius  $r_j$  mit der Geschwindigkeit  $v_j$  umlaufen. In diesem Falle müssen den Gesetzen der klassischen Mechanik und der Elektrodynamik zufolge die vom Kern auf das Elektron ausgeübte Coulombsche

Anziehungskraft  $Ze^2/r_j^2$  und die auf das Elektron wirkende Zentrifugalkraft  $mv_j^2/r_j$  im Gleichgewicht stehen, also

$$\frac{mv_j^2}{r_j} = \frac{Ze^2}{r_j^2} \quad (2.6)$$

sein, wobei  $m$  die Masse des Elektrons ist.

BOHR nahm außerdem an, daß der Drehimpuls des Elektrons nur bestimmte Werte annehmen kann. Diese sog. *Quantenbedingung* sagt aus, daß der Drehimpuls  $P$  eines Elektrons

$$P = mr_j v_j = n \frac{h}{2\pi} \quad (2.7)$$

betragen kann, wobei die ganze Zahl  $n$  die sog. *Hauptquantenzahl* ist. Aus den Gleichungen (2.6) und (2.7) ergeben sich die zu den Werten  $n$  gehörigen Bahnradien zu

$$r_j = \frac{n^2 h^2}{4\pi^2 m Z e^2}. \quad (2.8)$$

Wir erwähnen, daß beim Wasserstoffatom ( $Z = 1$ ) der Radius der innersten Bahn ( $n = 1$ )

$$r_1 = \frac{h^2}{4\pi^2 m e^2} \approx 0,529 \cdot 10^{-8} \text{ cm} = 0,0529 \text{ nm}$$

beträgt. Für die zu den einzelnen Bahnen gehörigen Energiewerte  $-E_j$  erhalten wir aus dem Ausdruck

$$E_j = \frac{1}{2} m v_j^2$$

unter Verwendung der Gleichungen (2.6) und (2.8)

$$E_j = \frac{Ze^2}{2r_j} = \frac{2\pi^2 m Z^2 e^4}{h^2 n^2}, \quad (2.9)$$

d. h., die Bindungsenergie ist dem Quadrat der Hauptquantenzahl umgekehrt proportional.

Berücksichtigt man gleichzeitig, daß

$$\tilde{\nu} h c = E \quad (2.10a)$$

ist, so kann man Gl. (2.5) in folgender Form schreiben:

$$E = \tilde{\nu} h c = R h c \left[ \frac{1}{n_c^2} - \frac{1}{n_a^2} \right] = E_e - E_a, \quad (2.10b)$$

wobei  $E_e$  und  $E_a$  die den beiden Termen der Gl. (2.5) entsprechenden Energien sind. Mit Hilfe der Gleichungen (2.9) und (2.10b) findet man im Falle  $Z = 1$

$$R = \frac{2\pi^2 e^4 m}{ch^3}, \quad (2.11)$$

d. h., die den einzelnen Termen der Balmer-Formel entsprechenden Energien stimmen mit den nach der Bohrschen Theorie errechneten Energien für  $n = n_e$  bzw.  $n = n_a$  überein.

Die Schwierigkeiten, die beim genauen Studium der Wellenlänge des von den angeregten Atomen emittierten Lichtes bzw. bei der Erweiterung der Bohrschen Theorie auf den Fall komplizierterer Atome als Wasserstoff (Mehr-Elektronen-Systeme) auftraten, deuteten darauf hin, daß sich der Energiezustand der atomaren Elektronen durch eine einzige Quantenzahl nicht eindeutig kennzeichnen läßt; vielmehr wurde es erforderlich, neben der schon erwähnten Hauptquantenzahl die *Nebenquantenzahl*  $l$  einzuführen (die der Einschränkung  $0 \leq l \leq n - 1$  unterworfen ist).

Bei der Bezeichnung von Energietermen wird zuerst der Wert der Hauptquantenzahl angegeben, dann folgt der die Nebenquantenzahl wiedergebende Buchstabe entsprechend dem in Tabelle 2.1 aufgezeigten Schema.

Tabelle 2.1

$l$	0	1	2	3
	<i>S</i>	<i>P</i>	<i>D</i>	<i>F</i>

So versteht man unter einem Zustand  $1S$  einen solchen, bei dem  $n = 1$  und  $l = 0$  ist. Es ist gebräuchlich, die zu den Spektrallinien gehörigen Wellenlängen durch die Angabe des Anfangs- und Endzustandes zu kennzeichnen, z. B.  $2P - 3S$ .

Wir stellen in gewissen Fällen fest, daß zu mehreren, durch verschiedene Quantenzahlen charakterisierten Zuständen des Elektrons der gleiche Energiewert gehört. In diesem Falle ist das in Frage kommende Niveau entartet. Die Multiplizität  $g$  der Entartung eines Niveaus  $i$  gibt die Anzahl der zu der betreffenden Energie gehörigen verschiedenen Zustände an.

Es kommt vor, daß sich ein Energiezustand in voneinander nur wenig abweichende Energiezustände aufspaltet. Sofern zwei nahe beieinanderliegende Zustände auftreten, sprechen wir von *Dublett*-, bei der Aufspaltung in drei Niveaus von *Triplet*-Zuständen. Der

Vollständigkeit halber sei erwähnt, daß der aus einer einzigen Linie bestehende Zustand als *Singulett* bezeichnet wird. Zur Kennzeichnung des aufgespaltenen Zustandes dient ein zwischen der Haupt- und der Nebenquantenzahl angebrachter oberer Index, der bei einem Singulett 1, bei einem Dublett 2 und bei einem Triplett 3 ist. Die in einzelnen Fällen neben dem die Nebenquantenzahl kennzeichnenden Buchstaben rechts unten angebrachte Zahl gibt die sog. *innere Quantenzahl* an. (Letztere bestimmt nach der genauen Theorie den Spin und den Bahndrehimpuls des Elektrons.) So schreibt man z. B.  $4^2P_{3/2}$ . Es ist aber zu beachten, daß neben diesen Zustandsangaben auch andere Kennzeichnungen vorkommen.

Bisher wurde die Frage behandelt, wodurch die Energiewerte der einzelnen atomaren Terme bestimmt werden, oder, was damit gleichbedeutend ist, Licht welcher Wellenlänge bzw. Frequenz wird von den Atomen absorbiert und ausgestrahlt. Schon im Vorangegangenen wiesen wir darauf hin, daß der angeregte Zustand nur eine endliche Zeit andauert, wobei das Atom Licht der Frequenz  $\nu_{ij}$  ausstrahlt und aus dem Zustand  $-E_j$  in den Zustand  $-E_i$  übergeht. Die Zeitdauer dieses Überganges kann durch eine Größe  $\theta_j$  charakterisiert werden. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein zu einem Zeitpunkt  $t = 0$  im Zustand  $-E_j$  befindliches Atom nach einer Zeit  $t$  immer noch in diesem Zustand angetroffen wird, kann in folgender Form ausgedrückt werden:

$$W_j = e^{-t/\theta_j}.$$

Sehr oft ist aber das angeregte Atom imstande, aus dem Zustand  $-E_j$  in mehrere Zustände  $-E_{j_1}, -E_{j_2}, \dots, -E_{j_k}, \dots$  überzugehen. Es läßt sich feststellen, mit welcher Wahrscheinlichkeit  $W_{jjk}$  das Atom während der Zeiteinheit in den Zustand  $-E_{j_k}$  übergeht. Zwischen der Lebensdauer des angeregten Zustandes und den Übergangswahrscheinlichkeiten besteht folgender Zusammenhang:

$$\theta_j = \frac{1}{\sum_{jk} W_{jjk}}.$$

Die Übergangswahrscheinlichkeiten geben weiterhin an, wie stark die Intensität des mit der Frequenz  $\nu_{j_k j}$  ausgestrahlten Lichtes ist. Je größer die Wahrscheinlichkeit des Überganges ist, um so wahrscheinlicher ist es, daß — vorausgesetzt, daß viele Atome angeregt sind — mehrere Atome Licht mit der Frequenz  $\nu_{j_k j}$  ausstrahlen. Die Übergangswahrscheinlichkeit kann auch theoretisch bestimmt werden. Nach der Theorie liegt die Lebensdauer der angeregten Zustände zwischen  $10^{-10}$  und  $10^{-7}$  s.

Es gibt aber auch solche Übergänge, für die die Wahrscheinlichkeit nach der Theorie gleich Null ist. In Wirklichkeit liefert aber nur der erste Schritt der theoretischen Näherung dieses Ergebnis, weitere Näherungsschritte ergeben schon endliche Werte, die jedoch sehr klein sind. So kommen diese Übergänge nur selten vor, und das angeregte Atom strahlt Licht mit der zu dem Übergang gehörigen Frequenz nur mit einer sehr schwachen Intensität aus.

Wir bezeichnen den mit kleiner Wahrscheinlichkeit ablaufenden Übergang als *verbotenen Übergang*. Ob ein Übergang möglich oder verboten ist, folgt aus den Auswahlregeln. So eine Regel ist z. B. die, daß sich die Nebenquantenzahl  $l$  nur um den Wert  $\pm 1$  ändern kann.

Wenn aus dem angeregten Zustand ein Übergang nur in den Grundzustand erfolgen kann (z. B., wenn zwischen dem Zustand  $-E_j$  und dem Grundzustand  $-E_1$  kein anderes Energieniveau vorhanden ist) und der Übergang verboten ist, dann kann das Atom in dem angeregten Zustand sehr lange verbleiben. Solche Zustände bezeichnen wir als metastabil, ihre Lebensdauer beträgt  $10^{-4}$  bis 1 s.

Der Grundzustand, also der tiefste Energiezustand, ist selbstverständlich stabil.

Es muß noch bemerkt werden, daß die obigen Überlegungen — in guter Näherung — für jedes Elektron eines Mehr-Elektronen-Atoms gültig sind. Für uns sind aber nur die äußersten, die sog. Leuchtelektronen von Bedeutung, da nur diese Licht solcher Wellenlängen ausstrahlen, die bei Lasern eine Rolle spielen.

Wenn wir dem Atom ein oder mehrere Elektronen entreißen, entsteht ein Ion. Die übriggebliebenen Elektronen verhalten sich hinsichtlich des Spektrums so wie Elektronen neutraler Atome.

## 2.4. Der Aufbau der Moleküle

Die Moleküle bestehen aus zwei oder mehreren Atomen, hinsichtlich der Bindung der Atome untereinander unterscheiden wir zwischen heteropolarer und homöopolarer Bindung.

Bei zweiatomigen heteropolaren Molekülen (z. B. HCl) gibt das eine Atom (z. B. H) sein Elektron an das andere (Cl) ab. So entstehen zwei Ionen — ein positives und ein negatives —, und die Bindung wird durch die zwischen den beiden Ionen auftretende elektrostatische Anziehung aufrechterhalten. Die Elektronen können bei einer heteropolaren Bindung im Bereich eines Ions lokalisiert werden.

Bei homöopolarer Bindung (z. B.  $H_2$ -Molekül) können die Elektronen nicht mehr je einem Ion zugeordnet werden. Die an der Bindung jeweils beteiligten Elektronen gehören zu dem ganzen Molekül. Anschaulicher gesagt, die Elektronen der  $H_2$ -Moleküle kreisen auf einer sich um die beiden  $H^+$ -Ionen erstreckenden Bahn, und die Moleküle werden gerade von diesen Elektronen zusammengehalten.

Hetero- und homöopolare Bindungen können nicht nur zwischen zwei Atomen bestehen, sondern auch zwischen mehreren Atomen, sogar zwischen Atomgruppen (Radikalen). Es ist möglich, daß innerhalb eines Moleküls beide Arten von Bindungen auftreten. Das klassische Beispiel für eine sich über das ganze Molekül erstreckende homöopolare Bindung ist das Benzolmolekül. Hier umkreisen bestimmte Elektronen den ganzen Benzolring.

Es gelang nicht, die Bindungen innerhalb der Moleküle mittels klassischer bzw. halbklassischer Modelle zu deuten. Eine mit den Versuchsergebnissen gut übereinstimmende theoretische Erklärung wurde durch die Methoden der Quantenmechanik für beide Arten der molekularen Bindung ermöglicht. Wir können uns natürlich an dieser Stelle nicht mit der Quantenmechanik der Moleküle befassen, wir stellen nur einige ihrer — für den Laser wichtigen — Ergebnisse und die zugehörigen experimentellen Angaben phänomenologisch zusammen.

Gemäß der genaueren Theorie — die durch die experimentelle Praxis gestützt wird — wird der Energiezustand eines Moleküls durch den Energiezustand der Elektronen des Moleküls sowie durch den *Schwingungs-* (Vibrations-) und *Drehungs-* (Rotations-) *Zustand* des Moleküls bestimmt. Die Schwingung der Molekülatome um den gemeinsamen Schwerpunkt sowie ihre Rotation können ebenfalls nur bei bestimmten Energien verlaufen, d. h., die Vibrations- und Rotationsenergien der Moleküle sind ebenso gequantelt wie die Energien der Elektronen von Atomen.

Dementsprechend kann ein Molekül eine elektromagnetische Strahlung nur mit der Frequenz  $\nu$  emittieren oder absorbieren, die dem Ausdruck

$$\nu = \frac{1}{h} [E_{el}^a - E_{el}^e + E_{vibr}^a - E_{vibr}^e + E_{rot}^a - E_{rot}^e] \quad (2.12)$$

entspricht, wobei  $E_{el}$  die Energie der Elektronen,  $E_{vibr}$  die Schwingungsenergie und  $E_{rot}$  die Rotationsenergie bedeuten. Die oberen Indizes a und e weisen auf den Anfangs- bzw. Endzustand des Überganges hin.

Im Zusammenhang mit Gl. (2.12) sind zwei Bemerkungen am Platze. Die erste ist die, daß die Frequenz  $\nu$  in erster Linie durch die beim Übergang auftretende Änderung der Elektronenenergie bestimmt wird, die Änderungen der Vibrations- bzw. Rotationsenergien sind größenordnungsmäßig kleiner. (Selbstverständlich kommen auch solche Übergänge vor, bei denen  $E_{el}$  ungeändert bleibt.) Zweitens ist zu betonen, daß die in der Natur vorkommenden Übergänge bei den Molekülen ebenso von Auswahlregeln bestimmt werden wie bei den Atomen. Vergleicht man das Spektrum eines Moleküls mit dem eines Atoms, so fällt auf, daß die Moleküle abweichend von den Linienspektren der Atome Bandenspektren besitzen, jedoch zeigt sich bei einer stärkeren Auflösung, daß die Banden aus einer Reihe diskreter Linien bestehen.

## 2.5. Der Aufbau von Festkörpern

Als Festkörper im engeren Sinne des Wortes werden Kristalle bezeichnet, die aus geometrisch exakt angeordneten neutralen Atomen oder Ionen bestehen. (Das Glas z. B. wird im Widerspruch zum alltäglichen Sprachgebrauch nicht als Festkörper angesehen, da die erwähnte Regelmäßigkeit der räumlichen Anordnung der Atome bei seinem Aufbau fehlt.)

Die für den Aufbau von Festkörpern eine Rolle spielenden Kräfte wirken zwischen den räumlich regelmäßig angeordneten Atomen bzw. Ionen. Diese Kräfte sind im allgemeinen elektrostatischer Natur und stark von der räumlichen Anordnung der äußeren Elektronen der den Festkörper bildenden Atome abhängig. Es ist zu betonen, daß außer den erwähnten Kräften auch mit den klassischen physikalischen Begriffen nicht zu deutende quantenmechanische Kräfte eine bedeutende Rolle spielen. Es ist üblich, die Festkörper nach der Art ihres Aufbaus bzw. nach dem Charakter der wirkenden Kräfte in folgende vier Gruppen einzuteilen:

1. Ionenkristalle,
2. Atomkristalle oder Valenzkristalle,
3. Molekülkristalle,
4. Metalle.

Die Festkörper werden in der klassischen Physik nach ihrer elektrischen Leitfähigkeit klassifiziert. So werden die Ionen-, Atom- und Molekülkristalle sowie die Materialien mit geringer kristalliner Struktur und vernachlässigbar kleiner elektrischer Leitfähigkeit (z. B. Glas) in die Gruppe der *Isolatoren* oder *Dielektrika* eingereiht. Die unter 4 angegebene Gruppe, die Metalle,

bilden in der klassischen Physik die *Leiter*. Bekanntlich gewannen die *Halbleiter* (siehe weiter unten) in den vergangenen Jahrzehnten immer größere Bedeutung.

Eine kurze Erläuterung der obenerwähnten vier Gruppen von Festkörpern geben wir im folgenden.

*Ionenkristalle.* Der Kristall ist so aufgebaut, daß die eine Sorte von kristallbildenden Atomen bei der Entstehung der Bindung jeweils ein oder mehrere Elektronen an die an der Kristallbildung beteiligte andere Atomsorte abgibt. Die Folge ist, daß die eine Atomsorte positiv, die andere negativ geladene Ionen bildet. Ein

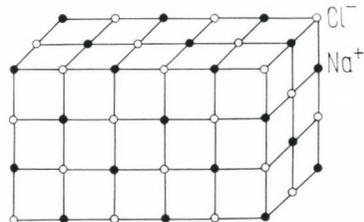


Abb. 2.2

bedeutender Anteil der den Kristall zusammenhaltenden Kräfte besteht in der zwischen Ionen unterschiedlicher Ladung auftretenden Coulombschen Anziehung. Ein solcher Ionenkristall ist z. B. das NaCl (dessen Aufbau aus Abb. 2.2 ersichtlich ist). Die positiven und negativen Ionen des Kristalls spielen eine bedeutende Rolle bei der Wechselwirkung des Kristalls mit der elektromagnetischen Strahlung (Abschn. 3.4.).

*Atomkristalle.* Die Bindung besteht zwischen elektrisch neutralen Atomen. In diese Gruppe gehört auch einer der wichtigsten Laserkristalle, der Rubin.

*Molekülkristalle.* Der Kristall ist aus Molekülen aufgebaut. Die zwischen den Molekülen wirkende Kraft ist wesentlich schwächer als die zwischen den Atomen bzw. Ionen der Atom- bzw. Ionenkristalle. In diese Gruppe gehören die Kristalle der verschiedenen organischen Verbindungen.

*Metalle.* Das Kristallgitter wird in diesem Falle von den positiven Ionen des Materials gebildet, wobei die äußeren Elektronen des Atoms eine große Bewegungsfreiheit besitzen. Die Metalle haben eine hohe elektrische Leitfähigkeit.

*Halbleiter.* Die Halbleiter nehmen – hinsichtlich ihrer elektrischen Leitfähigkeit – einen Platz zwischen den Isolatoren und den Metallen ein. Der Charakter der Bindung bei den Festkörpern

dieser Gruppe kann als Übergang von den Molekülkristallen zu den Metallen angesehen werden. Die bedeutendsten Halbleiter sind das Ge und das Si, die der 4. Gruppe des periodischen Systems angehören, sowie die aus Elementen der 3. und der 5. Gruppe gebildeten Kristalle wie GaAs, InSb, InP usw.

Die Einteilung der Materialien nach ihrer Leitfähigkeit (isolierende, halbleitende, leitende) ist nicht willkürlich; jede Materialform kann durch die Energieverteilung der Elektronen charakterisiert werden. Die möglichen Energien sind im Gegensatz zu den Niveauschemata der Atome keine Linien (siehe Abb. 2.1), sondern Bänder (Abb. 2.3a bis c). Die Energie der Elektronen kann nur solche Werte annehmen, die innerhalb bestimmter Intervalle liegen (erlaubtes Band), in die dazwischenliegenden Energieintervalle kann keine Elektronenenergie fallen (verbotene Zone).

Bei der Temperatur 0 K sind alle Elektronen im tiefstmöglichen Energiezustand, sie füllen das Energieband bis zu einem bestimmten Energiewert.

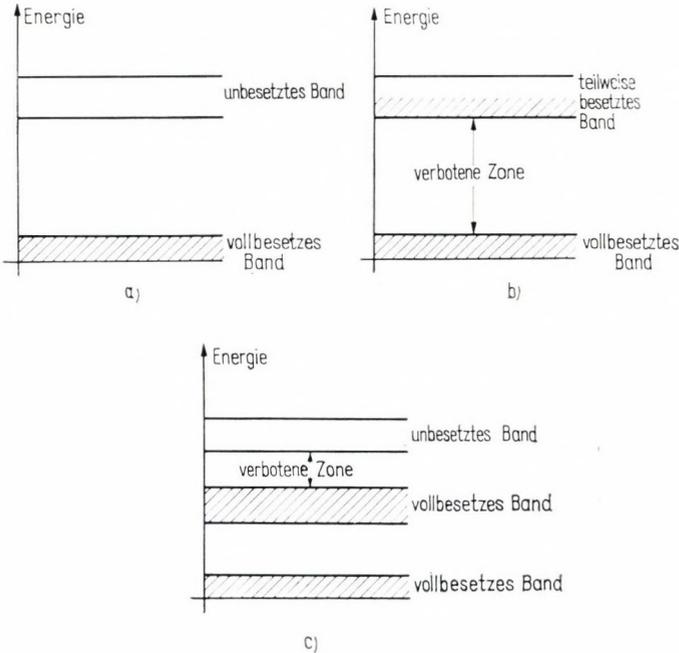


Abb. 2.3

Wenn die tiefsten Energiebänder vollkommen besetzt und die anderen unbesetzt sind (Abb. 2.3a), verhält sich das Material *isolierend*.

Wenn ein Band nur teilweise besetzt ist (sog. Leitungsband), dann haben wir einen *Leiter* oder, wie man gewöhnlich sagt, ein *Metall* vor uns. Ein *Metall* leitet auch bei einer Temperatur von 0 K.

Durch Temperaturerhöhung werden die isolierenden Materialien ebenfalls leitend (doch kann ihre Leitfähigkeit nicht mit der von Metallen verglichen werden). Nach einer Erwärmung befinden sich nämlich nicht alle Elektronen im tiefsten Energiezustand, ein Teil von ihnen gelangt in das obere Leitungsband. Wenn die verbotene Zone schmal ist ( $< 1$  eV), können sich schon bei normalen Temperaturen viele Elektronen im Leitungsband befinden. Dann sprechen wir von einem *Halbleiter*.

Die in das obere Leitungsband gelangenden Elektronen fehlen aber im unteren Band, dieser Elektronenmangel wirkt sich so aus wie positiv geladene Teilchen. Diese fiktiven Teilchen werden als *Löcher* bezeichnet, sie nehmen ebenfalls teil an dem Leitungsvorgang, ihre Bewegungsrichtung ist der der negativen Elektronen entgegengesetzt.

Die Anzahl der Elektronen oder Löcher kann auch künstlich erhöht werden. Wenn z. B. in das aus vierwertigem Ge aufgebaute Kristallgitter fünfwertiges Sb eingebaut wird, dann nimmt das Sb-Atom nur mit vier Valenzelektronen an der Bindung teil. Das fünfte Elektron wird frei und gelangt in das Leitungsband. Wenn aber ein dreiwertiges In-Atom in das Gitter eingebaut wird, dann fehlt ein Elektron bei der chemischen Bindung, was sich also wie ein Loch auswirkt.

In ähnlicher Weise kommen Leitungselektronen zustande, wenn in den GaAs-Kristall an Stelle eines Ga-Atoms ein zweiwertiges Zn-Atom eingebaut wird, oder es entsteht ein Loch, wenn an die Stelle von As sechswertiges Se tritt.

## 2.6. Die wichtigsten physikalischen Größen und Einheiten in diesem Buch

Im weiteren geben wir diejenigen physikalischen Größen und Einheiten an, die in diesem Buch vorkommen. Dabei verwenden wir sowohl das SI-System (Meter, Kilogramm, Sekunde, Ampere) als auch das in der Physik übliche cgs-System (cm, g, s). Die Einheiten des SI-Systems sind in halbfetter Schrift gesetzt.

*Einheiten der Länge.* Die atomaren Längen bzw. die Wellenlängen der von den Atomen ausgesandten elektromagnetischen

Strahlung drückt man im allgemeinen in Nanometer (nm) oder in Angström (Å) aus:

$$1 \text{ nm} = 10^{-9} \text{ m} = 10^{-7} \text{ cm},$$

$$1 \text{ Å} = 10^{-1} \text{ nm} = 10^{-8} \text{ cm} = 10^{-10} \text{ m}.$$

Eine weitere wichtige Längeneinheit ist das Mikrometer ( $\mu\text{m}$ ):

$$1 \text{ } \mu\text{m} = 10^{-6} \text{ m} = 10^{-4} \text{ cm} = 10^3 \text{ nm} = 10^4 \text{ Å}.$$

*Einheiten der Energie und der Leistung.* Die Einheit der Energie ist

$$1 \text{ Joule} = 1 \text{ Wattsekunde} = 10^7 \text{ Erg}.$$

Die atomphysikalische Einheit der Energie ist das Elektronenvolt (eV), worunter diejenige Energiemenge verstanden wird, die ein Teilchen mit der Ladung eines Elektrons dann erhält, wenn es eine Spannungsdifferenz von 1 V durchläuft:

$$1 \text{ eV} = 1,602 \cdot 10^{-12} \text{ erg} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J}.$$

Die Einheit der Leistung ist

$$1 \text{ Watt} = 10^7 \text{ erg/s}.$$

Die folgenden Bruchteile und Vielfachen eines Watt sind in der Lasertechnik ebenfalls gebräuchlich:

$$1 \text{ mW} = 10^{-3} \text{ W},$$

$$1 \text{ kW} = 10^3 \text{ W},$$

$$1 \text{ MW} = 10^6 \text{ W},$$

$$1 \text{ GW} = 10^9 \text{ W}.$$

*Die Einheit der Frequenz.* Die Einheit der Frequenz ist wie in der Elektrotechnik oder in der Rundfunktechnik

$$1 \text{ Hertz} = 1 \text{ cps} = 1 \text{ Schwingung pro Sekunde}.$$

*Die Einheit der Wellenzahl*

$$1 \text{ Kayser} = 1 \text{ cm}^{-1}.$$

*Wichtige physikalische Konstanten*

Ladung des Elektrons (oft auch als Elementarladung bezeichnet)

$$e = 4,803 \cdot 10^{-10} \text{ elektrostatische cgs-Einheiten}$$

$$= 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Coulomb} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Ampere-  
sekunden}$$

Masse des Elektrons

$$m = 9,109 \cdot 10^{-28} \text{ g} = 9,109 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$$

spezifische Ladung des Elektrons

$$\begin{aligned} e/m &= 5,273 \cdot 10^{17} \text{ elektrostatische cgs-Einheiten pro} \\ &\text{Gramm} = 1,759 \cdot 10^{11} \text{ C/kg} \end{aligned}$$

Masse des Atomkerns des Wasserstoffes (Masse des Protons)

$$M = 1,67252 \cdot 10^{-24} \text{ g} = 1,67252 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$$

Lichtgeschwindigkeit

$$c = 2,99792 \cdot 10^{10} \text{ cm/s} = 2,99792 \cdot 10^8 \text{ m/s}$$

Plancksche Konstante

$$h = 6,625 \cdot 10^{-27} \text{ erg s} = 6,625 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$$

Boltzmannsche Konstante

$$k = 1,38054 \cdot 10^{-16} \text{ erg/K} = 1,38054 \cdot 10^{-23} \text{ J/K.}$$

### 3. Die wichtigsten Eigenschaften der elektromagnetischen Strahlung

#### 3.1. Einführung

Im folgenden stellen wir die Gesetzmäßigkeiten der elektromagnetischen Strahlung zusammen, die zum besseren Verständnis der im zweiten und dritten Teil behandelten Lasertechnik erforderlich sind.

Zuerst beschäftigen wir uns mit dem Verhalten unendlicher sinusförmiger Wellen im Vakuum (Abschn. 3.2.), dann dehnen wir unsere Untersuchung auch auf endliche Wellen aus (Abschn. 3.3.). Anschließend untersuchen wir die Fortpflanzung der elektromagnetischen Strahlung in Materie (Abschn. 3.4.) und die Eigenschaften der von realen Lichtquellen ausgesandten Strahlung (Abschn. 3.5.). In Abschn. 3.6. werden die in der Praxis üblichen Einheiten der Lichtmessung aufgeführt.

#### 3.2. Elektromagnetische Strahlung im Vakuum

Gleich zu Anfang möchten wir betonen, daß das Verhalten von elektromagnetischen Wellen im Vakuum nicht zu beobachten ist, da wir von der Anwesenheit und von den Eigenschaften elektromagnetischer Wellen nur durch ihre Wechselwirkung mit der Materie Kenntnis erlangen können (z. B. müssen Rundfunkwellen mit Antennen »empfangen«, sichtbares Licht muß mit den Augen »gesehen«, d. h. nachgewiesen werden). Trotzdem befassen wir uns zuerst mit dem Verhalten der elektromagnetischen Strahlung im Vakuum, sehen also vorerst von dem die Strahlung aussendenden und nachweisenden System ab. Eine Begründung für dieses Vorgehen besteht darin, daß die wichtigsten Eigenschaften der elektromagnetischen Strahlung selbst dadurch gut übersichtlich darstellbar sind und sich die so gewonnenen Erkenntnisse bei Verwirklichung bestimmter Bedingungen zur Erklärung experimenteller Ergebnisse eignen.

*Grundsätzliche Definitionen.* Bevor wir auf die eigentliche Beschreibung der elektromagnetischen Strahlung eingehen, müssen wir einige grundsätzliche Zusammenhänge angeben. Zwischen der Wellenlänge  $\lambda$  und der Frequenz  $\nu$  einer sich im Vakuum mit der Ge-

schwindigkeit  $c$  fortpflanzenden elektromagnetischen Strahlung besteht folgender Zusammenhang:

$$\lambda = \frac{c}{\nu}. \quad (3.1)$$

Die für den Ablauf einer vollständigen Schwingung notwendige Zeit, die sog. *Schwingungsdauer*  $T_0$ , kann durch die in Gl. (3.1) vorkommenden Größen folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$T_0 = \frac{1}{\nu} = \frac{\lambda}{c}. \quad (3.2)$$

Die Frequenz der elektromagnetischen Strahlung ist im sichtbaren Bereich

$$\nu = (4 \cdot 10^{14} \dots 7,5 \cdot 10^{14}) \text{ Hz.}$$

Bekanntlich verstehen wir unter einer elektromagnetischen Welle eine nach bestimmten (im allgemeinen den Maxwell'schen Gleichungen entsprechenden) Gesetzmäßigkeiten verlaufende periodische Änderung der elektrischen und der magnetischen Feldstärke. Nehmen wir an, daß sich eine elektromagnetische Welle in Richtung der  $x$ -Achse fortpflanzt, so können wir die elektrische Feldstärke in folgender Form schreiben:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \sin(\omega t - kx - \delta). \quad (3.3)$$

Dabei ist  $\mathbf{E}_0$  die Amplitude der elektrischen Feldstärke,  $t$  die Zeit und  $x$  die Koordinate in Fortpflanzungsrichtung.

Die Kreisfrequenz  $\omega$  kann aus der in Gl. (3.1) stehenden Frequenz nach der Relation

$$\omega = 2\pi\nu \quad (3.4)$$

berechnet werden; für  $k$  gilt

$$k \leftarrow \frac{2\pi}{\lambda} = 2\pi\tilde{\nu} \quad (3.5)$$

mit  $\tilde{\nu}$  als der durch Gl. (2.4) definierten Wellenzahl.

Die Größe  $\delta$  schließlich bringt eine Phase zum Ausdruck.

Zur Erleichterung der Umrechnung von Wellenlänge  $\lambda$ , Frequenz  $\nu$  und Wellenzahl  $\tilde{\nu}$  ineinander dient Abb. 3.1.

Die Änderung der magnetischen Feldstärke kann durch einen zu Gl. (3.3) analogen Ausdruck beschrieben werden:

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 \sin(\omega t - kx - \delta). \quad (3.6)$$

Wie ersichtlich, sind gemäß den Gleichungen (3.3) und (3.6) die elektrische und die magnetische Feldstärke sich in Abhängigkeit sowohl vom Ort als auch von der Zeit sinusförmig ändernde *unendliche* Wellen konstanter Amplitude.

Die in Gl. (3.3) stehende *Phase*  $\delta$  kann auch wie folgt geschrieben werden:

$$\delta = n2\pi + \delta',$$

wobei  $n$  eine ganze Zahl oder Null ist und  $0 \leq \delta' < 2\pi$ . Es ist klar, daß nur der das ganzzahlige Vielfache von  $2\pi$  übersteigende Wert  $\delta'$  der Phase  $\delta$  bedeutsam ist, da die Sinusfunktion mit  $2\pi$  periodisch ist.

Ein wichtiger Begriff ist die *Phasendifferenz*. Betrachten wir zwei sich in  $x$ -Richtung fortplanzende elektromagnetische Wellen gleicher Frequenz, aber unterschiedlicher Phase. Die diesen Wellen zukommenden Feldstärkevektoren lauten nach Gl. (3.3)

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_1 &= \mathbf{E}_{10} \sin(\omega t - kx - \delta_1), \\ \mathbf{E}_2 &= \mathbf{E}_{20} \sin(\omega t - kx - \delta_2). \end{aligned} \quad (3.7)$$

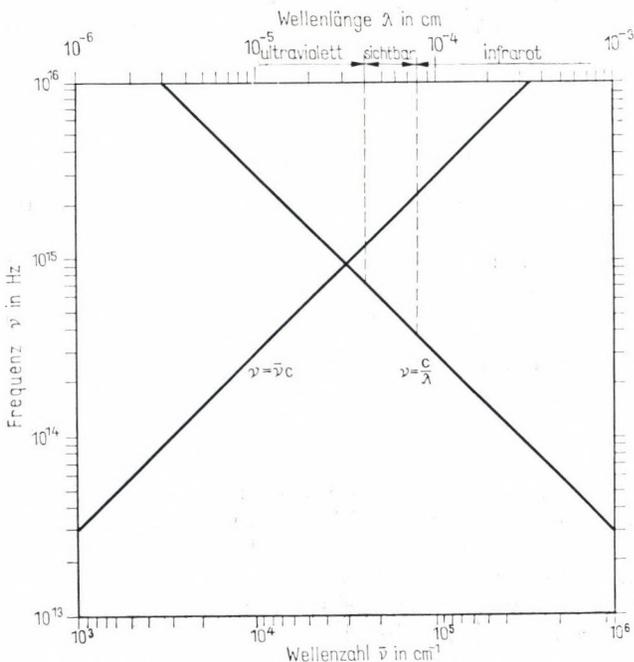


Abb. 3.1

Die Differenz der Phasen beider Wellen ändert sich nicht:

$$\delta = \delta_1 - \delta_2. \quad (3.8a)$$

Eine solche Phasendifferenz kann dann entstehen, wenn z. B. die eine Welle im Vergleich mit der anderen einen längeren Weg zurücklegt. Das geschieht z. B. bei den Interferometern. Die Phasendifferenz kann nämlich auch in folgender Form geschrieben werden:

$$\delta = kL = \frac{2\pi}{\lambda} L. \quad (3.8b)$$

Dies ergibt, in Gl. (3.7) eingesetzt, unter Berücksichtigung von Gl. (3.8a)

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_{10} \sin [\omega t - k(x + L) - \delta_2],$$

$$\mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_{20} \sin [\omega t - kx - \delta_2].$$

Es ist ersichtlich, daß sich die elektromagnetische Welle 1 wirklich so verhält, als ob sie einen um die Strecke  $L$  längeren Weg zurückgelegt hätte.

Selbstverständlich ist nur der das ganzzahlige Vielfache von  $2\pi$  übersteigende Anteil der Phasendifferenz bedeutsam.

Wie aus der Maxwell'schen Theorie bekannt ist, stehen die Vektoren  $\mathbf{E}$  und  $\mathbf{H}$  senkrecht zueinander, und die durch sie bestimmte Ebene steht senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung  $x$  der Welle, also sind  $\mathbf{E}$  und auch  $\mathbf{H}$  transversale Wellen. Die Vektoren  $\mathbf{E}$  und  $\mathbf{H}$  sowie die Fortpflanzungsrichtung  $x$  der Wellen bilden ein rechtshändiges Koordinatensystem. Da die Gleichungen (3.3) und (3.6) formal vollkommen übereinstimmen, sehen wir im weiteren von der besonderen Erläuterung der Wirkung von  $\mathbf{H}$  ab und beschränken unsere Untersuchungen auf die Zusammenfassung der Gesetzmäßigkeiten der elektrischen Feldstärke.

Man kann fragen, wie schnell sich ein Punkt der Welle, der eine bestimmte Phase besitzt, in Fortpflanzungsrichtung bewegt. Diese sog. *Phasengeschwindigkeit* kann aus Gl. (3.3) leicht errechnet werden. Da die Bewegung von Punkten konstanter Phase untersucht wird, kann geschrieben werden

$$\omega t - kx = \text{const.},$$

woraus sich die Phasengeschwindigkeit

$$v = \frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{k} \quad (3.9)$$

ergibt.

Im Vakuum ist sie also

$$v = c.$$

Untersuchen wir jetzt die Projektion der durch den Endpunkt des elektrischen Vektors beschriebenen Kurve auf eine zur  $x$ -Richtung senkrechte Ebene während der Lichtausbreitung. Da, wie wir bereits erwähnten,  $\mathbf{E}$  eine transversale Welle beschreibt, wird  $\mathbf{E}$  nur in Richtung  $y$  und  $z$  von Null verschiedene Komponenten besitzen, und zwar gilt nach Gl. (3.3)

$$\begin{aligned} E_x &= E_{0x} = 0, \\ E_y &= E_{0y} \sin(\omega t - kx - \delta), \\ E_z &= E_{0z} \sin(\omega t - kx - \delta), \end{aligned} \quad (3.10)$$

wobei  $E_{0x}$ ,  $E_{0y}$  und  $E_{0z}$  die Projektionen der Amplitude auf die Achsen  $x$ ,  $y$  bzw.  $z$  bedeuten.

Im allgemeinen Falle steht in den Ausdrücken für  $E_y$  und  $E_z$  nicht die gleiche Phase  $\delta$ , sondern  $\delta_y$  bzw.  $\delta_z$ . So besteht zwischen  $E_y$  und  $E_z$  eine Phasendifferenz der Größe  $\gamma = \delta_y - \delta_z$  (Abb. 3.2). In solchen Fällen beschreibt die Projektion des Endpunktes des Vektors  $\mathbf{E} = (\mathbf{E})_y + (\mathbf{E})_z$  auf die  $y, z$ -Ebene eine Ellipse, und dementsprechend bezeichnen wir die elektromagnetische Welle als *elliptisch polarisiert*. Wenn  $\gamma = \pm\pi/2$  ist, so fallen die Hauptachsen der Ellipse mit der  $y$ - bzw.  $z$ -Achse zusammen. Wenn darüber

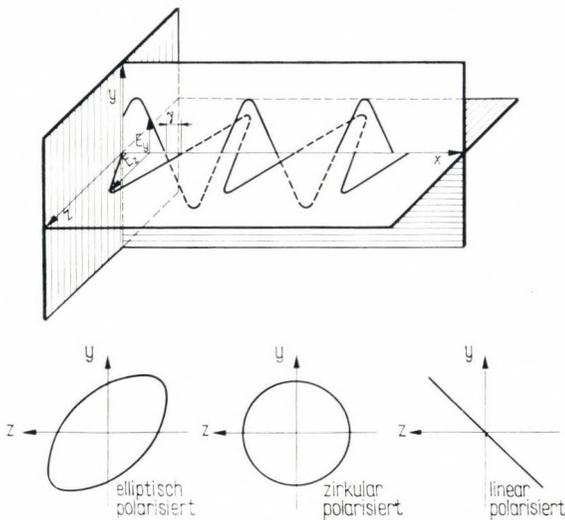


Abb 3.2

hinaus  $|E_y| = |E_z|$  ist, so ist die Projektion des Vektors  $\mathbf{E}$  ein Kreis, und die elektromagnetische Welle ist *zirkular polarisiert*. Wenn  $\gamma = 0$  oder  $\gamma = \pi$  ist, bewegt sich die Projektion des Vektors  $\mathbf{E}$  entlang einer Geraden, die Welle ist *linear polarisiert*. Im letzteren Falle führt der Vektor  $\mathbf{E}$  seine Schwingung in einer Ebene, der sog. Schwingungsebene, aus. Wie bei der obigen Erläuterung der Polarisationsverhältnisse werden wir auch im weiteren bei der Bestimmung der Polarisation der elektromagnetischen Welle immer den *elektrischen Vektor* zugrunde legen.

*Leistung einer elektromagnetischen Welle.* Im weiteren befassen wir uns mit der Frage der Bestimmung der durch eine elektromagnetische Welle repräsentierten Leistung.

Dabei nehmen wir, unseren anfangs entwickelten Vorstellungen entsprechend, wiederum eine unendliche, sich im Vakuum fortplanzende Sinuswelle an und gehen noch nicht auf die Eigenschaften der zum Nachweis der elektromagnetischen Strahlung dienenden Systeme ein. Doch halten wir es für angebracht, in Vorbereitung der späteren Untersuchungen über elektromagnetische Wellen unter realistischeren Bedingungen bzw. über die Wechselwirkung von Materie und elektromagnetischen Wellen schon an dieser Stelle darauf aufmerksam zu machen, daß einige Einzelheiten des Nachweises der in den Bereich des sichtbaren Lichtes fallenden elektromagnetischen Wellen von den Erfahrungen mit elektromagnetischen Wellen niedriger Frequenz abweichen.

Es ist allgemein bekannt, daß für eine unmittelbare Beobachtung der Feldstärke  $\mathbf{E}$  bei Rundfunkwellen keine Hindernisse bestehen. So können wir z. B. an einer in der Nähe des Senders aufgestellten Antenne die als Folge der elektrischen Feldstärke auftretende Stromschwankung bzw. die auf Grund dieses Stromes an einem Widerstand entstehende Spannung unmittelbar messen. Dies ist aber nur bis zu einer Frequenz von  $\nu \approx 10^7 \dots 10^9$  Hz möglich.

Der sichtbare Bereich der elektromagnetischen Strahlung fällt in die Größenordnung von  $\nu \approx 10^{14} \dots 10^{15}$  Hz. So besteht keine Möglichkeit, die Feldstärke unmittelbar zu beobachten, da die Zeitkonstante der zur Verfügung stehenden Meßinstrumente um mehrere Größenordnungen größer ist als die Periodendauer  $T_0$  der Lichtwelle. Deswegen könnte man mit dem empfindlichsten Meßinstrument auch nur einen zeitlichen Mittelwert der Feldstärke  $\mathbf{E}$  messen, der selbstverständlich gleich Null ist.

Wie wir im folgenden sehen werden, ist die durch die Meßinstrumente nachweisbare Größe die *Leistung* des Lichtbündels. Deswegen ist die Bestimmung des Zusammenhanges zwischen Feldstärke und Lichtleistung bzw. die Verknüpfung einiger wichtiger Erscheinungen mit unmittelbar meßbaren Größen zweckmäßig.

Aus den Maxwell'schen Gleichungen folgt, daß die Energiedichte der elektromagnetischen Strahlung lautet

$$U = \frac{1}{8\pi} (\mathbf{E}^2 + \mathbf{H}^2) \quad (3.11a)$$

oder, da im Vakuum

$$|\mathbf{H}| = |\mathbf{E}| = E \quad (3.12)$$

gilt,

$$U = \frac{1}{4\pi} E^2. \quad (3.11b)$$

Die in Fortpflanzungsrichtung durch eine Fläche von  $1 \text{ cm}^2$  strömende Energiemenge je Zeiteinheit, also die Lichtleistung, ist

$$S = \frac{c}{4\pi} |\mathbf{E}| |\mathbf{H}| = \frac{c}{4\pi} E^2. \quad (3.13)$$

(Selbstverständlich ergibt sich ein mit Gl. (3.13) übereinstimmendes Ergebnis, wenn Gl. (3.11b) berücksichtigt wird. Dann gilt nämlich  $S = cU = cE^2/4\pi$ .)

Unsere Meßinstrumente messen in einem gegebenen Punkt, z. B.  $x = 0$ , den Mittelwert  $\bar{S}$  von  $S$ , also

$$I = \frac{c E_0^2}{4\pi T_0} \int_0^{T_0} \sin^2 \omega t \, dt = \frac{c E_0^2}{8\pi}. \quad (3.14a)$$

Dieser Wert wird *Lichtintensität*  $I$  genannt. [Bei der Herleitung von Gl. (3.14a) berücksichtigten wir den Zusammenhang zwischen Schwingungsdauer und Kreisfrequenz, der aus den Gleichungen (3.2) und (3.4) folgt.] Da es in der Praxis im allgemeinen nur auf relative Werte der Feldstärke ankommt, lassen wir im weiteren die Konstante in Gl. (3.14a) weg und verwenden die einfache Formel

$$I = E_0^2. \quad (3.14b)$$

Die zeitliche Änderung von  $S$  und der zeitliche Mittelwert  $\bar{S} = I$  sind in Abb. 3.3 dargestellt.

*Die Interferenzerscheinung.* Wir untersuchen die sich beim Zusammentreffen zweier unendlicher elektromagnetischer Wellen  $\mathbf{E}_1$  bzw.  $\mathbf{E}_2$  konstanter Amplitude ergebende resultierende Intensität. Es seien beide Wellen linear polarisiert, und ihre Polarisationsebene falle mit der  $x,y$ -Ebene zusammen, d. h., von den Komponenten gemäß Gl. (3.10) unterscheiden sich nur  $E_{1y}$  und  $E_{2y}$

von Null. Unter diesen Bedingungen können die beiden Wellen in folgender Form beschrieben werden:

$$E_1 = E_{1y} = E_{10} \sin(\omega t - kx - \delta_1) \quad (3.15)$$

bzw.

$$E_2 = E_{2y} = E_{20} \sin(\omega t - kx - \delta_2),$$

wobei  $\delta_1$  bzw.  $\delta_2$  die auf einen gemeinsamen Bezugspunkt bezogene Phase der Welle  $\mathbf{E}_1$  bzw.  $\mathbf{E}_2$  charakterisieren.

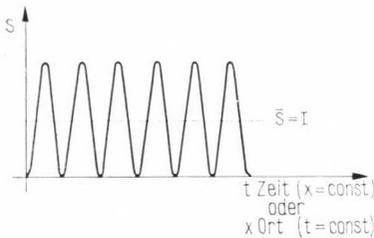


Abb. 3.3

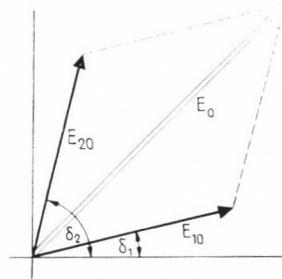


Abb. 3.4

Unser Ziel ist, die durch eine Flächeneinheit während der Zeiteinheit transportierte Energie, mit anderen Worten die Intensität der resultierenden Welle,

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 \quad (3.16)$$

zu bestimmen. Diese ergibt sich gemäß Gl. (3.14b) als das Quadra der Amplitude  $E_0$  der resultierenden Welle  $\mathbf{E}$ . Die Amplitude der resultierenden Welle erhalten wir mit Hilfe des Kosinussatzes aus der Kenntnis der Amplituden  $E_{10}$  bzw.  $E_{20}$  der beiden Wellen sowie der zwischen den letzteren vorhandenen Phasendifferenz  $\delta_1 - \delta_2$  zu

$$E_0^2 = E_{10}^2 + E_{20}^2 + 2E_{10}E_{20} \cos(\delta_1 - \delta_2) \quad (3.17)$$

(Abb. 3.4). Die resultierende Intensität  $I$  beträgt also

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\delta_1 - \delta_2), \quad (3.18)$$

wobei gilt

$$I_1 = E_{10}^2, \quad I_2 = E_{20}^2, \quad I = E_0^2.$$

Wenn  $E_{10} = E_{20}$  ist, also  $I_1 = I_2 = I_0$ , so lautet Gl. (3.18) folgendermaßen:

$$I = 2I_0[1 + \cos(\delta_1 - \delta_2)]. \quad (3.19)$$

Aus Gl. (3.19) ist sofort ersichtlich, daß die resultierende Intensität  $I$  bei einer Phasendifferenz  $\delta_1 - \delta_2 = 0, 2\pi, 4\pi, \dots$  das Vierfache der Intensität  $I_0$  der Teilwellen beträgt, d. h.

$$I = 4I_0, \quad (3.20)$$

während für

$$\delta_1 - \delta_2 = \pi, 3\pi, 5\pi, \dots$$

gilt

$$I = 0. \quad (3.21)$$

Die Superposition von Wellen bezeichnet man als Interferenzerscheinung. Die Interferenz kann, wie wir später sehen werden, bei realen Lichtquellen nur unter bestimmten Bedingungen zustande kommen. Wir befassen uns damit gemäß dem in Abschn. 3.1. Gesagten nicht. Es ist aber erforderlich, die obigen Ergebnisse über die Interferenz von unendlichen sinusförmigen Bündeln auf Bündel mit endlichem Querschnitt zu erweitern sowie diejenigen Apparate kennenzulernen, mit denen die Interferenz leicht zu verwirklichen ist.

Im oben Gesagten beschrieben wir die Eigenschaften einer elektromagnetischen Welle mit scharfer Ausbreitungsrichtung ( $x$ -Achse) und unendlich großem Querschnitt. Wir übertragen nun die obigen Ergebnisse auf Bündel mit endlichem Querschnitt.

Die Verallgemeinerung ist dann am einfachsten, wenn ein solches Bündel betrachtet wird, das in jedem Punkt die gleiche Fortpflanzungsrichtung der elektromagnetischen Strahlung besitzt. Wenn innerhalb des Querschnitts eines solchen sog. *parallelen Bündels* die durch Gl. (3.3) und Gl. (3.6) gegebene Beschreibung der elektrischen bzw. magnetischen Welle (mit gleichem Argument des Sinus) gültig bleibt, so ist dieser Querschnitt gleichzeitig der geometrische Ort von Punkten gleicher Phase des Bündels, mit anderen Worten, eine *Phasenfläche*. Da die Phasenfläche in diesem Falle eine Ebene ist, sprechen wir von einer *ebenen Welle*. Aus dem oben Gesagten folgt, daß Ebenen nur die Phasenflächen eines ideal *parallelen Bündels* sein können.

Wir müssen noch kurz auf die am Bündelrand auftretenden Erscheinungen eingehen. Daß die Intensität am Rande eines parallelen Bündels von dem konstanten Wert im Inneren des Bündels auf Null springt, ist eine Idealisierung. In Wirklichkeit fällt die Intensität allmählich ab. Wie wir später sehen werden (Abschn. 3.4.), ist in dem Fall, daß wir in den Weg des Bündels einen undurchsichtigen Gegenstand stellen, auch in dessen geometrischem Schatten eine Intensität festzustellen.

Befassen wir uns jetzt mit einem Apparat, mit dessen Hilfe sich Interferenzen verwirklichen lassen, mit dem sog. Interferometer.

Eine der häufigsten Ausführungsformen von Zwei-Bündel-Interferometern ist das sog. Michelson-Interferometer (Abb. 3.5). Hier werden die interferierenden elektromagnetischen Wellen (Bündel 1 und 2) durch die Aufspaltung eines einzigen Bündels in zwei Teilwellen mittels eines halbdurchlässigen Spiegels  $HS$  erzeugt. Das durch den halbdurchlässigen Spiegel  $HS$  hindurchtretende bzw. das von ihm reflektierte Bündel wird an einem senkrecht zu seiner Fortpflanzungsrichtung stehenden Spiegel  $S_1$  bzw.  $S_2$  in sich

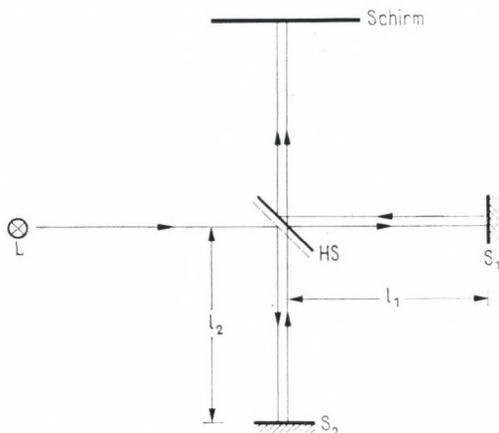


Abb. 3.5

reflektiert. Ein Teil des reflektierten Bündels 1 bzw. 2 wird an dem halbdurchlässigen Spiegel reflektiert bzw. tritt durch ihn hindurch; so entsteht zwischen den Teilbündeln wegen  $L = 2 |l_1 - l_2|$  nach Gl. (3.8b) eine Phasendifferenz

$$\delta = 2 |l_1 - l_2| \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (3.22)$$

Das resultierende, durch die Vereinigung beider Bündel mittels des halbdurchlässigen Spiegels  $HS$  entstandene Bündel erzeugt ein Interferenzbild auf dem Schirm. Die Größe  $L = 2 |l_1 - l_2|$ , die in Gl. (3.22) steht, wird als *Armlängendifferenz* des Interferometers bezeichnet. Wir bemerken, daß die Intensitäten der zwei interferierenden Wellen, die durch diese Anordnung erzeugt werden, auch dann gleich sind, wenn der halbdurchlässige Spiegel durch einen teilweise durchlässigen ersetzt wird, d. h., sie sind unabhängig von dem Reflexions- bzw. Transmissionskoeffizienten des teilweise durchlässigen Spiegels. Dies folgt daraus, daß

beide interferierende Wellen einmal an dem durchlässigen Spiegel reflektiert werden und einmal hindurchtreten. So kann also die durch die beiden Wellen erzeugte Interferenz nach Gl. (3.19) berechnet werden. In dem Falle, daß die Spiegel  $S_1$  und  $S_2$  zueinander und zu den Bündeln 1 bzw. 2 genau senkrecht stehen sowie der halbdurchlässige Spiegel parallel zu der Winkelhalbierenden des rechten Winkels zwischen den Spiegeln  $S_1$  und  $S_2$  steht, weiterhin, wenn alle erwähnten optischen Elemente ideal ebene Oberflächen besitzen (also die entsprechenden Abweichungen ihrer Oberflächen von einer Ebene vernachlässigbar klein sind im Vergleich zur Wellenlänge des verwendeten Lichtes), wird das Interferenzbild nach dem im Zusammenhang mit den Gleichungen (3.19) und (3.22) Gesagten vollkommen dunkel sein, wenn

$$|l_1 - l_2| = m \frac{\lambda}{4} \quad (m = 1, 3, 5, \dots) \quad (3.23)$$

ist, aber es wird sich ein vollkommen helles Bild ergeben, wenn gilt

$$|l_1 - l_2| = m \frac{\lambda}{2} \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (3.24)$$

Bei einer weniger genauen Einstellung besteht das Interferenzbild aus einem Wechsel von hellen und dunklen Streifen. Das Auftreten von Streifen ist leicht zu erklären. Wenn nämlich die Fortpflanzungsrichtungen der beiden Bündel in dem Raum zwischen dem halbdurchlässigen Spiegel und dem Schirm einen Winkel einschließen, so schließen auch die Phasenflächen der beiden interferierenden Wellen einen Winkel ein, und es interferieren die beiden Bündel innerhalb des Raumes mit einer veränderlichen Phasendifferenz  $\delta$ .

In einer Richtung  $x$ , die senkrecht zur Schnittlinie der Phasenflächen der beiden Bündel steht, zeigt die Intensitätsabhängigkeit des Interferenzbildes im idealen Fall einen Verlauf gemäß Abb. 3.6. Man beachte dabei, daß der Ort  $x$  in diesem Fall eindeutig die zwi-

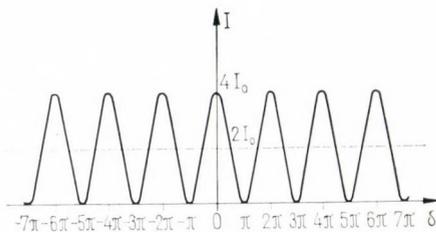


Abb. 3.6

schen den beiden interferierenden Bündeln bestehende Phasendifferenz  $\delta$  bestimmt. Die Intensitätsverteilung des Interferenzbildes beschreibt in diesem Falle ebenfalls Gl. (3.19), die nach dem Einsetzen von  $\delta_1 - \delta_2 = \delta$  auch in folgender Form geschrieben werden kann:

$$I = 4I_0 \cos^2 \frac{\delta}{2}. \quad (3.25)$$

Die Interferenz zwischen mehreren Bündeln können wir in einer ähnlichen Weise erläutern. Von besonderem Interesse ist der Fall, daß eine große Anzahl von Wellen wellenförmig, wobei die Phasendifferenz zwischen benachbarten Wellen gleich ist und die Intensitäten in einem bestimmten Verhältnis zueinander stehen. Solche Bündel können erzeugt werden, wenn zwei teilweise durchlässige Spiegel  $HS_1$  und  $HS_2$  mit dem Reflexionsvermögen  $R$  parallel zueinander in einem Abstand  $D$  aufgestellt werden und wir eine ebene Welle unter einem Winkel  $\alpha$  auf den ersten Spiegel fallen lassen (Abb. 3.7a). In diesem Falle entsteht zwischen den durch den zweiten Spiegel tretenden Bündeln eine Phasendifferenz

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda} D \cos \alpha. \quad (3.26)$$

Die mittels der Anordnung gemäß Abb. 3.7a erzeugten Bündel ergeben nach ihrer Vereinigung mit Hilfe einer Linse auf dem Schirm ein Interferenzbild, das aus konzentrischen Kreisen besteht. Die Intensitätsverteilung des Interferenzbildes weist wesentlich schärfere Maxima auf (Abb. 3.7b) als die Intensitätsverteilung der Interferenzbilder bei einem Zwei-Bündel-Interferometer (vgl. Abb. 3.6). Es ist weiterhin zu beachten, daß die Intensitätsverteilung des Interferenzbildes auch von dem Reflexionsvermögen  $R$  der beiden teilweise durchlässigen Spiegel abhängt.

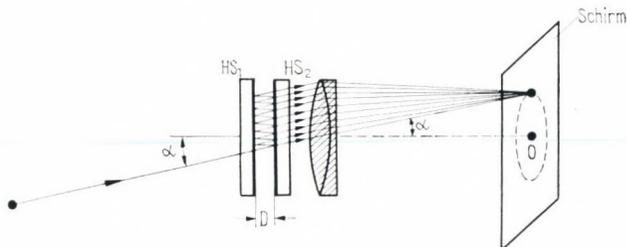


Abb. 3.7a

Ein interessanter Fall von Interferenzerscheinungen tritt auf, wenn zwei gleiche Wellen mit entgegengesetzter Fortpflanzungsrichtung interferieren.

Es seien die beiden Wellen

$$E_1 = E_0 \sin(\omega t - kx)$$

und

$$E_2 = E_0 \sin(\omega t + kx).$$

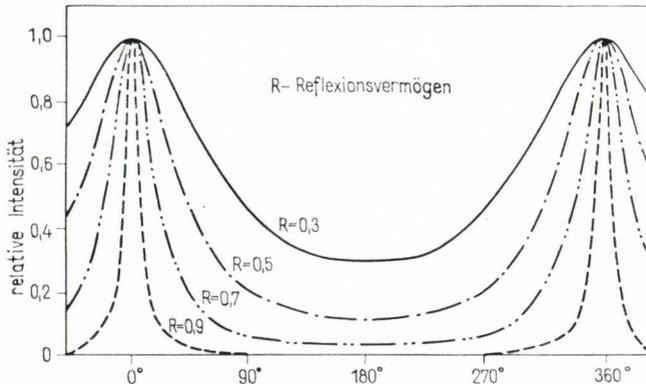


Abb. 3.7b

Die resultierende Feldstärke beträgt

$$E_r = E_1 + E_2 = 2E_0 \cos kx \sin \omega t. \quad (3.27)$$

Die Resultierende  $E_r$  beschreibt eine sog. *stehende Welle*. Berücksichtigt man Gl. (3.5), so erkennt man, daß die Resultierende  $E_r$  der Wellen an den Stellen  $x = \lambda/4, 3\lambda/4, 5\lambda/4$  immer gleich Null und an den dazwischenliegenden Stellen eine Funktion von  $x$  und  $t$  ist.

Befassen wir uns noch mit dem Fall, daß zwei elektromagnetische Wellen unterschiedlicher Frequenz interferieren. Es seien die beiden Wellen

$$E_1 = E_{10} \sin(\omega_1 t - k_1 x)$$

bzw.

$$E_2 = E_{20} \sin(\omega_2 t - k_2 x).$$

Unter Berücksichtigung der Beziehung

$$\sin \alpha + \sin \beta = 2 \sin \frac{1}{2}(\alpha + \beta) \cos \frac{1}{2}(\alpha - \beta)$$

und der vereinfachenden Annahme  $E_{10} = E_{20} = E_0$  beträgt die Feldstärke der Resultierenden  $E_r$

$$E_r = 2E_0 \cos\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2}t - \frac{k_1 - k_2}{2}x\right) \sin\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2}t - \frac{k_1 + k_2}{2}x\right). \quad (3.28)$$

Ist die Differenz der beiden Frequenzen (also auch die der Wellenlängen) klein, dann kann Gl. (3.28) folgendermaßen gedeutet werden: Der Sinusfaktor entspricht einer Welle, deren Frequenz das algebraische Mittel der beiden Frequenzen ist. Das gleiche

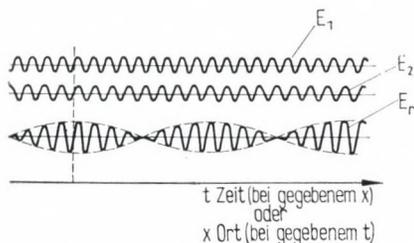


Abb. 3.8

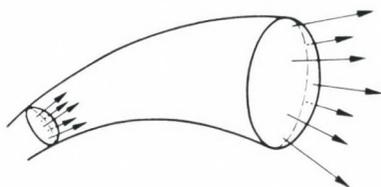


Abb. 3.9

gilt für die Wellenzahl. Da  $\omega_1 \approx \omega_2$  und  $k_1 \approx k_2$  ist, ändert sich diese Sinusfunktion ebenso schnell wie die ursprünglichen interferierenden Wellen. Im Argument der Kosinusfunktion stehen aber die Differenzen der Frequenzen und der Wellenzahlen, die wesentlich kleiner sind als die entsprechenden Größen für die ursprünglichen Wellen. Die Kosinusfunktion ändert sich im Vergleich mit der Sinusfunktion langsam. Erstere kann somit als die sich zeitlich und räumlich langsam ändernde Amplitude der Sinusfunktion aufgefaßt werden.

Diese Erscheinung bezeichnen wir als *Schwebung*, ihr Ablauf ist in Abb. 3.8 dargestellt.

Im Vorangegangenen behandelten wir diejenigen Erscheinungen und Gesetzmäßigkeiten, die sich auf parallele Bündel beziehen. Das bisher Gesagte kann selbstverständlich auf beliebige Bündel verallgemeinert werden (Abb. 3.9). Dabei sind folgende Fakten zu berücksichtigen:

1. Bei einem beliebigen Bündel ist die Phasenfläche keine Ebene mehr, sondern eine solche Fläche, die in jedem Punkt des Bündelquerschnittes die dort vorliegende *Fortpflanzungsrichtung* zur Normalen hat.

2. Die Amplitude der Feldstärke ist nicht in jedem Querschnitt die gleiche, sie ist nicht einmal über einen Querschnitt konstant.

Aus dem Gesetz der Erhaltung der Energie ergibt sich, daß für jeden beliebigen Querschnitt  $\sigma$  eines Bündels

$$\int_{\sigma} E_0^2 df = \text{const} \quad (3.29)$$

gelten muß. Ein praktisch wichtiger Fall ist der, daß die Phasenfläche eine Kugel ist. Eine solche Welle bezeichnen wir als *Kugelwelle*. Da der Querschnitt einer Kugelwelle quadratisch mit der Entfernung von der Lichtquelle anwächst, ist zur Erfüllung der Bedingung (3.29) erforderlich, daß sich die Amplitude der Feldstärke wie  $1/r$  ändert, d. h., daß

$$E = \frac{E_0}{r} \sin(\omega t - kr - \delta) \quad (3.30)$$

ist.

Wir bemerken, daß sich ein kleiner Ausschnitt aus einer Kugelwelle in guter Näherung wie eine ebene Welle verhält.

### 3.3. Endliche Wellenzüge

Im Vorangegangenen behandelten wir die für die unendlichen sinusförmigen elektromagnetischen Wellen gültigen Gesetzmäßigkeiten. In der Natur existieren aber im Bereich der sichtbaren elektromagnetischen Strahlung keine unendlichen sinusförmigen Wellen. Dazu beachten wir, daß eine Lichtwelle die von ihr transportierte Energie [siehe Gl. (3.13)] dem die Welle ausstrahlenden System entzieht. Da die Welle aus der Summe der von den einzelnen Atomen zufällig ausgestrahlten Elementarwellen besteht (Kapitel I.) und die einzelnen Atome nur eine bestimmte endliche Energie besitzen, muß sich die Amplitude der ausgestrahlten Elementarwellen vermindern, das bedeutet, daß die Elementarwelle ein sog. *Wellenzug* endlicher Zeitdauer und Länge sein wird.

Untersuchen wir zuerst die Form einer von einem einzigen Atom ausgestrahlten Lichtwelle. Zuvor möchten wir an Hand eines stark vereinfachten klassischen Modells eine wichtige Eigenschaft der Emission erläutern. Wir nehmen näherungsweise an, daß ein emittierendes Atom während der Emission als ein linearer Oszillator aufgefaßt werden kann, d. h. als ein Elektron, das um einen — infolge seiner großen Masse — ruhenden Atomkern mit der Amplitude

$r$  und der Kreisfrequenz  $\omega$  oszilliert. Nach der ausführlichen Theorie verliert ein Oszillator mit der Gesamtenergie

$$W = \frac{mr^2 \omega^2}{2} \quad (3.31)$$

pro Zeiteinheit von seiner Energie den Betrag

$$-\frac{dW}{dt} = \frac{\omega^4 e^2 r^2}{3c^3}. \quad (3.32)$$

Aus Gl. (3.31) und Gl. (3.32) folgt

$$\frac{dW}{W} = -\frac{1}{\tau_e} dt,$$

also

$$W = W_0 e^{-t/\tau_e}, \quad (3.33)$$

wobei

$$\tau_e = \frac{3m c^3}{2\omega^2 e^2} \quad (3.34)$$

die sog. *Relaxationszeit* bedeutet. Während der Relaxationszeit fällt die Intensität der ausgesandten Strahlung auf den  $e$ -ten Teil ab.

Wenn wir berücksichtigen, daß im sichtbaren Bereich  $\omega = 2\pi\nu \approx 10^{15}$  Hz ist, ergibt sich nach Gl. (3.34) ein  $\tau_e \approx 10^{-7}$  s. Vergleichen wir diesen Wert mit der Schwingungsdauer  $T_0$  des Lichtes, so stellen wir fest, daß während der Zeit, in der die Intensität auf den 2,78-sten Teil abfällt,  $\tau_e/T_0 \approx 0,4 \cdot 10^8$  (also annähernd 100 Millionen) Schwingungen vor sich gehen.

Auf Grund dieser Überlegungen verwenden wir zur Beschreibung einer die Wirklichkeit besser annähernden sog. *endlichen sinusförmigen Lichtwelle* oder, anders ausgedrückt, eines Wellenzuges den folgenden Ausdruck:

$$E = E_0(t, x) \sin(\omega t - kx - \delta), \quad (3.35)$$

wobei unter Berücksichtigung von Gl. (3.33) üblicherweise angenommen wird, daß

$$E_0(t, x) = \begin{cases} E_0 e^{-\frac{1}{\theta_e} \left(t - \frac{x}{c}\right)} & \text{für } t - \frac{x}{c} \geq 0, \\ 0 & \text{für } t - \frac{x}{c} < 0 \end{cases} \quad (3.36)$$

gilt. Die Zeit  $\theta_e$  bzw. die Länge  $A = c \theta_e$ , in der bzw. längs deren die Exponentialfunktion in Gl. (3.35) auf den  $e$ -ten Teil abklingt, bezeichnet man als *Emissionsdauer* bzw. *Länge des Wellenzuges*.

Nach dem oben Gesagten kann der Gültigkeitsbereich für die Beschreibung durch unendliche sinusförmige Wellen angegeben werden. Demnach können die in Abschn. 3.2. erläuterten Zusammenhänge als Näherung bei wesentlich kürzeren Zeitbereichen als  $\theta_e$  und bei wesentlich kleineren Wegdifferenzen als  $\lambda$  verwendet werden. Um aber die wahren Verhältnisse anzunähern, müssen wir die in Abschn. 3.2. erläuterten Erscheinungen mit den auf die Feldstärke bezogenen Gleichungen (3.35) und (3.36) behandeln.

Die Endlichkeit von Wellenzügen kann gut veranschaulicht werden, wenn wir den Betrieb des Michelson-Interferometers bei endlichen Wellenzügen betrachten. Die entsprechenden Verhältnisse sind in Abb. 3.10 dargestellt. Wie man sieht, treffen in dem

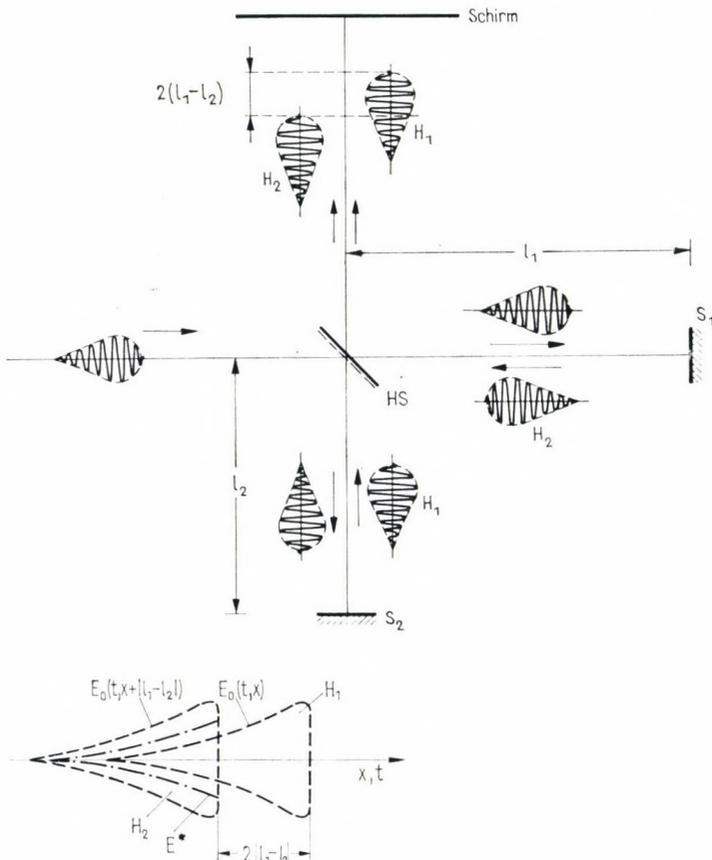


Abb. 3.10

Fall, daß die Armlängendifferenz  $2 |l_1 - l_2|$  des Interferometers die Größenordnung von  $\lambda$  erreicht, Teile der Wellenzüge  $H_1$  und  $H_2$  mit verschiedener Amplitude in dem Raum zwischen dem halbdurchlässigen Spiegel und dem Schirm aufeinander. [In der Abbildung wächst die Front der Wellenzüge nicht sprunghaft an, wie es genau genommen nach Gl. (3.36) sein sollte. Damit wollen wir zum Ausdruck bringen, daß sich die Amplitude an der Stelle  $t - \frac{x}{c} = 0$  nicht sprunghaft ändert.] Daraus folgt, daß bei einer

Einstellung, die der Bedingung für das Auftreten von Interferenzminima [Gl. (3.23) in Abschn. 3.2.] entspricht, also für

$$|l_1 - l_2| = m \frac{\lambda}{4}, \quad (3.37)$$

wobei  $m$  eine ungerade Zahl und  $2 |l_1 - l_2| \sim \lambda$  ist, die Intensität an den Stellen der Minima der Intensitätsverteilung des Interferenzbildes nicht Null beträgt. In dem Raum zwischen dem halbdurchlässigen Spiegel  $HS$  und dem Schirm »überlappt sich« das um  $L = 2 |l_1 - l_2|$  voreilende Bündel nur mit einem Teil des anderen Bündels. Die Differenz der Amplituden

$$E^* = E_0(t, x + 2 |l_1 - l_2|) - E_0(t, x)$$

ruft eine Intensität  $I_{\min} = E^{*2}$  hervor, die sich derjenigen Intensitätsverteilung überlagert, die im Falle konstanter Amplituden entstanden wäre. Wenn der Wert von  $2 |l_1 - l_2|$  sehr groß ist und die Länge  $\lambda$  des Wellenzugs übersteigt, wenn also gilt

$$2 |l_1 - l_2| \gtrsim \lambda, \quad (3.38)$$

dann verschwindet die Interferenz, da die beiden interferierenden Wellenzüge in dem Raum zwischen dem halbdurchlässigen Spiegel und dem Schirm einander nicht einholen. So hängt also die Form des Interferenzbildes nicht nur davon ab, ob  $m$  gerade oder ungerade ist, sondern auch davon, ob  $m \frac{\lambda}{4}$  mit  $\lambda$  vergleichbar ist

oder nicht. Es ist gebräuchlich, die Abhängigkeit der Form des Interferenzbildes von der Differenz der Weglängen durch die Änderung der sog. Sichtbarkeit

$$v = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (3.39)$$

in Abhängigkeit von  $|l_1 - l_2|$  zu charakterisieren, wobei  $I_{\max}$

und  $I_{\min}$  den Kennzeichnungen in Abb. 3.11 entsprechen. Abb. 3.12 veranschaulicht die Sichtbarkeit  $v$  eines mit einem Michelson-Interferometer erzeugten Interferenzbildes im Falle eines endlichen Wellenzuges der Länge  $A$  in Abhängigkeit von  $|l_2 - l_1|$ .

Nach dem oben Gesagten bestimmt  $A$  die maximale Wegdifferenz zwischen den verschiedenen Teilen eines Bündels, bei der noch ein zeitlich konstantes Interferenzbild entstehen kann. Wir

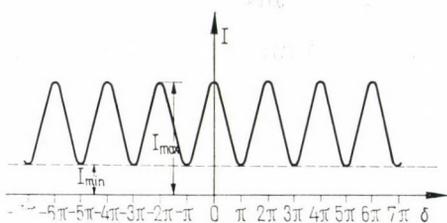


Abb. 3.11

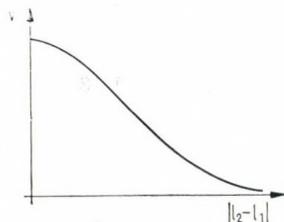


Abb. 3.12

haben schon erwähnt, daß  $A$  oft als Kohärenzlänge bezeichnet wird. Aus der obigen Definition von  $A$  folgt, daß diese Größe in erster Linie dafür charakteristisch ist, wie lange die Phase in dem Bündel im Durchschnitt konstant bleibt, d. h., die Kohärenzlänge kennzeichnet die *zeitliche Kohärenz* des Bündels. Da  $A$  nach der Gleichung  $A = c \theta_e$  zu  $\theta_e$  proportional ist, ist es üblich, die Emissionszeit als Kohärenzzeit zu bezeichnen. Durch detaillierte Untersuchungen kann man nachweisen, daß der Querschnitt eines Bündels, das von einer realen Lichtquelle ausgestrahlt wird, in seiner Gesamtheit nicht kohärent ist, sondern nur die Oberflächenelemente des Bündelquerschnitts Kohärenzeigenschaften aufweisen. Diese Erscheinung bezeichnen wir als *räumliche Kohärenz*.

Es muß betont werden, daß bei einem endlichen Wellenzug außer der sog. Mittenfrequenz [die mit dem Wert des in Gl. (3.35) auftretenden  $\omega$  in der Sinusfunktion übereinstimmt] auch Komponenten anderer Frequenz auftreten. Die Breite  $\delta\omega$  des Frequenzspektrums eines endlichen sinusförmigen Wellenzuges der Länge  $A$  ist nach den Gesetzen der Fourier-Analyse umgekehrt proportional der Länge  $A$ , also

$$\delta\omega \sim \frac{1}{A}. \quad (3.40)$$

Daraus ist ersichtlich, daß das Frequenzspektrum für  $A \rightarrow \infty$  zu einer Linie wird. Dies entspricht aber dem Fall einer unendlichen sinusförmigen Welle.

Untersuchen wir jetzt die Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer Gruppe von elektromagnetischen Wellen. Diese Geschwindigkeit ist die sog. Gruppengeschwindigkeit. Betrachten wir zu diesem Zweck eine durch Gl. (3.28) beschriebene resultierende Welle (siehe Abb. 3.8), und berechnen wir zuerst deren Phasengeschwindigkeit. Wir fassen die resultierende Welle als Zug von Wellenpaketen auf. Ein Wellenpaket liegt zwischen zwei Minima der Kosinusfunktion (also zwischen zwei Amplitudenminima), und die Welle selbst wird durch die schnellschwingende Sinusfunktion beschrieben.

Aus dem Argument der Sinusfunktion in Gl. (3.28) folgt unter Berücksichtigung von Gl. (3.9) die Phasengeschwindigkeit zu

$$v = \frac{\omega_1 + \omega_2}{k_1 + k_2}, \quad (3.41)$$

die sich kaum von der der Komponenten unterscheidet.

Anders liegen die Verhältnisse bei der Bewegung des gesamten Wellenpakets. Die Form des Pakets beschreibt die sich langsam ändernde Kosinusfunktion. Die Geschwindigkeit eines solchen Pakets ist die sog. Gruppengeschwindigkeit

$$u = \frac{\omega_1 - \omega_2}{k_1 - k_2} \approx \frac{d\omega}{dk}. \quad (3.42)$$

Da  $\omega = kv$  und  $k = 2\pi/\lambda$  ist, beträgt die Gruppengeschwindigkeit

$$u = v + k \frac{dv}{dk} = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}. \quad (3.43)$$

Im Vakuum gilt

$$\frac{dv}{d\lambda} = 0,$$

also

$$u = v,$$

d. h., die Phasen- und die Gruppengeschwindigkeiten stimmen überein. Wir werden aber sehen, daß der Brechungsindex von Dielektrika von der Wellenlänge abhängig ist, also  $\frac{dv}{d\lambda} \neq 0$  ist.

### 3.4. Fortpflanzung von elektromagnetischen Wellen in Materie

Im weiteren fassen wir die wichtigsten Gesetzmäßigkeiten zusammen, die die Fortpflanzung von Licht bzw. von elektromagnetischer Strahlung in Materie beschreiben.

*Das Absorptionsgesetz.* Wenn ein Bündel auf die Oberfläche eines Dielektrikums fällt, wird dort ein Teil reflektiert, ein Teil dringt in das Dielektrikum ein (Abb. 3.13; dabei wird angenommen, daß  $\epsilon_1 = 1$  und  $\mu_1 = 1$  gilt, also das Medium links von der Grenzfläche Vakuum ist).

Untersuchen wir zuerst das in das Dielektrikum eindringende Bündel. Die Intensität dieses Bündels ändert sich während des

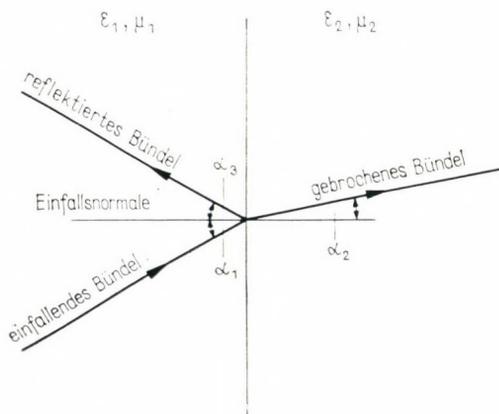


Abb. 3.13

Eindringens in das Dielektrikum, und zwar so, daß die Intensität nach dem Inneren des Materials zu auf einer Strecke  $dx$  in Fortpflanzungsrichtung in einer von den Eigenschaften des Materials und der Wellenlänge des Lichtes abhängigen Weise abfällt. Die Intensitätsänderung  $dI$  ist proportional zu  $dx$  sowie zur Intensität  $I$  des einfallenden Bündels und zum Absorptionskoeffizienten  $\mu(\lambda)$ , der die Materialeigenschaften ausdrückt (und im allgemeinen stark von der Wellenlänge des Lichtes abhängig ist). Es gilt also

$$-dI = I\mu(\lambda) dx. \quad (3.44)$$

Durch Integration von Gl. (3.44) erhalten wir das Absorptionsgesetz

$$I = I_0 e^{-\mu(\lambda)x}, \quad (3.45)$$

wobei  $I_0$  die Intensität an der Materialoberfläche bezeichnet.

Man muß aber betonen, daß das durch Gl. (3.45) beschriebene Absorptionsgesetz nur bis zu einer von der Wellenlänge des einfallenden Lichtes abhängigen Intensität  $(I_0)_{\max}$  gültig ist (deren Wert — wie wir in Kapitel 5. sehen werden — unter anderem von der Lebensdauer der während der Absorption durchlaufenen Energiezustände bestimmt wird).

Bei Werten  $I_0 > (I_0)_{\max}$  absorbiert das Material immer weniger (Abb. 3.14). Derartige Lichtintensitäten  $I_0 > (I_0)_{\max}$  können aber im allgemeinen nur mit Lasern erreicht werden.

*Die Brechung des Lichtes.* Wir untersuchen jetzt die Richtung des gebrochenen bzw. reflektierten Lichtes. Es falle eine sich im Vakuum fortplanzende ebene Welle unter einem Winkel  $\alpha_1$  auf ein durch eine ebene Oberfläche begrenztes Dielektrikum (dieser Fall entspricht bei den in der Abb. 3.15 dargestellten Verhältnissen

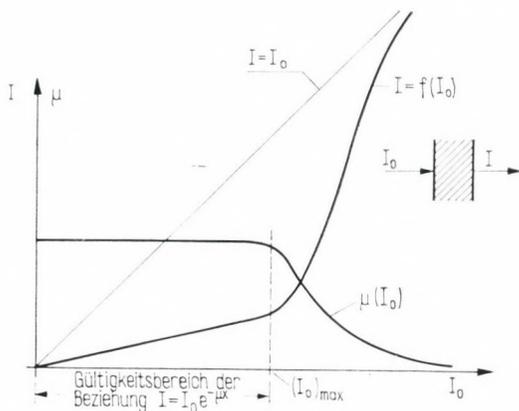


Abb. 3.14

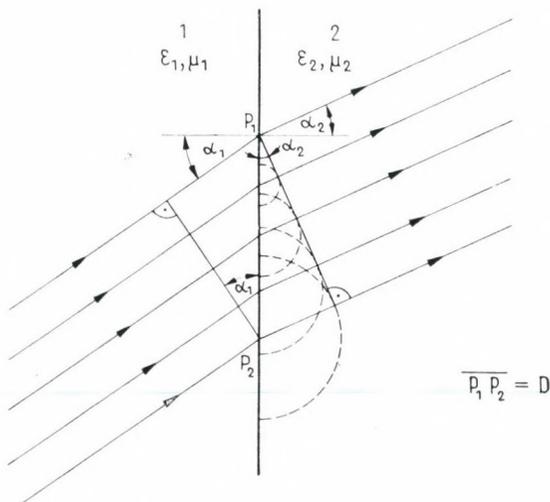


Abb. 3.15

den Werten  $\varepsilon_1 = \mu_1 = 1$ ), das eine Dielektrizitätskonstante  $\varepsilon_2$  und eine magnetische Permeabilität  $\mu_2$  besitze. Die Erfahrung zeigt, daß ein Teil des einfallenden Lichtes im Sinne des Reflexionsgesetzes unter dem Winkel  $\alpha_3 = \alpha_1$  reflektiert wird, wobei sich der übrige Teil des Lichtes in dem Dielektrikum unter einem Winkel  $\alpha_2$  weiter fortpflanzt. Der einfallende, der reflektierte und der durchgehende Strahl sowie die Oberflächennormale liegen in einer Ebene. Der zwischen den Winkeln  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  bestehende Zusammenhang ist das sog. Brechungsgesetz

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2}. \quad (3.46)$$

Dieses Gesetz hat eine ähnliche Form in dem allgemeinen Fall, wo eine sich in einem Medium mit  $\varepsilon_1$  bzw.  $\mu_1$  fortpflanzende ebene Welle unter einem Winkel  $\alpha_1$  auf die Grenzfläche eines Dielektrikums mit den Kennzahlen  $\varepsilon_2$  bzw.  $\mu_2$  fällt. Der Brechungswinkel  $\alpha_2$  kann dann nach der Gleichung

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \sqrt{\frac{\varepsilon_2 \mu_2}{\varepsilon_1 \mu_1}}$$

berechnet werden. Es besteht der Zusammenhang

$$\sqrt{\varepsilon \mu} = n, \quad (3.47)$$

wobei  $n$  der Brechungsindex ist. Somit kann geschrieben werden:

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (3.48)$$

Wir bestimmen zum ausführlichen Studium der Brechungerscheinung (siehe Abb. 3.13) die Amplitudenverhältnisse zwischen dem reflektierten und dem in das Material eingedrungenen Bündel für den Fall, daß die elektromagnetische Welle aus der Luft ( $n_1 \approx 1$ ) in ein Material mit dem Brechungsindex  $n_2 = n$  eindringt. Die Ergebnisse sind in Abhängigkeit vom Einfallswinkel  $\alpha_1$  in Abb. 3.16 dargestellt. Es werden zwei Fälle unterschieden; in dem ersten ist die Polarisationsebene<sup>1</sup> der linear polarisierten einfallenden Welle parallel zu der von dem einfallenden Strahl und dem Einfallslot bestimmten sog. *Einfallsebene*, im zweiten Fall steht sie senkrecht dazu. Wir nehmen an, daß die einfallende elektromagnetische

<sup>1</sup> Der historischen Tradition folgend verstehen wir hier unter der Polarisationsebene die vom *magnetischen* Feldvektor und der Einfallrichtung aufgespannte Ebene.

Welle die Amplitude Eins besitzt. Die Amplitude der reflektierten bzw. durchgehenden Welle bezeichnen wir im ersten Falle mit  $R_{\parallel}$  bzw.  $T_{\parallel}$ , im zweiten mit  $-R_{\perp}$  bzw.  $T_{\perp}$ . Das negative Vorzeichen vor der Amplitude der reflektierten Welle weist nach der ausführlichen Theorie auf die zwischen der einfallenden und der reflektierten Welle vorhandene Phasendifferenz  $\delta = \pi$  hin.

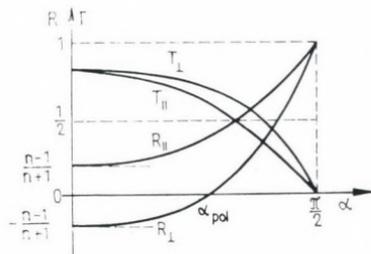


Abb. 3.16

Die Amplitudenverhältnisse zwischen der einfallenden Welle  $A$ , der gebrochenen Welle  $B$  und der reflektierten Welle  $C$  werden durch die sog. Fresnelschen Formeln gegeben:

$$\begin{aligned} A_{\parallel} : B_{\parallel} : C_{\parallel} \\ = \sin(\alpha_1 + \alpha_2) : (\sin(\alpha_2 + \alpha_1) + \sin(\alpha_2 - \alpha_1)) : \sin(\alpha_2 - \alpha_1) \end{aligned}$$

bzw.

$$\begin{aligned} A_{\perp} : B_{\perp} : C_{\perp} \\ = \tan(\alpha_1 + \alpha_2) : \left( \frac{\tan(\alpha_1 + \alpha_2)}{\cos(\alpha_1 - \alpha_2)} - \frac{\tan(\alpha_1 - \alpha_2)}{\cos(\alpha_1 + \alpha_2)} \right) : \tan(\alpha_1 - \alpha_2). \end{aligned}$$

Die in der Abbildung dargestellten Amplitudenwerte sind nach diesen Gleichungen zu berechnen, wenn man die zwischen dem Brechungsindex und den Winkeln bestehenden Zusammenhänge gemäß Gl. (3.48) berücksichtigt.

Wir müssen auf einen für die Lasertechnik wichtigen Fall besonders eingehen. Wie auch aus der Abbildung zu ersehen ist, wird der senkrecht polarisierte Teil der reflektierten Welle bei einem bestimmten Einfallswinkel  $\alpha = \alpha_{\text{pol}}$  gleich Null. Da nach dem oben angeführten Zusammenhang

$$R_{\perp} = - \frac{\tan(\alpha_1 - \alpha_2)}{\tan(\alpha_1 + \alpha_2)}$$

gilt, ist klar, daß ein solcher Einfallswinkel existiert, bei dem das Licht nicht reflektiert wird.

$$R_{\perp} = 0$$

entspricht dem Fall, daß  $\tan(\alpha_1 + \alpha_2)$  von dem Wert  $+\infty$  auf  $-\infty$  springt, also ist

$$\alpha_{\text{pol}} + \alpha_2 = \frac{\pi}{2}.$$

Der Winkel  $\alpha_{\text{pol}}$  ist nichts anderes als der sog. *Brewster-Winkel*, also derjenige Einfallswinkel, bei dem das gebrochene und das reflektierte Bündel senkrecht zueinander stehen. Der Wert des Winkels  $\alpha_{\text{pol}}$  ergibt sich aus dem Brechungsindex des Mediums nach der Gleichung

$$\tan \alpha_{\text{pol}} = n. \quad (3.49)$$

Bekanntlich ändert sich die Lichtgeschwindigkeit in einem Dielektrikum in der Weise, daß zwischen der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum ( $c$ ), dem auf das Dielektrikum bezogenen Brechungsindex  $n$  und der Lichtgeschwindigkeit im Dielektrikum ( $v$ ) der Zusammenhang

$$v = \frac{c}{n} \quad (3.50)$$

besteht. Die Lichtgeschwindigkeit wird also in einem Dielektrikum in Abhängigkeit von den Materialeigenschaften im Vergleich zum Vakuumwert herabgesetzt.

Innerhalb des Materials spielen bei der Fortpflanzung des Lichtes die zum Kristallgitter, aus dem das Dielektrikum aufgebaut ist, gehörigen Elektronen eine Rolle. Die Schwingungseigenschaften dieser Elektronen (Amplitude, Phase usw.) hängen aber von der Frequenz der die Schwingung erregenden elektromagnetischen Welle ab. Dies verursacht die Frequenzabhängigkeit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit  $v$  bzw. des Brechungsindex  $n$ .

Das Brechungsgesetz kann an Hand der an den Grenzflächen zweier Medien mit verschiedenen Brechungsindizes auftretenden Fortpflanzungsgeschwindigkeiten gut veranschaulicht werden. Diejenige Phasenfläche des einfallenden Bündels, die das mit 2 bezeichnete Dielektrikum zu einem gegebenen Zeitpunkt gerade am unteren Rand des Bündels (im Punkt  $P_2$ ) erreichte (siehe Abb. 3.15), erreicht am anderen Rande des Bündels (im Punkt  $P_1$ ) nach einer Zeit

$$\theta = \frac{D \sin \alpha_1}{c/n_1} \quad (3.51)$$

das Dielektrikum 2. ( $D$  ist der Abstand zwischen  $P_1$  und  $P_2$ .) Während dieser Zeit wird von dem Punkt  $P_2$  eine Kugelwelle ausgestrahlt, deren Geschwindigkeit

$$v = \frac{c}{n_2} \quad (3.52)$$

beträgt und die daher unter Berücksichtigung von Gl. (3.51) im Dielektrikum 2 in der Zeit  $\theta$  eine Strecke

$$D \sin \alpha_2 = \theta \frac{c}{n_2} = \frac{n_1}{n_2} D \sin \alpha_1 \quad (3.53)$$

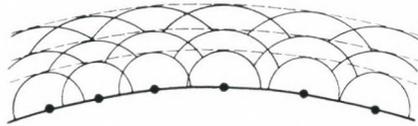


Abb. 3.17

zurücklegt. Gl. (3.53) stimmt mit dem Brechungsgesetz (3.48) überein. Wir betonen weiterhin, daß aus der obigen geometrischen Konstruktion folgt, daß die Phasenfläche auch in dem Dielektrikum 2 eben sein wird, da die Betrachtungen für einen beliebigen Wert von  $D$  gelten und die Kugelwellen eindeutig eine Ebene bestimmen.

Die gegebene Herleitung des Lichtbrechungsgesetzes beruht auf dem *Huygensschen Prinzip*, demzufolge ein jeder Punkt der Phasenfläche einer elektromagnetischen Welle der Ausgangspunkt von weiteren Kugelwellen ist (Abb. 3.17). Diese Hypothese, die HUYGENS seinerzeit aufgrund von Beobachtungen anderer physikalischer Vorgänge (z. B. Fortpflanzung von Wasserwellen) eher gefühlsmäßig als nach Kenntnis tieferliegender Zusammenhänge aufstellte, beinhaltet dem Wesen nach die nach unseren heutigen Kenntnissen immer noch gültige Tatsache, daß die Elektronen der einzelnen Atome eines Materials nach einer äußeren Erregung Kugelwellen ausstrahlen und diese sog. sekundären Kugelwellen mit der erregenden Primärwelle zusammen die resultierende Feldstärke im Dielektrikum bzw. in dem sich an das Dielektrikum anschließenden Raum ausbilden.

Das Huygenssche Prinzip und der bei der Erläuterung der Abb. 3.15 behandelte Vorgang ermöglichen auch das Verständnis verschiedener optischer Elemente (z. B. von Linsen, Prismen usw.). Diese sind aus geeignet gewählten Dielektrika gefertigte Elemente, die dem Problem angepaßte Grenzflächen besitzen. Die Grenz-

flächen der Elemente wurden so ausgebildet, daß die die Sekundärwellen ausstrahlenden Atome von der Primärwelle mit entsprechender Phasenverzögerung erregt werden, und die Primär- und die Sekundärwelle zusammen erzeugen das austretende Bündel.

Im folgenden sollen die wichtigsten Gesetzmäßigkeiten für die zwei meistverwendeten optischen Elemente kurz zusammengefaßt werden.

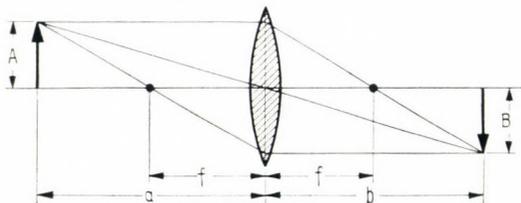


Abb. 3.18

*Linsen-Formel.* Zwischen der Gegenstandsweite  $a$ , der Bildweite  $b$  und der Brennweite  $f$  (Abb. 3.18) besteht der Zusammenhang

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}, \quad (3.54)$$

und zwischen der Gegenstandsgröße  $A$ , der Bildgröße  $B$  und der Vergrößerung  $N$  die Beziehung

$$\frac{a}{b} = \frac{A}{B} = N. \quad (3.55)$$

*Ablenkung durch ein Prisma.* Ein unter dem Winkel  $\alpha_1$  einfallendes Bündel wird durch ein Prisma mit einem brechenden Winkel  $\gamma$  und einem Brechungsindex  $n$  um

$$\delta = \alpha_1 + \alpha_2 - \gamma \quad (3.56)$$

abgelenkt (Abb. 3.19), wobei  $\alpha_2$  der Winkel zwischen der Richtung des aus dem Prisma austretenden Bündels und der Oberflächennormale des Prismas ist.

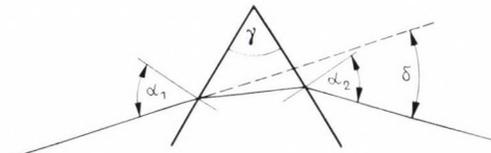


Abb. 3.19

Ein minimaler Wert der Ablenkung wird dann erreicht, wenn das einfallende und das austretende Bündel zur Winkelhalbierenden des brechenden Winkels symmetrisch sind. Dieser Wert ist der sog. *minimale Ablenkungswinkel*

$$\delta_{\min} = 2\alpha_1 - \gamma. \quad (3.57)$$

*Dispersion.* Wir untersuchen jetzt ausführlicher diejenigen Eigenschaften eines durch ein Dielektrikum hindurchtretenden Bündels, die von der Wellenlänge abhängig sind.

Wir haben schon erwähnt, daß das äußere elektromagnetische Feld einerseits die an die Atome eines Materials gebundenen Elektronen anregt (dieser Vorgang ist besonders im ultravioioletten Bereich von Bedeutung), andererseits werden die das Ionengitter des Materials bildenden Ionen in geringerem Maße angeregt. Nehmen wir zur Vereinfachung an, daß die Elektronen an die Atome durch quasielastische Kräfte gebunden sind, so erhalten wir einen Zusammenhang zwischen der Wellenzahl ( $k$ ) und der Kreisfrequenz ( $\omega$ ) der Form

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left( 1 + \frac{K}{\omega_0^2 - \omega^2} \right), \quad (3.58)$$

wobei  $\omega_0$  die Eigenfrequenz des Elektrons und  $K = \frac{Ne^2}{m}$  ist.

$N$  bezeichnet hier die Zahl der beteiligten Elektronen pro Volumeneinheit. Berücksichtigen wir, daß die Phasengeschwindigkeit nach Gl. (3.9)

$$v = \frac{\omega}{k}$$

ist und daß gleichzeitig gemäß Gl. (3.50)

$$n = \frac{c}{v}$$

gilt, so erhalten wir aus Gl. (3.58)

$$n^2(\omega) = 1 + \frac{K}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (3.59)$$

Der Brechungsindex weist also eine Frequenzabhängigkeit auf, mit anderen Worten, es liegt eine Dispersion vor.

Der Nenner im Ausdruck (3.59), also  $\omega_0^2 - \omega^2$ , ist immer positiv, da

$$\omega_{\text{rot}} < \omega < \omega_{\text{violett}} < \omega_0 \quad (3.60)$$

ist. Aus der Ungleichung (3.60) folgt die Relation  $n^2(\omega_{\text{rot}}) < n^2(\omega_{\text{violett}})$ ; das bedeutet, das rote Licht wird beim Durchgang durch das Prisma nicht so stark abgelenkt wie das violette.

Wenn wir die Schwingung der Ionen berücksichtigen, ändert sich die Form des Ausdrucks (3.59). Dann ergibt sich

$$n^2 = 1 + \frac{K}{\omega_0^2 - \omega^2} + \frac{K'}{\omega_{0i}^2 - \omega^2}, \quad (3.61)$$

wobei  $\omega_{0i}$  die Eigenfrequenz der Ionen und  $K' = PNc^2/M$  ist. ( $P$  bezeichnet dabei die Wertigkeit der Ionen,  $M$  eine für die Masse der Ionen charakteristische Größe, die sog. reduzierte Masse.) Bei Frequenzen, die in der Nachbarschaft der Eigenfrequenz liegen, also für

$$\omega \approx \omega_0,$$

sind Gl. (3.59) und Gl. (3.61) nicht mehr gültig, und es tritt der als anomale Dispersion bezeichnete Vorgang in Erscheinung, womit wir uns aber nicht befassen können.

*Doppelbrechung.* Wir müssen noch erwähnen, daß es auch Dielektrika gibt, bei denen die Lichtbrechung komplizierter ist, als wir es oben beschrieben haben. Bei diesen Materialien treten als Folge des einfallenden Bündels, abhängig von der Polarisisation, zwei Bündel auf: neben dem durchgehenden ordentlichen Bündel, das der Gl. (3.48) entspricht, ein durchgehendes sog. außerordent-

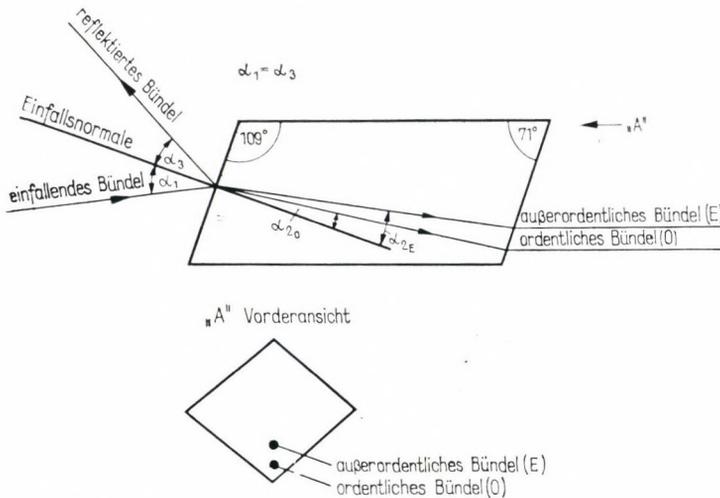


Abb. 3.20

liches Bündel. Aus diesem Grunde bezeichnet man diese Erscheinung als Doppelbrechung. Eine solche Doppelbrechung können wir bei mehreren, häufig vorkommenden natürlichen Kristallen (so z. B. Kalkspat und Quarz) beobachten. So bilden sich z. B. bei einem Kalkspatkristall nach Einstrahlung die in Abb. 3.20 dargestellten Bündel aus. Im Hinblick auf verschiedene Anwendungs-

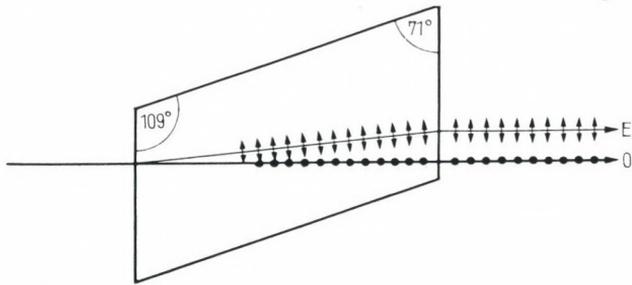


Abb. 3.21

möglichkeiten ist es bedeutsam, daß bei elliptisch oder zirkular polarisiertem oder unpolarisiertem einfallendem Licht nach Abb. 3.21 die Schwingungsebene des ordentlichen Bündels senkrecht zur Abbildungsebene steht, während die des außerordentlichen Bündels in der Abbildungsebene liegt.

Durch Ausnutzung der Doppelbrechung stellt man sog. Polarisatoren, d. h. optische Instrumente her, mit denen man aus beliebig polarisiertem Licht eine in einer beliebigen Ebene schwingende linear polarisierte Komponente aussondern kann. Ein solches Gerät ist das *Nicolsche Prisma*, das aus Kalkspat in der Weise hergestellt wird, daß die beiden Enden des Kristalls abgeschliffen werden, so daß der Winkel von  $71^\circ$  auf  $68^\circ$  herabgesetzt wird (Abb. 3.22). Der so hergestellte Kristall wird dann längs der Geraden

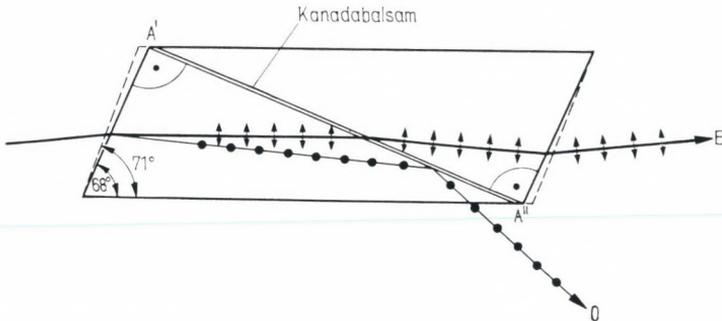


Abb. 3.22

$A'A''$  in zwei Teile geschnitten und danach mit Kanadabalsam erneut zusammengeklebt.

Die Polarisationsverhältnisse beim Austritt aus dem Nicolschen Prisma veranschaulicht Abb. 3.22. Wenn zwei Nicolsche Prismen so in den Strahlengang des Lichtes gesetzt werden, daß das Licht die Prismen hintereinander passiert, so erfüllt das erste die Funktion eines Polarisators, das zweite die eines Analysators. Beim Drehen des zweiten Kristalls um seine Längsachse beträgt die Austrittsintensität

$$I = I_0 \cos^2 \vartheta, \quad (3.62)$$

wobei der Drehwinkel  $\vartheta$  auf die Lage bezogen ist, bei der die Stirn- bzw. Endflächen der beiden Nicolschen Prismen parallel zueinander sind.

Es sei erwähnt, daß auch andere Materialien ähnliche Eigenschaften wie das Nicolsche Prisma aufweisen, obwohl die physikalische Erklärung der Erscheinung wesentlich komplizierter ist als die oben erläuterte Doppelbrechung. So ein Material ist z. B. der Turmalin-Kristall, der nur eine Komponente des natürlich polarisierten Lichtes durchläßt. Dem Turmalin-Kristall ähnliche Materialien sind auch künstlich herstellbar. Das sind die sog. Polaroidfilter.

*Reflexion an Metallen.* Untersuchen wir jetzt, was geschieht, wenn ein Bündel auf eine Metalloberfläche fällt. Dieser Prozeß entspricht dem Wesen nach dem Vorgang in Abb. 3.13, mit dem Unterschied selbstverständlich, daß das eindringende Bündel infolge der hohen Leitfähigkeit des Metalls nach einigen Wellenlängen absorbiert wird. Die Abhängigkeit des Reflexionsvermögens  $R$  vom Einfallswinkel  $\alpha$  zeigt Abb. 3.23. Für senkrechten Einfall zeigt

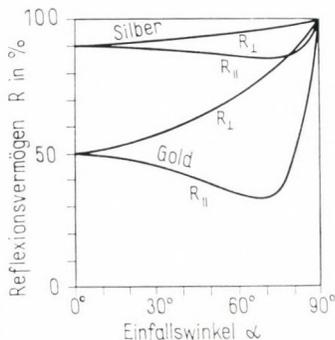


Abb 3.23

Abb. 3.24 die Abhängigkeit des Reflexionsvermögens von der Wellenlänge  $\lambda$ . Es muß betont werden, daß das reflektierte Bündel in diesem Falle aus Sekundärwellen besteht, die von den Elektronen des Materials, nämlich des Metalls, infolge der Erregung durch das einfallende Bündel ausgestrahlt werden, und daß die Polarisationsverhältnisse für das reflektierte Bündel sowohl von

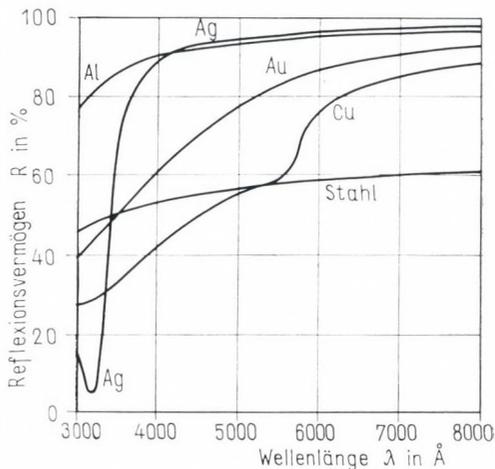


Abb. 3.24

der Polarisation des einfallenden Bündels als auch von der Einfallrichtung abhängen.

*Lichtbeugung.* Wir beschäftigen uns mit dem — für die Praxis wichtigen — Fall, daß zur Begrenzung des Lichtbündels ein Hindernis in den Strahlengang gesetzt wird, das eine praktisch unendlich große Absorption besitzt. Die Erfahrung zeigt, daß eine Lichtintensität auch in dem geometrischen Schatten des betreffenden Gegenstandes festzustellen ist. Diese als Lichtbeugung bezeichnete Erscheinung kann auf eine dem Obigen ähnliche Erscheinung zurückgeführt werden, nämlich darauf, daß die Grenzfläche des undurchdringlichen Hindernisses (Blende usw.), die von dem Bündel erregt wird, ebenfalls Sekundärwellen ausstrahlt, die mit der Primärwelle zusammen die resultierende Intensität hinter dem Hindernis ergeben. In praxi ist der Fall sehr wichtig, daß eine ebene Welle durch eine kreisförmige Öffnung des Durchmessers  $D$  begrenzt (abgeblendet) wird. Auf dem Schirm hinter der Öffnung

kann ein sog. Beugungsbild mit einer Intensitätsverteilung nach Abb. 3.25 bzw. nach der Formel

$$I = I_0 \left( \frac{2J_1(x)}{x} \right)^2$$

beobachtet werden, wobei  $J_1$  die Bessel-Funktion erster Ordnung und  $x = \pi D w / \lambda$  ist;  $w$  ist der Sinus des Winkels, unter dem der fragliche Punkt auf dem Schirm vom Mittelpunkt der Öffnung aus zu sehen ist. Der Winkel für das erste Intensitätsminimum des obigen Beugungsbildes kann nach der Formel

$$\sin \vartheta = \frac{1,22 \lambda}{D} \quad (3.63)$$

berechnet werden.

*Reflexion an einem bewegten Medium.* Es falle eine ebene Welle der Frequenz  $\nu$  senkrecht auf einen sich mit der Geschwindigkeit  $v_S$  bewegenden Spiegel. Die Frequenz des reflektierten Bündels ändert sich um  $\Delta\nu$  nach der Gleichung

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \pm \frac{2 v_S}{c} \quad (3.64)$$

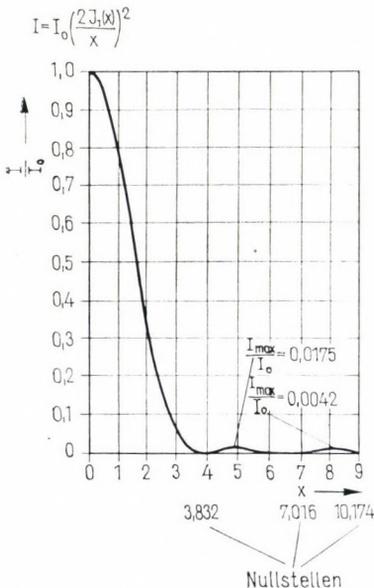


Abb. 3.25

in der Weise, daß das positive Vorzeichen bei sich näherndem, das negative bei sich entfernendem Spiegel zu nehmen ist. Weiterhin ändert sich im Falle einer mit der Geschwindigkeit  $v_Q$  bewegten Lichtquelle die von einem ruhenden Beobachter empfangene Frequenz gemäß der Beziehung

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \pm \frac{v_Q}{c}. \quad (3.65)$$

Die Erklärung dieser Erscheinungen kann auf die unter dem Namen »Doppler-Effekt« bekannte Abhängigkeit der Frequenz des von einer bewegten Lichtquelle ausgestrahlten Lichtes zurückgeführt werden. Der Faktor 2 in Gl. (3.64) rührt daher, daß sich eine Lichtquelle, die von einem mit der Geschwindigkeit  $v_S$  bewegten Spiegel gespiegelt wird, in Bewegungsrichtung des Spiegels scheinbar mit der Geschwindigkeit  $v_Q = 2v_S$  bewegt.

### 3.5. Eigenschaften des von realen Lichtquellen ausgestrahlten Lichtes. Eigenschaften der Emissions- und Absorptionsspektren

Eine reale Lichtquelle besitzt endliche Abmessungen und besteht daher aus sehr vielen Atomen. Die Atome regen wir durch das Einspeisen entsprechender Leistung  $P_{\text{ein}}$  an, die Wärme, chemische oder elektrische Energie sein kann. Infolge dieser Leistung strahlen die Atome der Lichtquelle elementare Wellenzüge [siehe die Gleichungen (3.35) und (3.36)] *vollkommen unabhängig* aus, ohne daß dabei die Emission eines Atoms auf die Emission der anderen Atome Einfluß hätte.

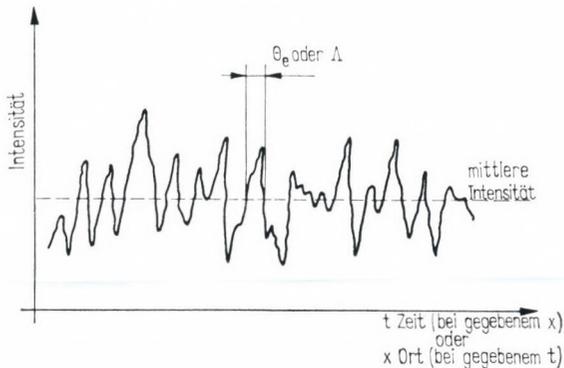


Abb. 3.26

Die von der Lichtquelle ausgestrahlte resultierende Intensität bildet sich durch Interferenz der Wellenzüge aus, die von den Atomen der Lichtquelle ausgestrahlt werden. Die resultierende Intensität ist selbstverständlich zeitlich nicht konstant, sondern sie weist momentane Schwankungen auf, deren Zeitdauer bzw. Länge in die Größenordnung der Emissionszeit  $\theta_e$  bzw. der Länge  $\lambda$  eines Wellenzugs fällt (Abb. 3.26). Die Eigenschaften eines von einer realen Lichtquelle ausgestrahlten Bündels unterscheiden sich in vieler Hinsicht von den Eigenschaften der in Abschn. 3.1. und in Abschn. 3.2. behandelten Bündel, da

1. die Intensität des aus der Lichtquelle austretenden Bündels nicht einmal dann konstant ist, wenn wir den Wert von  $P_{\text{ein}}$  sehr sorgfältig konstant halten, sondern kurzzeitige Fluktuationen aufweist, kurz gesagt, einen Rauschanteil enthält;

2. die Lichtwelle nur während einer Zeit von der Größenordnung der einzelnen atomaren Emissionen bzw. auf einer dementsprechenden Länge als eine Sinuswelle mit gegebener Phase betrachtet werden kann und anschließend eine neue Welle mit vollkommen zufällig sich ausbildender Phase zustande kommt.

Wir haben schon in Abschn. 3.3. erwähnt, daß die obengenannte zweite Eigenschaft der von realen Lichtquellen ausgestrahlten Lichtwellen zur Folge hat, daß nur etwa  $\lambda$ -lange Abschnitte der Lichtwelle die in Abschn. 3.2. erläuterte Kohärenzeigenschaft besitzen. Wir verwiesen auch darauf, daß das Interferenzbild in einem Michelson-Interferometer verschwindet, wenn  $2|l_1 - l_2| \geq \lambda$  ist. Die für die Interferenzerscheinung wesentliche Eigenschaft drücken wir bei einem von einer realen Lichtquelle ausgestrahlten Bündel so aus, daß wir sagen, das Bündel sei nur innerhalb der Länge  $\lambda$  kohärent. Zwischen  $\lambda$  und  $\theta_e$  besteht folgender Zusammenhang:

$$\lambda = c \theta_e. \quad (3.66)$$

Die Sichtbarkeit des mit einer realen endlichen Lichtquelle erzeugten Interferenzbildes hängt aber nicht nur von der Wegdifferenz zwischen den interferierenden Bündeln ab, sondern auch von den Abmessungen der Lichtquelle. Dies kann mit einem Zwei-Spalt- oder *Young-Interferometer* gut veranschaulicht werden (Abb. 3.27). Wenn wir eine punktförmige Lichtquelle  $F$  vor den Schirm mit zwei Spalten ( $S_1$  bzw.  $S_2$ ) setzen, gelangt das Licht infolge der Beugung hinter den Spalten auf zwei Wegen zu jedem Punkt des das Interferenzbild auffangenden Schirmes. Der eine Weg verläuft über  $FS_1P$ , der andere über  $FS_2P$ . So hängt die im

Punkt  $P$  zu beobachtende Intensität ausschließlich von der Differenz der beiden *optischen Wege*, von

$$\Delta L = (\overline{FS_1} + \overline{S_1P}) - (\overline{FS_2} + \overline{S_2P}), \quad (3.67)$$

ab. Verwenden wir an Stelle einer punktförmigen Lichtquelle eine reale Lichtquelle  $G$  endlicher Abmessungen, so treffen auf einen gegebenen Punkt  $P$  des Schirms verschiedene — jeweils von einem anderen Punkt der Lichtquelle emittierte — Strahlenpaare, deren Wegdifferenz unterschiedlich ist, so daß sich gewisse Paare ver-

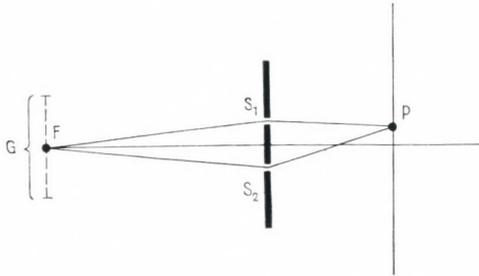


Abb. 3.27

stärken, andere dagegen schwächen. So ändert sich also die Sichtbarkeit des mit dem Schirm aufgefangenen Interferenzbildes auch mit den Abmessungen der Lichtquelle.

Untersuchen wir nun die wichtigsten Eigenschaften einiger verbreiteter Arten von Lichtquellen.

*Gasentladung.* Es wurde in Abschn. 2.1. erwähnt, daß die Atome in einem Gas als in hohem Maße voneinander unabhängig angesehen werden können. So können wir, wenn wir ein Gasentladungsröhre durch Einspeisung von elektrischer Leistung erregen (durch von außen angelegte Elektroden im Falle eines hochfrequenten Feldes oder durch eine elektrische Entladung, erzeugt zwischen Elektroden, die innerhalb des Gasgefäßes angebracht sind), das in Abschn. 2.3. erwähnte Atomspektrum beobachten. Untersuchen wir so erzeugtes Licht mit entsprechenden Instrumenten (Kapitel. 4.) näher, so stellen wir im allgemeinen fest, daß in seinem Spektrum nur einzelne scharfe Wellenlängen auftreten. Eine dieser Ursachen erwähnten wir schon in Abschn. 3.3. Der endliche Charakter der Wellenzüge hat zur Folge, daß im Spektrum neben der sog. Mittenfrequenz  $2\pi\nu = \omega$  des Wellenzuges noch weitere Frequenzen erscheinen. Demzufolge besitzt die betreffende Spektrallinie eine endliche Breite ( $\delta\nu$ ), die sog. *natürliche Linienbreite*.

Die Linienverbreiterung hat aber auch andere Ursachen. Dazu gehört z. B. die Erscheinung, daß das Atom während der Emission einen Stoß erleidet und sich demzufolge während der Ausstrahlung des elementaren Wellenzuges die Frequenz ändert. Dies ist die sog. *Druckverbreiterung*.

Eine Folge der Druckverbreiterung ist z. B. die, daß in einem Druckbereich von 10 bis 100 Atmosphären die Spektrallinien des Gases so breit werden, daß das Spektrum *kontinuierlich* wird, es kommen also in dem ausgestrahlten Licht alle Wellenlängen inner-

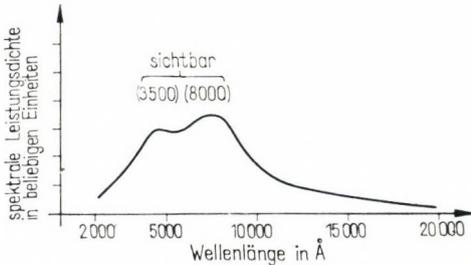


Abb. 3.28

halb eines bestimmten Bereichs vor. Das Spektrum eines solchen mit Xenon gefüllten Hochdruckentladungsrohres (einer sog. Blitzlampe) sehen wir in Abb. 3.28.

Als Folge der natürlichen Linienbreite und der Druckverbreiterung besitzt der resultierende Wellenzug eine Spektrallinie der Breite  $\delta\nu$ . Die beobachtete Linienbreite wird nicht nur — auch nicht in erster Linie — von dem Spektrum der einzelnen Wellenzüge bestimmt. Der Beobachter kann nämlich die Linienbreite nur an dem resultierenden Spektrum einer großen Zahl von Wellenzügen messen. Da aber die Atome in einer Lichtquelle im bewegten Zustand emittieren — der Grund dafür ist die Wärmebewegung und die Anregung —, beeinflußt diese Bewegung die Mittenfrequenz der in den einzelnen Elementaraktten ausgestrahlten Wellenzüge durch den Doppler-Effekt. Die einzelnen Linien der Breite  $\delta\nu$  und der Mittenfrequenz  $\nu_{01} \dots \nu_{0r}$  überlagern sich gemäß der Geschwindigkeitsverteilung der Atome (Abb. 3.29). Dies ist die sog. *Doppler-Verbreiterung*. Die Größe der Doppler-Verbreiterung ist — bezogen auf die Wellenlänge — gegeben durch

$$\Delta\lambda = 0,82 \cdot 10^{-6} \lambda_0 \left( \frac{T}{M} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.68)$$

oder, ausgedrückt durch die Frequenz,

$$\Delta\nu = 3581 \cdot 10^{-7} \nu_0 \left( \frac{T}{M} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (3.69)$$

Dabei ist  $M$  die relative Atommasse des betreffenden Gases und  $T$  die absolute Temperatur. In Gl. (3.68) bzw. Gl. (3.69) bezeichnen  $\lambda_0$  bzw.  $\nu_0$  die auf ein ruhendes Atom (und damit gleichzeitig auf das Zentrum der Doppler-Linie) bezogene Wellenlänge bzw. Frequenz. Einen der Doppler-Verbreiterung ähnlichen Einfluß auf

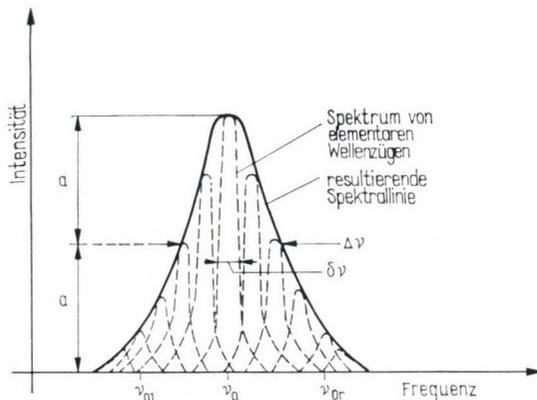


Abb. 3.29

die Linienbreite üben das elektrische Feld von Atomen und Ionen des Gases sowie äußere elektrische Felder aus. Es ist üblich, die durch deren Wirkung zustande gekommene Linienverbreiterung als *Stark-Verbreiterung* zu bezeichnen.

Aus obigen Gründen wird es bei der Durchführung von verschiedenen Berechnungen erforderlichlich, die Abhängigkeit der Intensitätsverteilung von Linien endlicher Breite von der Frequenz durch eine entsprechende Funktion zu beschreiben.

Im Falle eines geringen Doppler-Effektes kann die Intensitätsverteilung einer atomaren Linie  $S(\nu)$  durch eine sog. Lorentz-Kurve beschrieben werden:

$$S(\nu, \nu_0) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta\nu}{(\nu_0 - \nu)^2 + \left( \frac{\Delta\nu}{2} \right)^2}, \quad (3.70a)$$

wobei  $\Delta\nu$  die Halbwertsbreite der durch verschiedene verbreiternde Wirkungen zustande gekommenen resultierenden Linie ist.

Wie aus Gl. (3.70a) hervorgeht, ist die Funktion  $S(\nu, \nu_0)$  normiert, d. h., es gilt

$$\int_{-\infty}^{\infty} S(\nu, \nu_0) d\nu = 1. \quad (3.70b)$$

Die Form der Funktion  $S(\nu, \nu_0)$  bedingt, daß wir bei der Integration zwischen den Grenzen  $(\nu_0 - 2\Delta\nu)$  und  $(\nu_0 + 2\Delta\nu)$  an Stelle von  $\mp\infty$  ebenfalls nahezu den Wert Eins erhalten, daß also die Intensität hauptsächlich in das Intervall  $(\nu_0 - 2\Delta\nu; \nu_0 + 2\Delta\nu)$  fällt. Das Maximum der Lorentz-Funktion (3.70a) (an der Stelle  $\nu = \nu_0$ ) beträgt

$$S_{\max} = \frac{2}{\pi \Delta\nu}. \quad (3.70c)$$

Wenn die Linienbreite durch den Doppler-Effekt bestimmt wird, gilt

$$S(\nu, \nu_0) = \frac{1}{\pi^{1/2}} \frac{(\ln 2)^{1/2}}{\Delta\nu} \exp \left\{ - \left[ \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu} (\ln 2)^{1/2} \right]^2 \right\} \quad (3.71)$$

mit  $\Delta\nu$  gemäß Gl. (3.69).

*Festkörper-Lichtquellen.* Ein ähnliches Spektrum wie die Hochdruck-Gasentladung besitzen auch die Festkörper. Eine eingehende Behandlung des Spektrums von Festkörper-Lichtquellen (z. B. von Glühlampen) ist recht kompliziert, deshalb werden wir hier ein etwas vereinfachtes Modell diskutieren, indem wir annehmen, daß die Festkörper-Lichtquelle als ein sog. *Schwarzer Körper* anzusehen ist.

Absolut schwarz werden solche Körper genannt, die die gesamte auf sie fallende elektromagnetische Strahlungsenergie — unabhängig von der Wellenlänge der Strahlung und der eigenen Temperatur — absorbieren. Näherungsweise kann man dies durch einen Hohlraum in einem stark absorbierenden Material realisieren, der in der Wandung nur ein kleines Loch besitzt. Die durch dieses Loch in den Hohlraum gelangende Strahlung wird auf dem Wege über mehrfache Reflexionen absorbiert. Aus einem solchen Schwarzen Körper tritt die Strahlungsenergie ebenfalls durch diese kleine Öffnung aus. Die Strahlungsleistung  $W(\lambda)$ , die von einer  $1 \text{ cm}^2$  großen Fläche eines Schwarzen Körpers in einem Wellenlängenbereich der Breite 1 ausgestrahlt wird, mit anderen Worten die spektrale Leistungsdichte, ergibt sich nach der Planckschen Strahlungsformel

$$W(\lambda) = \frac{c_1 \lambda^{-5}}{\exp \left( \frac{c_2}{\lambda T} \right) - 1} \text{ in } \text{W cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}, \quad (3.72a)$$

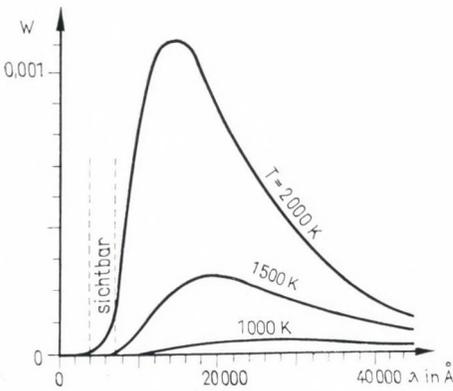
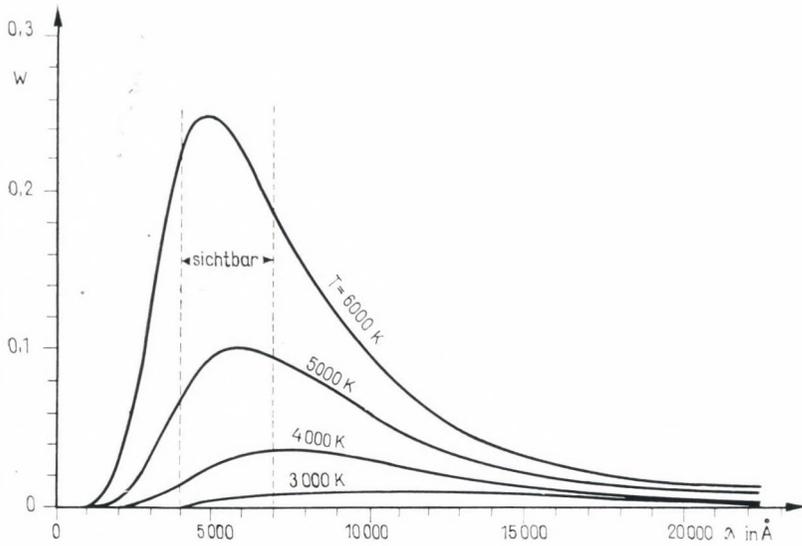


Abb. 3.30

wobei  $c_1 = 3,74 \cdot 10^{20} \text{ \AA}^4 \text{ Wcm}^{-2}$  und  $c_2 = 1,438 \cdot 10^8 \text{ \AA K}$  beträgt, oder als Funktion der Frequenz

$$W(\nu) = \frac{8\pi h \nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}. \quad (3.72b)$$

Abb. 3.30 stellt einige Energieverteilungskurven in Abhängigkeit von der Wellenlänge bei verschiedenen  $T$ -Werten dar.

Den Zusammenhang zwischen der Temperatur  $T$  des Schwarzen Körpers und der zur maximal ausgestrahlten Energie gehörigen Wellenlänge  $\lambda_{\max}$  gibt das sog. Wiensche Verschiebungsgesetz an:

$$\lambda_{\max} T = 2,898 \cdot 10^7 \text{ \AA K}, \quad (3.73)$$

und der maximale Wert von  $W(\lambda)$  ist bei gegebener Temperatur  $T$

$$[W(\lambda)]_{\max} = W(\lambda_{\max}) = 1,290 \cdot 10^{-19} T^5 \text{ in Wcm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}. \quad (3.74)$$

Die zum Maximum der Planckschen Verteilung gehörende Wellenlänge beträgt nach Gl. (3.73)

$$\lambda_{\max} = \frac{2,898 \cdot 10^7}{T} \text{ in \AA}. \quad (3.75)$$

Es sei noch bemerkt, daß die Integration der Planckschen Formel über alle Wellenlängen für die ausgestrahlte Gesamtleistung das Stephan-Boltzmannsche Gesetz liefert:

$$W = \sigma T^4 \quad (3.76)$$

mit  $\sigma = 5,669 \cdot 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} (\text{K})^{-4}$ .

Unter Benutzung der obigen Gleichungen ergibt sich eine für praktische Berechnungen gut brauchbare Gleichung für die spektrale Leistungsdichte  $W$  als Funktion der Frequenz:

$$\frac{W(\nu)}{[W(\nu)]_{\max}} = \frac{W(\nu)}{W(\nu_{\max})} = \frac{e^{2,82} - 1}{\exp\left(\frac{2,82 \nu}{\nu_{\max}}\right) - 1} \left(\frac{\nu}{\nu_{\max}}\right)^3. \quad (3.77)$$

Die Verteilung der ausgestrahlten Leistungsdichte in Abhängigkeit von  $\nu/\nu_{\max}$  können wir der Abb. 3.31 entnehmen.

In Tabelle 3.1 geben wir einige Werte von  $\nu_{\max}$  bzw.  $W(\nu_{\max})$  bei verschiedenen Temperaturen an.

Tabelle 3.1

	$T$ in K	$\nu_{\max}$ in $10^{12}$ Hz	$W(\nu_{\max})$ in $\text{Wcm}^{-2} \text{Hz}^{-1}$
Siedepunkt von Helium	4,2	0,247	$4,4 \cdot 10^{-21}$
Siedepunkt von Stickstoff	77	4,5	$2,7 \cdot 10^{-17}$
schmelzendes Eis	273,16	16	$1,2 \cdot 10^{-15}$
siedendes Wasser	373,1	21,93	$3,1 \cdot 10^{-15}$
Sonnenoberfläche	5780	339,7	$1,1 \cdot 10^{-11}$

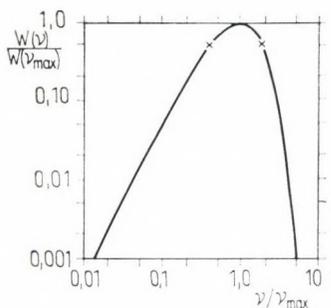


Abb. 3.31

An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, daß die spektrale Leistungsdichte  $W$  mit der in Kapitel 5. oft erwähnten spektralen Energiedichte  $w$ , also mit der Energie des Feldes pro Kubikzentimeter und Einheit des Wellenlängenintervalls, in folgendem Zusammenhang steht:

$$W = wc. \quad (3.78)$$

*Absorptionsspektren.* In den vorangehenden Abschnitten behandelten wir die Eigenschaften eines von einer realen Lichtquelle ausgestrahlten Lichtbündels. Im Falle von Lichtquellen, bei denen die einzelnen Atome als voneinander unabhängig angesehen werden können, ist das Spektrum der ausgesandten Strahlung charakteristisch für das das Licht ausstrahlende Atom (Abschn. 2.3.). Wir haben weiterhin betont, daß sich die Linien eines Emissionsspektrums durch verschiedene Einwirkungen verbreitern.

Wenn wir umgekehrt auf ein System von Atomen oder Molekülen Licht einfallen lassen, dann wird das Licht absorbiert (Abschn. 3.4.). Wenn auf das Atom eine Strahlung mit kontinuierlichem Spektrum (z. B. Licht aus einem Schwarzen Körper) fällt und wir mit entsprechenden Instrumenten (Kapitel 4.) eine spektrale Zerlegung

des aus dem Material austretenden Lichtbündels vornehmen, erscheinen in dem Spektrum dunkle Linien (Abb. 3.32). Diese bilden das sog. *Absorptionsspektrum*, das für das Material genauso charakteristisch ist wie das Emissionsspektrum.

Wenn wir durch Einbau eines entsprechenden Monochromators auf das Material Licht definierter Frequenz (Wellenlänge) fallen lassen, ist es möglich, den Wert des Absorptionskoeffizienten im Absorptionsgesetz (Abschn. 3.4.)

$$I = I_0 e^{-\mu(\lambda)x} \quad (3.79)$$

zu bestimmen. Der Wert des Absorptionskoeffizienten ergibt sich aus den Eigenschaften der absorbierenden Atome, Moleküle usw.

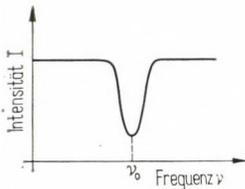


Abb. 3.32

Daneben ist er — soweit das obige Absorptionsgesetz noch gültig ist — proportional zu der Konzentration der absorbierenden Teilchen.

Die Form der Absorptionsspektrallinie ist bei gasförmigen Medien genauso wie die der Emissionslinie. Anders liegen die Verhältnisse aber, wenn die absorbierenden Atome, Ionen oder Moleküle einem im *kondensierten Aggregatzustand* befindlichen Medium — einer Flüssigkeit oder einem festen Körper — angehören. Dann beeinflusst nämlich die Umgebung des absorbierenden Teilchens sehr stark die sich einstellenden Energiezustände (Terme; Abschn. 2.3. und Abschn. 2.4.).

Untersuchen wir z. B. das Spektrum des als Lasermaterial verwendbaren Rubinkristalls, genauer gesagt, des in einen  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Kristall eingebauten  $\text{Cr}^{3+}$ -Ions. Wenn wir ein Elektron des Ions anregen, kann sich das Elektron so weit vom Ion entfernen, daß auch die Felder der übrigen Al- und O-Atome des Kristalls eine Wirkung auf das Elektron ausüben. So kommt den Energiezuständen keine definierte Energie mehr zu (Abb. 3.33), vielmehr verbreitern sich diese Zustände energetisch. Die Verbreiterung der Niveaus zieht aber auch eine Verbreiterung der Absorptionslinien nach sich (siehe Abb. 7.11).

Eine ähnliche Erscheinung beobachtet man auch bei molekularen Lösungen. Hier treten auch Rotations- und Schwingungszustände neben den Elektronenzuständen auf. Die Energiezustände verbreitern sich auch in Flüssigkeiten. Da die Änderungen der Rotationsenergie sehr gering sind, läßt der Einfluß der Umgebung die Grenzen zwischen den Rotationsniveaus verschwinden, der Niveau-

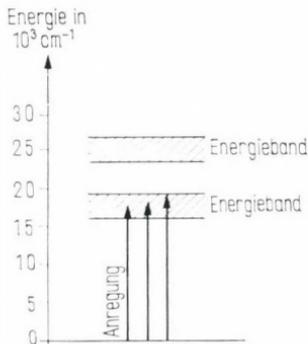


Abb. 3.33

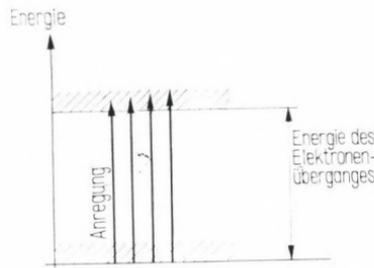


Abb. 3.34

aufbau wird verwischt, und es kommt ein kontinuierliches Band zustande. Sogar im Falle der Schwingungsniveaus kann eine ähnliche »Verschmierung« festgestellt werden.

Da sowohl zum Grundniveau als auch zu den angeregten Elektronenniveaus Schwingungs- und Rotationszustände gehören, sind die Grenzen zwischen allen Elektronenniveaus verwischt, die Elektronenübergänge besitzen eine Bandenstruktur (Abb. 3.34). Das Absorptionsspektrum wird ebenfalls breiter. Abb. 3.35 zeigt ein typisches Beispiel: Die Maxima und die Modulation des Spektrums weisen auf das Erscheinen je eines Schwingungszustandes hin.

Es ist selbstverständlich, daß das Absorptionsspektrum von Festkörpern mit bandförmigem Energiespektrum ebenfalls bandförmigen Aufbau besitzt.

**Photolumineszenz.** Da die Lichtabsorption die Ursache angeregter Energiezustände sein kann, kann bei angeregten Zuständen das Gegenteil — Lichtemission — auftreten. Wir bezeichnen als Photolumineszenz die Erscheinung, bei der das Material die zur Lichtausstrahlung notwendige Anregungsenergie durch die Absorption von Licht erhält.

Der einfachste Fall der Photolumineszenz ist der, daß die Atome das Licht mit der gleichen Frequenz ausstrahlen, wie sie es absorbierten (Abb. 3.36a). Wenn zwischen dem angeregten Niveau

und dem Grundzustand noch andere Zustände vorhanden sind, dann kehrt das Atom aus dem angeregten Zustand in den Grundzustand über mehrere Stufen — unter Ausstrahlung von Licht mit niedrigerer Frequenz als die des Erregerlichtes — zurück (Abb. 3.36b).

Die Übergänge werden aber nicht immer von einer Strahlung begleitet. In solchen Fällen wandelt sich die gesamte Anregungs-

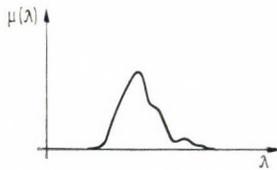


Abb. 3.35

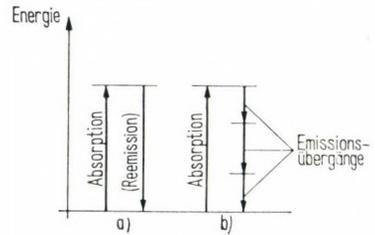


Abb. 3.36

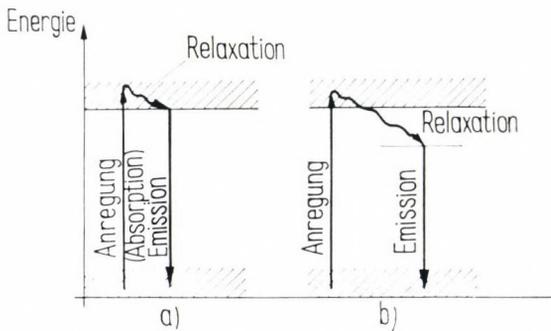


Abb. 3.37

energie oder ein Teil davon in Wärme um. Einen derartigen Übergang bezeichnen wir als *Relaxationsübergang*. So ein Fall tritt z. B. bei der Fluoreszenz von gelösten Stoffen auf. Das Erregerlicht überführt die Moleküle vom niedrigsten Zustand des unteren Energiebandes (Abb. 3.37a) — abhängig von der Wellenlänge — in das obere Energieband. Die Moleküle gehen an Stelle der unmittelbaren Reemission des Erregerlichtes mit sehr großer Wahrscheinlichkeit in einen dem unteren Teil des oberen Bandes entsprechenden Zustand über. Von hier kehren sie unter Lichtemission in das untere Band zurück. Die Wellenlänge des bei der Fluoreszenz ausgestrahlten Lichtes ist immer größer als die des erregenden Lichtes.

Die Lebensdauer des Niveaus beträgt bei der Fluoreszenz im allgemeinen  $10^{-11}$  bis  $10^{-8}$  s, doch dauert der strahlungslose Übergang nur  $10^{-12}$  bis  $10^{-13}$  s.

Eine Folge schneller, mit großer Wahrscheinlichkeit ablaufender Relaxationsübergänge ist auch die Phosphoreszenz. Wenn zwischen zwei Energiebändern ein drittes Band oder Niveau vorhanden ist (Abb. 3.37b), dann ist es möglich, daß das Molekül (das Ion) durch Relaxation aus dem oberen in das dazwischenliegende Band übergeht. Wenn der Übergang aus dem dazwischenliegenden Band in den Grundzustand verboten ist (Abschn. 2.3.), also die Übergangswahrscheinlichkeit gering ist, dann ist der Übergang langsam. Die Lebensdauer solcher Niveaus kann sogar  $10^{-4}$  bis  $10^{-2}$  s betragen.

### 3.6. Praktische Einheiten der Lichtmessung

Bei der Definition von in der Praxis üblichen Einheiten der Lichtmessung wurden solche Lichtquellen gewählt, die gut reproduzierbar sind. So ist z. B. die *Einheit der Lichtstärke* diejenige Lichtstärke, mit der eine  $1/60$  cm<sup>2</sup> große Oberfläche eines Schwarzen Körpers bei der Erstarrungstemperatur von Platin senkrecht zur Oberfläche leuchtet. Sie wird als Candela bezeichnet (cd).

Die *Einheit des Lichtstromes* ergibt sich unter Verwendung der Lichtstärkeeinheit. Demnach fließt in den Raumwinkel 1 die Einheit des Lichtstromes, wenn eine punktförmige Lichtquelle in jede Richtung mit der Lichtstärke von 1 cd strahlt. Die Einheit des Lichtstromes ist das Lumen, abgekürzt lm.

Als *Einheit der Beleuchtungsstärke* dient das Lux, abgekürzt lx. Die Beleuchtungsstärke einer 1 m<sup>2</sup> großen Fläche, auf die senkrecht ein Lichtstrom der Größe 1 lm fällt, beträgt 1 lx.

Wenn wir den Lichtstrom bei der Wellenlänge  $\lambda = 555$  nm, die der größten Empfindlichkeit des menschlichen Auges entspricht (siehe Abb. 4.2), in Lumen und in Watt messen, dann ergibt sich

$$1 \text{ lm} = 0,00150 \text{ W} \quad (3.80)$$

als sog. *photometrisches Strahlungsäquivalent*.

Berücksichtigen wir, daß der Lichtstrom durch die Anzahl  $N$  der Lichtquanten mit der Einzelenergie  $h\nu$  pro Sekunde ausgedrückt werden kann, so finden wir unter Verwendung des Wertes von  $h$ , daß für die betrachtete Frequenz der Lichtstrom von 1 lm einem Photonenstrom von

$$j = 0,5 \cdot 10^6 \text{ Lichtquanten/s} \quad (3.81)$$

entspricht.

## 4. Mittel und Methoden zur Messung an elektromagnetischer Strahlung

### 4.1. Einführung

Im folgenden werden die am häufigsten verwendeten Meßverfahren und einige Meßinstrumente behandelt. Die einzelnen Abschnitte enthalten die Methoden zur Bestimmung der Intensität (Abschn. 4.2.) und des Spektrums (Abschn. 4.3.) von elektromagnetischer Strahlung, die Beschreibung der Monochromatoren (Abschn. 4.4.), die zeitliche Änderung der Intensität, d. h. die Modulation (Abschn. 4.5.), sowie die Reflexion elektromagnetischer Strahlung an hochreflektierenden Spiegeln (Abschn. 4.6.).

### 4.2. Intensitätsmessung

Folgende Aufgaben können im Zusammenhang mit der Intensitätsmessung unterschieden werden:

1. die Messung zeitlich konstanter oder sich langsam ändernder Lichtintensitäten,
2. die Messung des Auftrittszeitpunktes bzw. des zeitlichen Ablaufs von sich impulsartig ändernder Lichtintensität.

Zu Meßzwecken verwenden wir im allgemeinen *Detektoren*, deren elektrische Eigenschaften (meistens der an ihrem Ausgang meßbare Strom) sich infolge der Lichteinwirkung ändern. Die meistverwendeten Detektoren sind

- Photozellen,
- Sekundärelektronenvervielfacher,
- Photowiderstände,
- Photodioden und Phototransistoren.

Zur Messung der in der Lasertechnik vorkommenden extrem hohen Intensitäten werden darüber hinaus auch Kalorimeter verwendet. Außerdem werden in großem Maße auch die auf photochemischen Erscheinungen beruhenden photographischen Verfahren angewendet.

Die wichtigsten Anforderungen an die Detektoren sind folgende:

1. Bei Einwirkung einer gegebenen Lichtintensität soll ein gut meßbares, hinreichend großes Ausgangssignal am Ausgang auftreten.

2. Der Zusammenhang zwischen dem Ausgangssignal und der zu messenden Intensität soll in einem weiten Intensitätsbereich linear sein.

3. Das Ausgangssignal soll den Intensitätsänderungen mit den möglichst geringsten Fehlern und Verzerrungen folgen.

*Die Meßgenauigkeit beeinflussende Faktoren.* In Abschn. 3.5. haben wir erwähnt, daß die Amplitude einer aus einer Lichtquelle ausgestrahlten elektromagnetischen Welle auch dann noch nicht konstant ist, wenn die Lichtquelle im zeitlichen Durchschnitt konstant ausstrahlt. (Die konstante Durchschnittsintensität kann z. B. durch die sorgfältige Stabilisierung des die Lichtquelle speisenden Netzes erreicht werden.) Die Amplitude der Lichtwelle schwingt nämlich um einen der Durchschnittsleistung entsprechenden Wert, d. h., daß sie zeitweise größer, zeitweise kleiner als dieser ist. Solche Lichtquellen bezeichnen wir kurz als statistische (verrauschte) Lichtquellen. Da diese Schwankung eine nicht zu beseitigende Eigenschaft der Lichtquellen ist, übt sie selbstverständlich einen Einfluß auf die bei der Intensitätsmessung erreichbare Meßgenauigkeit aus.

Es ist üblich, das Maß des Rauschens von Lichtquellen in folgender Form anzugeben: Durch den Querschnitt eines Lichtbündels mit der mittleren Lichtleistung  $P$  und der Frequenz  $\nu$  treten im Durchschnitt je Sekunde

$$\bar{n}_f = \frac{P}{h\nu} \quad (4.1a)$$

Lichtquanten hindurch.

Messen wir diese während einer endlichen Zeit  $\theta_M$ , erhalten wir die Anzahl der während dieser Zeit im gesamten Bündelquerschnitt hindurchgetretenen Lichtquanten:

$$N_f = \theta_M \bar{n}_f. \quad (4.1b)$$

Wenn wir die Messung mehrmals unter gleichen Bedingungen wiederholen, können wir feststellen, daß der Wert von  $N_f$  nicht gleich ist. Zur Erreichung einer größeren Genauigkeit wiederholen wir die Bestimmung von  $N_f$  unter sonst gleichen Bedingungen mehrmals, und wir bilden dann den durchschnittlichen Wert  $\bar{N}_f$  der so erhaltenen Meßergebnisse  $N_{f1}, N_{f2}, \dots$

Die Abweichung eines einzelnen Meßergebnisses vom Durchschnittswert, also die Abweichung

$$\Delta N_f = N_f - \bar{N}_f,$$

ist ein Maß für das Rauschen der Strahlung.

Es muß betont werden, daß  $\Delta N_f$  bei gegebenem  $\bar{n}_f$  von der Größe der Zeit  $\theta_M$  abhängt, da die Messung von  $\bar{n}_f$  während  $\theta_M$  den Durchschnittswert, auf die Zeit  $\theta_M$  bezogen, ergibt. Aus diesem Grunde ist es üblich, den Wert von  $\theta_M$  als Mittelungszeit zu bezeichnen.

Da die momentane Leistung der Quelle einmal größer und einmal kleiner ist als die Durchschnittsleistung, kann  $\Delta N_f$  sowohl negative als auch positive Werte annehmen. Daraus folgt, daß sich für  $\Delta N_f$ , auf den Durchschnitt der Messungen bezogen, ergibt

$$\overline{\Delta N_f} = 0.$$

Nicht Null ergeben aber die quadratischen Abweichungen der momentanen Leistung von der durchschnittlichen Lichtleistung, also die Größe  $\overline{\Delta N_f^2}$ . Ausführliche Berechnungen zeigten, daß sich bei der Messung mittels eines idealen Detektors der Empfindlichkeitsfläche  $F$  während der Zeit  $\theta_M$

$$\overline{\Delta N_f^2} = \bar{N}_f \left( 1 + \bar{N}_f \frac{F_0}{F} \frac{\theta_e}{\theta_M} \right) \quad (4.2a)$$

ergibt, wobei  $\theta_e$  die Emissions- oder Kohärenzzeit und  $F_0$  diejenige Querschnittsfläche des Bündels ist, in der das Bündel als kohärent anzusehen ist. Da diese Fläche nach der Theorie durch den Raumwinkel ( $\Omega$ ) bzw. durch die Wellenlänge des Bündels in der Form  $F_0 = \frac{\lambda^2}{\Omega}$  ausgedrückt werden kann, kann Gl. (4.2a) wie folgt geschrieben werden:

$$\overline{\Delta N_f^2} = \bar{N}_f \left( 1 + \bar{N}_f \frac{\lambda^2}{-F \Omega} \frac{\theta_e}{\theta_M} \right). \quad (4.2b)$$

Es ist ersichtlich, daß das erste Glied der Gl. (4.2a) dem  $\bar{N}_f$ , das zweite dem  $\bar{N}_f^2$  proportional ist. Das erste Glied bezeichnet man als *Quantenfluktuation*, die sich aus der Schwankung der Anzahl der zu einem bestimmten Zeitpunkt emittierenden Atome ergibt, das zweite heißt *Interferenzfluktuation*, die die Folge der Augenblicksinterferenz von unabhängigen Wellenzügen ist.

Es ist zweckmäßig, Gl. (4.2a) als Hilfe für die Verwendung bei praktischen Intensitätsmessungen in die Form umzustellen, daß darin in erster Linie Angaben vorkommen, die das auf den Detektor folgende Meßinstrument betreffen. Nimmt man an, daß  $F_0 \simeq F$  ist,

und berücksichtigt man, daß die Emissionszeit  $\theta_e$  der Linienbreite  $\Delta\nu$  der Lichtwelle umgekehrt proportional ist, erhalten wir

$$\overline{\Delta N_f^2} = \theta_M \bar{n}_f \left( 1 + \frac{\bar{n}_f}{\Delta\nu} \right). \quad (4.3a)$$

Aus der Theorie der elektrischen Stromkreise ist uns bekannt, daß zwischen der Bandbreite  $\Delta f$  des auf den Detektor folgenden elektronischen Meßinstrumentes und der Mittelungszeit der Messung der Zusammenhang  $\theta_M = \frac{1}{2 \Delta f}$  besteht. Dies verwendet, kann Gl. (4.3a) in

$$\overline{\Delta N^2} = \frac{\bar{n}_f}{2 \Delta f} \left( 1 + \frac{\bar{n}_f}{\Delta\nu} \right) \quad (4.3b)$$

umgeformt werden.

Der Ausdruck  $\frac{\bar{n}_f}{\Delta\nu}$  bedeutet die Anzahl der auf die Frequenzeinheit des Spektrums entfallenden Quanten. Die spektrale Energiedichte (Abschn. 3.5.) ist im langwelligen Bereich der elektromagnetischen Strahlung (z. B. bei Rundfunkfrequenzen) hoch, und deswegen ist  $\frac{\bar{n}_f}{\Delta\nu} \gg 1$ . Dann wird aus Gl. (4.3b)

$$\overline{\Delta N_f^2} = \frac{\bar{n}_f^2}{2 \Delta f \Delta\nu}. \quad (4.4)$$

In diesem Falle beträgt aber das Signal/Rausch-Verhältnis (übliche Bezeichnung  $S/N$  oder  $SPN$ )

$$(S/N)^2 = \frac{\overline{N_f^2}}{\overline{\Delta N_f^2}} = \frac{\bar{n}_f^2 \theta_M^2}{\bar{n}_f^2 / (2 \Delta f \Delta\nu)} = \frac{\bar{n}_f^2 / (2 \Delta f)^2}{\bar{n}_f^2 / (2 \Delta f \Delta\nu)} = \frac{\Delta\nu}{2 \Delta f}. \quad (4.5)$$

Im sichtbaren Bereich der elektromagnetischen Strahlung erhalten wir aber aus Gl. (4.3a) bei  $\frac{\bar{n}_f}{\Delta\nu} \ll 1$ , daß

$$\overline{\Delta N_f^2} = \frac{\bar{n}_f}{2 \Delta f} \quad (4.6)$$

gilt.

Unter Verwendung von Gl. (4.1a) und Gl. (4.6) erhalten wir dann in diesem Falle für das Signal/Rausch-Verhältnis die Gleichung

$$(S/N)^2 = \frac{\overline{N_f^2}}{\Delta \overline{N_f^2}} = \frac{\overline{n_f}}{2 \Delta f} = \frac{P}{2h\nu \Delta f}. \quad (4.7)$$

Unter der Annahme, daß wir über Detektoren idealer Empfindlichkeit verfügen, was soviel bedeutet, daß durch die Wirkung eines jeden Quants am Ausgang des Detektors ein Elektron ausgelöst wird, kann der am Detektorausgang austretende Strom  $i_k$

$$i_k = e n_e = e \overline{n_f} = e \frac{P}{h\nu} \quad (4.8)$$

betragen, wobei  $n_e$  die Anzahl der Elektronen pro Sekunde am Detektorausgang ist.

Es ist aus der Nachrichtentechnik bekannt, daß für das Quadrat des Stromes infolge des zu dem Strom der Intensität  $i_k$  gehörenden Schrotrauschens gilt:

$$i_{\text{R}}'^2 = 2 e i_k \Delta f, \quad (4.9a)$$

d. h., wir erhalten mittels Gl. (4.8)

$$i_{\text{R}}'^2 = 2 e^2 \overline{n_f} \Delta f. \quad (4.9b)$$

Aus den Gleichungen (4.8) und (4.9b) ergibt sich für den Wert des Signal/Rausch-Verhältnisses [siehe Gl. (4.7)]

$$\frac{i_k^2}{i_{\text{R}}'^2} = \frac{P}{2h\nu \Delta f}. \quad (4.9c)$$

Es ist zu erwähnen, daß außer dem Schrotrauschen auch andere Rauschquellen im Detektor eine Rolle spielen. Dazu gehört die thermische oder unter dem Namen Nyquist-Rauschen bekannte Komponente. Das Quadrat des zu der Temperatur  $T$  gehörenden Wärmerauschstromes beträgt

$$i_{\text{R}}''^2 = \frac{4kT \Delta f}{r}, \quad (4.10)$$

wobei  $r$  der Arbeitswiderstand am Detektorausgang und  $k$  die Boltzmannsche Konstante ist.

Da der Wert von  $kT$  bei Zimmertemperatur  $4,07 \cdot 10^{-21}$  W beträgt, kann der Wärmerauschstrom bei Zimmertemperatur zu

$$i_{\text{R}}'' = 1,28 \cdot 10^{-10} \left( \frac{\Delta f}{r} \right)^{1/2} \quad (4.11)$$

angegeben werden.

Bei der Lichtleistungsmessung muß man aber oft nicht nur das durch den Detektor verursachte, sondern auch das sich aus der Strahlungsleistung  $P_U$  des Untergrundes ergebende Rauschen berücksichtigen. Das Quadrat des entsprechenden Rauschstromes beträgt [siehe Gl. (4.9a)]

$$i_{\text{RU}}^2 = 2ei_U \Delta f = 2e^2 \frac{P_U \Delta f}{h\nu}, \quad (4.12)$$

wobei wir dem Vorangegangenen entsprechend angenommen haben, daß jedes einfallende Quant ein Elektron am Detektorausgang auslöst, d. h. also, daß

$$i_U = e \frac{P_U}{h\nu}$$

ist.

Das Signal/Rausch-Verhältnis beträgt dann

$$\frac{i_k^2}{i_{\text{RU}}^2} = \frac{P}{2h\nu \Delta f} \left( \frac{P}{P_U} \right). \quad (4.13)$$

Bei den meisten realen Detektoren sind aber die obenerwähnten Annahmen nicht gültig, da jedem Quant nicht ein, sondern eine Anzahl von  $\eta < 1$  Elektronen am Detektorausgang entspricht, wobei

$$\eta = \frac{\bar{n}_e}{\bar{n}_f} \quad (4.14)$$

den sog. *Quantenwirkungsgrad* bedeutet. Aus diesem Grund muß man die Gleichungen (4.9b) und (4.13) für das Signal/Rausch-Verhältnis mit  $\eta$  multiplizieren.

Das Rauschen des Detektors ergibt sich als Resultierende dieser drei Rauschanteile. Da die Rauschquellen voneinander unabhängig sind, können wir das Gesamt rauschen  $i_R$  nach folgender Formel berechnen:

$$i_R = \sqrt{i_{\text{R}}'^2 + i_{\text{R}}''^2 + i_{\text{RU}}^2}. \quad (4.15)$$

Es ist üblich, zur Charakterisierung der mittels eines Detektors meßbaren minimalen Lichtintensität die dem Rauschen am Ausgang des Detektors gleichwertige Eingangslichtleistung (noise equivalent power, abgekürzt NEP) anzugeben. Dafür ergibt sich

$$\text{NEP} = \frac{i_R P}{i_k} = \frac{i_R h\nu}{e}. \quad (4.16)$$

Wenn der Rauschstrom in erster Linie aus dem Schrotrauschen besteht, ist

$$\text{NEP} = 2,4 \cdot 10^{-24} \frac{\sqrt{i_R'}}{\eta} p.$$

Jetzt gehen wir auf die Behandlung der wichtigsten Detektortypen ein.

*Photozelle.* Die Anordnung einer Photozelle ist aus Abb. 4.1 ersichtlich.<sup>1</sup> Das Licht löst aus der Photokatode Elektronen aus,

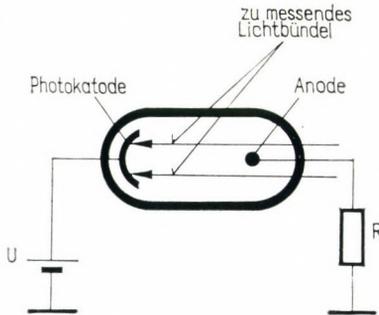


Abb. 4.1

die infolge der angelegten Spannung  $U$  über den an die Anode angeschlossenen Widerstand  $R$  einen dem Lichtsignal proportionalen Strom  $i_k$  erzeugen. Im Vorangegangenen nahmen wir im allgemeinen an, daß am Ausgang des Detektors durch die Wirkung jedes einzelnen Quants ein Elektron ausgelöst wird. Diese Annahme entspricht aber nicht den wahren Verhältnissen. Aus diesem Grund wird die Größe des Photostromes bei einer gegebenen Lichtintensität eine Funktion des Quantenwirkungsgrades der Photokatode.

Der Wirkungsgrad von Photokatoden ist eine Funktion der Wellenlänge. Die im allgemeinen verwendeten Katoden sind selten Reinmetalle, öfter Legierungen. Die Abhängigkeit des Quantenwirkungsgrades von der Wellenlänge der am meisten verwendeten Photokatoden, also die Funktion  $\eta/\lambda$ , stellen wir in Abb. 4.2 in relativen Einheiten dar. Einige charakteristische Angaben von wichtigen Photokatodentypen haben wir in Tabelle 4.1

<sup>1</sup> Neuerdings finden die sog. *transparenten Photokatoden* Verbreitung (siehe Tabelle 4.1). Der Aufbau von solchen Photozellen weicht von dem der in Abb. 4.1 gezeigten Photozelle ab und erinnert im wesentlichen an den unmittelbar auf die Katode des elektrooptischen Systems folgenden Teil des in Abb. 4.3 dargestellten Sekundärelektronenvervielfachers (PSEV).

Tabelle 4.1

Typ der Photokatode	Material der Katode	Material des Eintrittsfensters	Material des Trägers der Photokatode	Empfindlichkeit in A/lm	Dunkelstrom bei 25 °C in A/cm <sup>2</sup>
S-1	Ag—O—Cs	im sichtbaren Bereich durchlässiges Glas	das zum Eintreten des Lichtes dienende Fenster	25	$10^{-11} \dots 10^{-13}$
S-3	Ag—O—Rb	im sichtbaren Bereich durchlässiges Glas	nicht durchsichtiges Material (Metall usw.)	6,5	$10^{-12}$
S-4	Cs—Sb	im sichtbaren Bereich durchlässiges Glas	nicht durchsichtiges Material (Metall usw.)	40	$10^{-14}$
S-5	Cs—Sb	im ultravioletten Bereich durchlässiges Glas	nicht durchsichtiges Material (Metall usw.)	40	$10^{-14}$
S-8	Cs—Bi	im sichtbaren Bereich durchlässiges Glas	nicht durchsichtiges Material (Metall usw.)	3	$10^{-14} \dots 10^{-15}$
S-9	Cs—Sb	im sichtbaren Bereich durchlässiges Glas	das zum Eintreten des Lichtes dienende Fenster	30	$10^{-4}$
S-10	Ag—Bio—O—Cs	im sichtbaren Bereich durchlässiges Glas	das zum Eintreten des Lichtes dienende Fenster	40	$10^{-13} \dots 10^{-14}$
S-11	Cs—Sb	im sichtbaren Bereich durchlässiges Glas	das zum Eintreten des Lichtes dienende Fenster	60	$10^{-14} \dots 10^{-15}$
S-13	Cs—Sb	geschmolzenes Quarz	das zum Eintreten des Lichtes dienende Fenster	60	$10^{-14} \dots 10^{-15}$
S-17	Cs—Sb	im sichtbaren Bereich durchlässiges Glas	nicht durchsichtiges Material	125	$10^{-14} \dots 10^{-15}$
S-19	Cs—Sb	geschmolzenes Quarz	nicht durchsichtiges Material	40	$10^{-14}$
S-20	Sb—K—NaCs	im sichtbaren Bereich durchlässiges Glas	das zum Eintreten des Lichtes dienende Fenster	150	$10^{-15} \dots 10^{-16}$
S-21	Cs—Sb	im ultravioletten Bereich durchlässiges Glas	das zum Eintreten des Lichtes dienende Fenster	30	$10^{-14}$

zusammengefaßt. Wir geben in der Tabelle auch den sog. *Dunkelstrom*, den infolge verschiedener Einwirkungen an der Anode bei unlichteter Katode auftretenden Strom (z. B. infolge Feldemission, ethermischer Emission usw.), an. Wir müssen aber im Zusammenhang mit der Spalte »Empfindlichkeit in A/lm« in der Tabelle einige Bemerkungen machen.

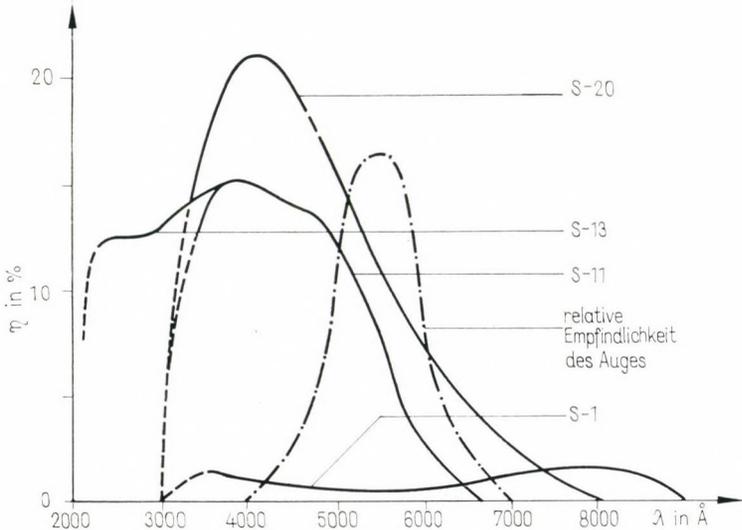


Abb. 4.2

Die Photozelle eignet sich in erster Linie zur Messung mittlerer Lichtintensitäten. Ihre vorteilhafte Eigenschaft ist es, daß sie verhältnismäßig stabil und fähig ist, der Form des Eingangslichtimpulses mit kleiner Verzerrung zu folgen, besonders dann, wenn die Anode so angebracht wird, daß ihre Streukapazität klein ist. Ihr Nachteil ist, daß die Photokathode im Zeitmittel nur Ströme in der Größenordnung von Mikroampere pro Quadratcentimeter abzugeben vermag, weil bei Lichtimpulsmessungen Signalkabel mit einem niedrigen Anpassungswiderstand gebraucht werden.

Man entwickelte neuerdings auch Photozellen für Laser, die für eine kurze Zeitdauer ( $\approx 10^{-8}$  s) Ströme bis zu einem Ampere abzugeben vermögen.

*Sekundärelektronenvervielfacher.* Einer der meistverbreiteten Detektoren ist der Sekundärelektronenvervielfacher (PSEV) oder *Photomultiplier*. Bei diesem gelangen die aus der Photokathode durch die Wirkung des zu messenden Lichtes austretenden Elektronen in

ein sog. Vervielfachersystem, an dessen Ausgang durch die Wirkung jedes einzelnen in das Verstärkersystem eintretenden Photoelektrons  $10^4$  bis  $10^8$  Elektronen austreten. Die Verstärkung hängt von der Konstruktion und den Betriebsbedingungen ab.

Die Konstruktion des Verstärkersystems hängt stark von den Zielvorstellungen ab. Den Aufbau einiger in der Praxis verbreiteten Vervielfacher vom sog. elektrostatisch fokussierten Typ stellen wir in Abb. 4.3 dar. Die wichtigsten Funktionsmerkmale des Vervielfachersystems erläutern wir an Hand der Beschreibung des in Abb. 4.3a gezeichneten Systems.

Das aus der Photokatode *PhK* austretende Elektron wird durch die zwischen der Dynode  $D_1$  und der Photokatode angelegte Spannung  $U_1$  beschleunigt und fällt mit der Energie  $e \cdot U_1$ , gemessen in eV, auf die Sekundäremissionsfläche  $D_1$ . Von dieser Sekundäremissionsfläche treten  $\sigma_1$  Elektronen aus, wobei  $\sigma_1 > 1$  ist. Diese sekundären Elektronen werden durch die Spannung  $U_2$  beschleunigt, die zwischen die erste Dynode  $D_1$  und die zweite  $D_2$  angelegt ist. Jedes Elektron erreicht die Energie  $e \cdot U_2$  und löst an der Dynode  $D_2$

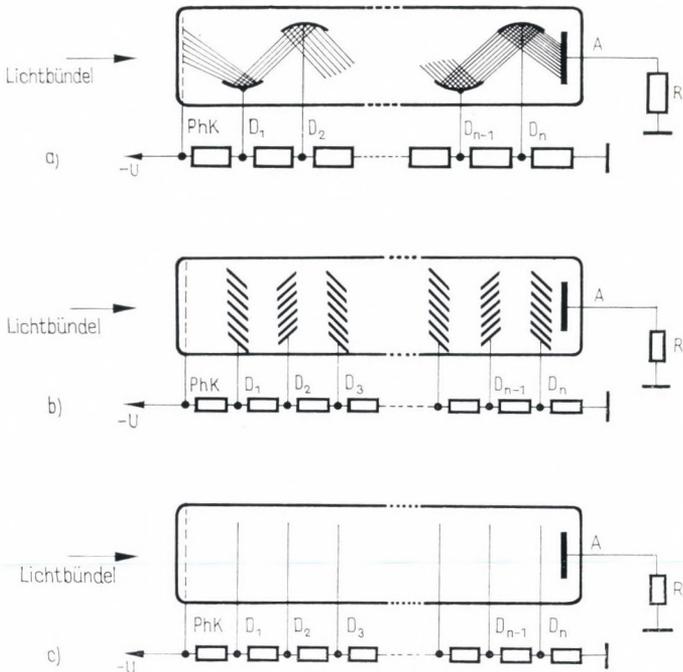


Abb. 4.3

$\sigma_2$  Elektronen aus. Dieser Vorgang wiederholt sich in dem weiteren Teil des Vervielfachersystems, und so entsteht an der Anode  $A$  des Elektronenvervielfachers durch die Wirkung eines einzigen Elektrons eine Elektronenlawine.

Man muß betonen, daß die Sekundäremission wie auch jeder Elementarvorgang Schwankungen unterliegt. So tritt aus einer Dynode infolge des Eintreffens eines Primärteilchens gegebener Energie von Fall zu Fall eine unterschiedliche Anzahl von Sekundärelektronen aus. So kann z. B. die Anzahl der austretenden Elektronen an einer Sekundäremissionsfläche infolge des Auftretens eines Elektrons bei  $U = 100$  V zwischen zwei bis fünf schwanken. Daher ist es zweckmäßig, die Dynode im allgemeinen mit dem Durchschnitt  $\bar{\sigma}$  des Vervielfachungsfaktors von Sekundäremissionsflächen zu charakterisieren.

Die meisten Elektronenvervielfacher werden so ausgebildet, daß alle Vervielfacherstufen der Anzahl  $n_d$  über den gleichen Vervielfachungsfaktor  $\bar{\sigma}$  verfügen. Berücksichtigt man den Zusammenhang nach Gl. (4.1a) sowie den Quantenwirkungsgrad  $\eta$  der Photokatode, so kann der Strom an der Anode  $A$  angegeben werden, der infolge einer bestimmten, auf die Photokatode einfallenden Lichtleistung  $P$  fließt:

$$i = \frac{P}{h\nu} e\eta(\lambda) \bar{\sigma}^{n_d} = e \bar{n}_f \eta(\lambda) \bar{M}, \quad (4.17)$$

wobei wir mit  $\bar{M} = \bar{\sigma}^{n_d}$  den durchschnittlichen Verstärkungsfaktor des Vervielfachers bezeichnet haben.

In der Praxis verwendet man Vervielfacher mit  $n_d = 6 \dots 13$ . Die Spannung zwischen den Dynoden und auch die Spannung für die anderen Elektroden (Katode, Fokussierelektroden usw.) werden mittels eines Spannungsteilers erzeugt.

Abb. 4.3b zeigt einen Vervielfacher des Jalousie-Typs und Abb. 4.3c einen Vervielfacher mit transparenter Dynode, ebenfalls geeignet zur Messung von Lichtimpulsen extrem schnellen Anstieges oder extremer Kürze (siehe auch Abb. 4.8b).

Im weiteren beschäftigen wir uns mit der Abhängigkeit des Vervielfachungsfaktors von der Spannung bzw. mit dem Einfluß der Spannungsänderung auf  $\bar{M}$ . Der Zusammenhang zwischen dem Vervielfachungsfaktor und der Spannung  $U$  der in der Praxis verwendeten Sekundäremissionsflächen beträgt im Bereich  $U < U_{\max}$

$$\bar{\sigma} = AUe^{-U/U_{\max}}, \quad (4.18)$$

wobei  $A$  eine Konstante und  $U_{\max}$  der zu dem Maximum von  $\bar{\sigma}$  gehörende Wert der Spannung  $U$  ist.

Wenn man berücksichtigt, daß  $M = \bar{\sigma}^{n_d}$  ist, ergibt sich, daß die Änderung der Verstärkung bei einer Spannungsänderung von  $dU$  für  $U \ll U_{\max}$

$$\frac{d\bar{M}}{\bar{M}} \simeq n_d \frac{dU}{U} \quad (4.19)$$

beträgt, d. h., daß bei  $n_d = 10$  eine 1%ige relative Änderung der Dynodenspannung eine relative Verstärkungsänderung des Vervielfachers um 10% hervorruft.

Selbstverständlich ist die Erhöhung des mittleren Vervielfachungsfaktors  $\bar{M}$  des Vervielfachers nur bis zu einer bestimmten Grenze zweckmäßig. Diese Grenze wird — neben konstruktiven und wirtschaftlichen Faktoren — letzten Endes von dem sog. *Dunkelstrom* des Vervielfachers gesetzt. Unter Dunkelstrom verstehen wir den an der Anode meßbaren Strom bei vollständiger Abdunkelung der Katode. Dieser Dunkelstrom ist zeitlich nicht konstant, er zeigt Schwankungen. Daraus ergibt sich das bei unbelichtetem Zustand der Katode an der Anode des Vervielfachers meßbare Rauschen. Wenn wir untersuchen, wieviel von dem Dunkelstrom durch einen an die Anode angeschlossenen Filter  $f$  der Bandbreite  $\Delta f$  durchgelassen wird, erhalten wir, daß der gemessene Wert von  $f$  unabhängig ist, d. h., daß sich das Rauschen in einem breiten Frequenzbereich gleichmäßig verteilt.

Der Dunkelstrom ist in erster Linie Folge der Wärme- und Feldemission der Photokatode bzw. der ersten Dynode. Die Feldemission tritt hauptsächlich aufgrund von Herstellungsungenauigkeiten (z.B. Ecken) auf (Abb. 4.4). Der Dunkelstrom entspricht bei den üblichen Vervielfachern einer Belichtung der Photokatode von  $10^5$  Quanten/s. Der Dunkelstrom kann durch verschiedene äußere Einflüsse, z. B. durch Kühlen der Photokatode, bis zu einem Lichtleistungsäquivalent von 5 bis 10 Quanten/s herabgesetzt werden. Das durch den Dunkelstrom verursachte Rauschen kann verhindert werden, wenn wir den Anodenstrom über lange Zeiten mitteln, also große *Zeitkonstanten* wählen. Der Nachteil des Verfahrens ist, daß der Zeitbedarf für die Intensitätsmessung stark ansteigt.

Der photoelektrische Vervielfacher scheint sehr gut für die Messung von schnell veränderlichen Lichtintensitäten oder Lichtimpulsen geeignet zu sein, da sowohl der Photo- als auch der Sekundäremissionseffekt eine kleinere zeitliche Trägheit als  $10^{-12}$  s besitzt. Die Konstruktion von Vervielfachern zur Untersuchung von kurzen Lichtimpulsen bedarf aber der besonderen Beachtung. Die aus der Photokatode bzw. aus den Dynoden austretenden Elektronen bewegen sich in Anodenrichtung in einem gewöhn-

lichen elektrostatischen Beschleunigersystem auf verschiedenen Bahnen (siehe Abb. 4.3a). Sie erreichen die Anode gerade wegen der unterschiedlichen Bahnlängen nicht zum gleichen Zeitpunkt, die Intensität des Lichtimpulses erhöht sich aber gerade während einer Zeitdauer  $\tau_a$  auf den entsprechenden Wert (Abb. 4.5). Die Bestimmung von  $\tau_a$  kann in folgender Weise durchgeführt

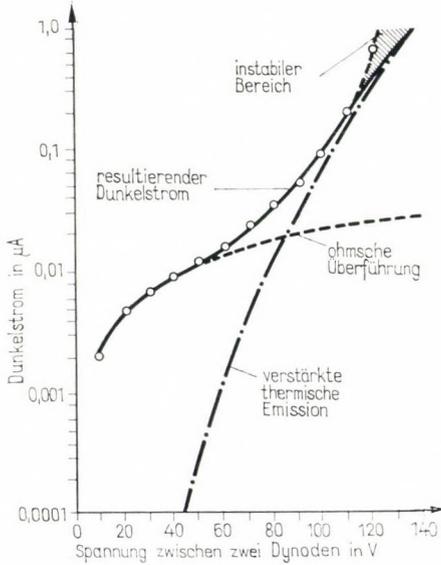


Abb. 4.4

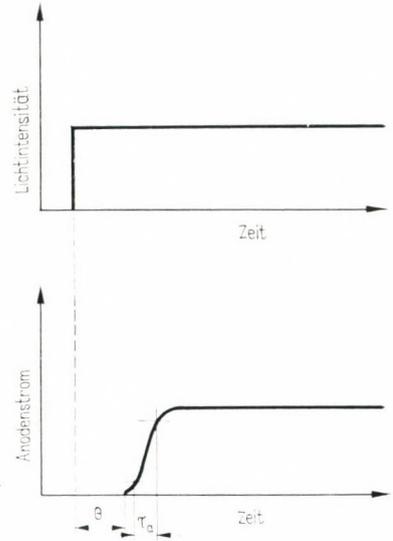


Abb. 4.5

werden. Wir bezeichnen die mittlere Elektronenbahnlänge zwischen zwei benachbarten Dynoden mit  $\bar{S}$ . Das sprunghafte Anwachsen des Anodenstromes folgt nach einer Zeit

$$\theta = n_d \frac{\bar{S}}{\sqrt{2U \frac{e}{m}}} \quad (4.20)$$

nach dem Erscheinen des Lichtimpulses auf der Photokatode nur im Idealfall, also nur dann, wenn alle Elektronen innerhalb des Vervielfachersystems einen Weg von  $\bar{S}$  zurücklegen.  $\theta$  beträgt  $10^{-7}$  bis  $10^{-8}$  s bei den üblichen Werten. Weichen aber die Bahnlängen der Elektronen voneinander in den einzelnen Stufen um 1%

ab, wenn also die für ihre Abweichung charakteristische Größe  $\varkappa$

$$\varkappa = \frac{\Delta \bar{S}}{\bar{S}} = 10^{-2} \quad (4.21)$$

ist, dann folgt aus dem obengenannten Effekt eine Anlaufdauer von

$$\tau_a = \varkappa \theta = 10^{-9} \dots 10^{-10} \text{ s.}$$

Infolge dieser Verspätung  $\tau_a$  erfüllt der photoelektrische Vervielfacher nicht die an die Detektoren gestellten Grundbedingungen, es besteht nämlich nicht in jedem Zeitpunkt eine Proportionalität zwischen dem auf die Photokatode einfallenden Licht und dem an der Anode meßbaren Stromimpuls.

Derjenige Vervielfacher, der zueinander parallel angebrachte Dynoden besitzt und dessen Vervielfachermaterial auf Netzen angebracht ist oder aus Folie besteht, soll die sich aus der Durchlaufzeit ergebenden Probleme beseitigen. Der Nachteil der ersten Lösung ist, daß manche Elektronen durch die Netzöffnungen durchfliegen, und dadurch schwankt die Verstärkung — besonders bei den letzten Stufen — in großem Maße. Diese Schwierigkeit besteht bei Folien nicht, doch sind die heute zur Verfügung stehenden Folien nicht geeignet, den besonders in den letzten Stufen vorhandenen großen Strömen dauernd ausgesetzt zu sein.

Wenn die zu messenden Lichtimpulse kleine Lichtenergien besitzen, treten im verstärkten Maße die infolge des Quantenrauschens in dem Ausgangsstrom auftretenden Unregelmäßigkeiten (Abb. 4.6) in den Vordergrund, die die genaue Bestimmung des Erscheinungszeitpunktes von Lichtimpulsen besonders erschweren. Das Meßinstrument setzt nämlich — wegen einer beim Betrieb der elektronischen Instrumente erforderlichen endlichen Amplitude — den Erscheinungszeitpunkt des Lichtimpulses mit dem Erreichen einer bestimmten Amplitude gleich.

Das am Ausgang des Vervielfachers erscheinende Ausgangssignal kann — vom Charakter der Messung abhängig — sehr verschieden verwendet werden (Abb. 4.7). So kann z. B. an die Anode ein empfindliches Strommeßinstrument oder ein Verstärkereingang angeschlossen werden, wenn die Aufgabe in der Messung zeitlich konstanter Lichtleistung besteht. Die Streukapazität, die parallel mit dem Arbeitswiderstand immer vorhanden ist, sollte bei der Impulsmessung berücksichtigt werden. Bei der Messung zeitlich konstanter oder sich langsam ändernder Lichtintensität kann die Empfindlichkeit der Messung erhöht werden, indem die zu messende Intensität mit der Frequenz  $f_0$  moduliert wird und an den Ausgang des Vervielfachers ein auf die Frequenz  $f_0$  abgestimmtes Filter der Band-

breite  $\Delta f$  oder ein selektiver Verstärker angeschlossen wird. In diesem Falle gelangt nämlich nur der in das Band  $\Delta f$  fallende Anteil des Rauschens in unser Meßsystem.

Im weiteren möchten wir zwei für Hochfrequenzmessungen geeignete Elektronenvervielfacher beschreiben. Der eine ist der sog. *gesteuerte Photoelektronenvervielfacher*, den der VEB Carl Zeiss Jena herstellt. Die Anordnung ist in der Abb. 4.8a dargestellt.

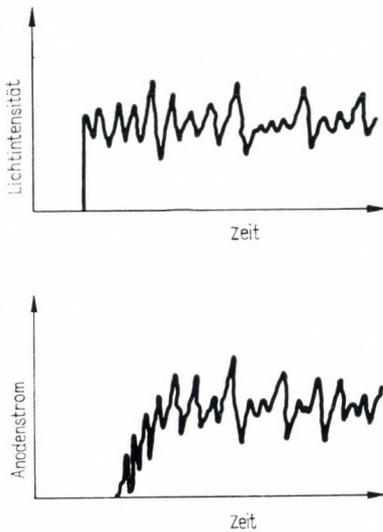


Abb. 4.6

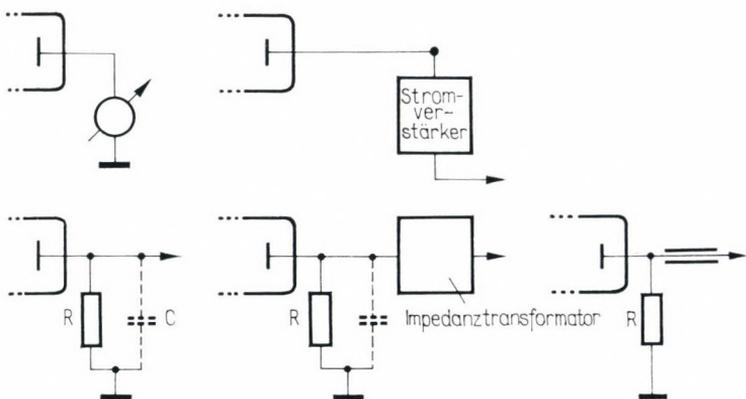


Abb. 4.7

Die verwendete transparente Photokatode (*PhK*) ist auf einer Kugelfläche angebracht. Die Photoelektronen gelangen durch zwei an dem Vervielfacher nicht beteiligte Netzelektroden in das übliche Vervielfachersystem. Die erste Netzelektrode ( $S_1$ ) beschleunigt die aus der Photokatode austretenden Elektronen, dadurch wird der Einfluß der verschiedenen Austrittsgeschwindigkeiten der Photoelektronen vermindert.

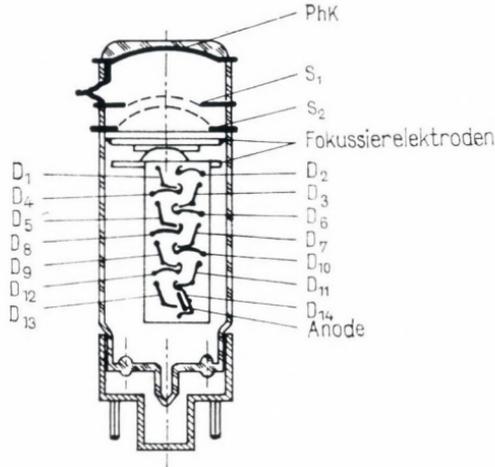


Abb. 4.8a

Es bietet sich durch die an die zweite Netzelektrode, die sog. Steuerelektrode, angeschlossene Steuerspannung eine Möglichkeit, den Weg der Photoelektronen zum Vervielfachersystem frei zu machen oder zu sperren. So kann der Photokatodenstrom schon vor dem Verstärken moduliert und das Heterodyn-Prinzip leicht verwirklicht werden (Abschn. 10.2.).

Nach den Meßerfahrungen verursacht bei einem Vervielfacher dieses Typs eine Steuerung mit 200 MHz keine Schwierigkeiten. Probleme können aber durch das Auftreten von Raumladungen in dem Steuersystem entstehen, was die Änderung der Impedanz bewirken kann.

Die Prinzipskizze eines im Mikrowellenlängenbereich verwendbaren Vervielfachers ersieht man aus Abb. 4.8b. Der Ausgang des Vervielfachers spezieller Ausführung wurde mit einer Wanderfeldröhre zusammengebaut. Besondere Aufmerksamkeit verdient das Dynodensystem des Vervielfachers, das gleichzeitig die Aufgabe der Elektronenkanone der Wanderfeldröhre erfüllt. Es werden in

den Vervielfachern Transmissionsdynoden verwendet. Diese bestehen, wie aus dem vergrößerten Teil der Abb. 4.8b ersichtlich ist, aus sehr dünnen Folien (deren Dicke geringer ist als die Wellenlänge des Lichtes), aus denen aufgrund der Wirkung der sie (auf der einen Seite) treffenden primären beschleunigten Elektronen (auf der anderen Seite) sekundäre Elektronen austreten.

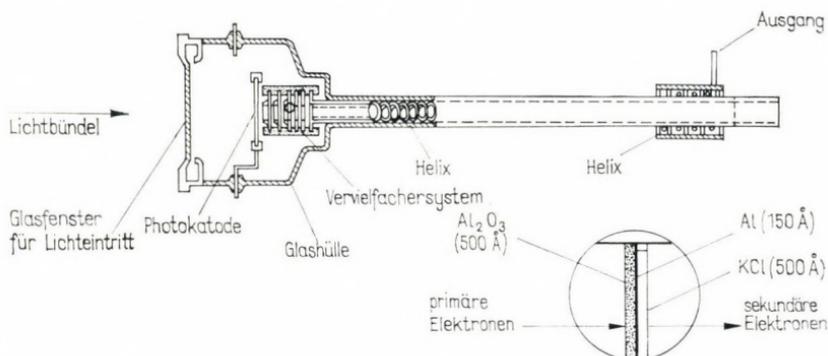


Abb. 4.8b

Die wichtigsten Daten einiger Vervielfachertypen sind in Tabelle 4.2 zusammengestellt.

Tabelle 4.2

Zeiss-Typ	$M$	$-U$ in V	der maximalen Intensität ent- sprechende Wellenlänge in Å	Kato- den- emp- findlich- keit in $\mu\text{A}/\text{lm}$	Lichtäqui- valent des Dunkel- stromes in lm
M10FS19	$10^6$	1400	4000...5000	40	$10^{-9}$
M12FD35	$10^6$	1400	8000		$5 \cdot 10^{-8}$
M12FS52	$10^6$	1400	4000...5000	40	$10^{-9}$
M12FS80	$10^6$	1500	4000...5000	40	$10^{-9}$
M12FS130	$10^6$	1600	4000...5000	40	$10^{-9}$
K14FS50 <sup>1</sup>	$5 \cdot 10^8$	2500...3000	4000...5000	50	$10^{-9}$

<sup>1</sup> Die Anstiegsdauer des Anodenstromes beträgt bei diesen Vervielfachern  $2 \cdot 10^{-9}$  s.

*Photowiderstand.* Als Material für Photowiderstände verwendet man meist Kadmiumsulfid, Indiumantimonid und Bleisulfid. Die CdS- und die InSb-Widerstände verfügen über eine große Empfindlichkeit. PbS ist in erster Linie für Messungen im infraroten Bereich geeignet, da sein Empfindlichkeitsmaximum bei einer Wellenlänge von  $20 \dots 25 \cdot 10^3 \text{ \AA}$  liegt. Die relative Empfindlichkeitsänderung von CdS, InSb bzw. PbS in Abhängigkeit von  $\lambda$  ist in den Abbildungen 4.9a bis c dargestellt. Für Lichtimpulsmessungen ist es nachteilig, daß die Photowiderstände über verhältnismäßig lange *Einstellzeiten* verfügen. Die Einstellzeit bei PbS beträgt z. B.  $75 \mu\text{s}$ . Abb. 4.10 zeigt die auf eine Frequenz von Null bezogene relative Empfindlichkeitsänderung, wenn eine PbS-Zelle mit sinusförmig moduliertem Licht bestrahlt wird.

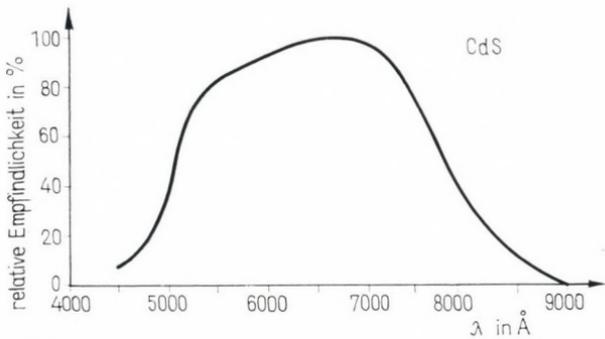


Abb. 4.9a

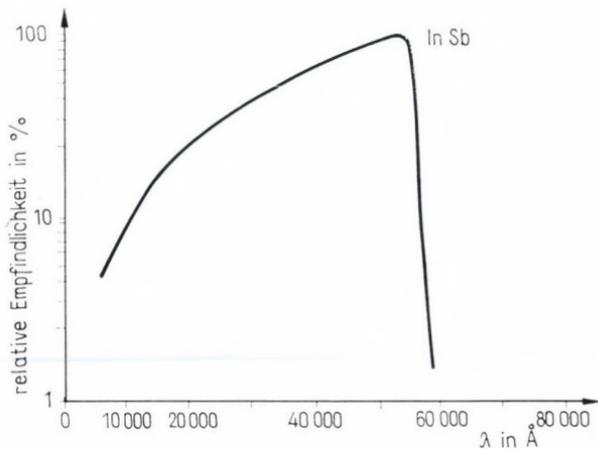


Abb. 4.9b

Die untere Grenze von noch meßbarer Lichtintensität bestimmt auch in diesem Falle das Rauschen. Das Rauschen der Zellen kann im allgemeinen durch Kühlen herabgesetzt werden. Eine mit Kühler zusammengebaute InSb-Zelle ist in Abb. 4.11 dargestellt. Wenn das zu messende Licht mit einer bekannten Frequenz  $f_0$  moduliert wird und an den Photowiderstand eine elektrische Einrichtung angeschlossen ist, die nur für diese Frequenz eine Empfindlichkeit aufweist, kann ebenfalls die Meßempfindlichkeit erhöht werden. Die wichtigsten Merkmale der meistverwendeten Photowiderstände findet man in Tabelle 4.3. (Die Angaben für die Empfindlichkeit wurden aus der Literatur entnommen. Die Empfindlichkeitswerte sind nur bedingt vergleichbar, da die Versuchsbedingungen unterschiedlich waren.)

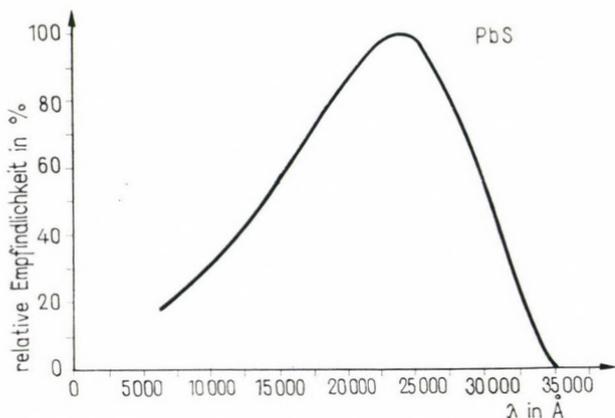


Abb. 4.9c

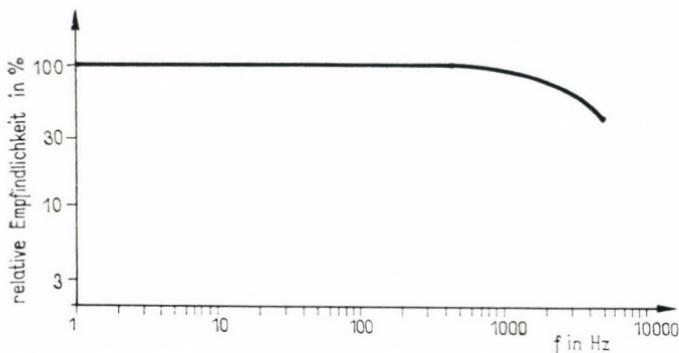


Abb. 4.10

Tabelle 4.3

Material des Photo- widerstandes	empfindliche Fläche in $\text{cm}^2$	maximale Empfind- lichkeit
CdS	0,2 . . 0,5	0,1 . . 1 mA/lx (bei $U = 10 \text{ V}$ und 50 lx gemessen)
InSb	0,01 . . 0,05	10 . . 20 mV/ $\mu\text{W}$ (mit einem System der Bandbreite 50 Hz gemessen)
PbS	$\approx 0,1 . . 1$	minimal meßbare Leistung $10^{-9} . . 10^{-10} \text{ W}$ (mit einem System der Band- breite 1 Hz gemessen)

*Photodiode und Phototransistor.* Die Photodioden ändern ihre Durchlaßeigenschaften infolge der Einwirkung von Licht, und dabei tritt auch ein Gleichrichtereffekt auf. Wir können die relative Empfindlichkeitsänderung einer *p-n*-Germaniumdiode in Ab-

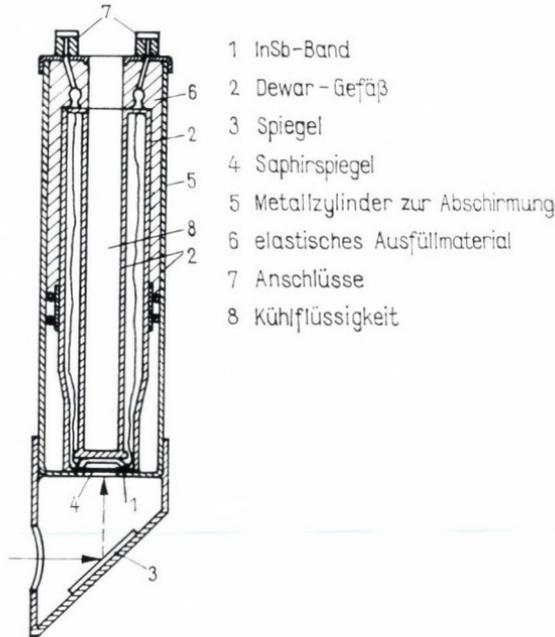


Abb. 4.11

hängigkeit von der Wellenlänge aus Abb. 4.12 ersehen. Die Einstellzeit beträgt nur 10 bis 20  $\mu\text{s}$ . Die wichtigsten Eigenschaften einer typischen Photodiode sind in Tabelle 4.4 enthalten.

Tabelle 4.4

empfindliche Fläche	maximale Empfindlichkeit	Dunkelstrom
0,5...2 mm <sup>2</sup>	5 $\mu\text{A}/100 \text{ lx}$	15 $\mu\text{A}$ (bei $-U = 10 \text{ V}$ Spannung)

Die Empfindlichkeit von Phototransistoren ist höher als die von Photodioden. Die Empfindlichkeit eines Phototransistors ist in Abhängigkeit von dem Beleuchtungswinkel in Abb. 4.13 dargestellt.

Die wichtigsten Eigenschaften eines solchen Bauelementes fassen wir in Tabelle 4.5 zusammen, wobei die Indizes CE den Kollektor-Emitter und B die Basis des Phototransistors bezeichnen.

Tabelle 4.5

empfindliche Fläche	maximale Empfindlichkeit	Dunkelstrom
5...10 mm <sup>2</sup>	130 mA/lm (bei einer Wellenlänge $\lambda = 14\,000 \text{ \AA}$ )	$I_{CE} < 300 \mu\text{A}$ (bei $-U_{CE} = 4,5 \text{ V}$ und $I_B = 0$ )

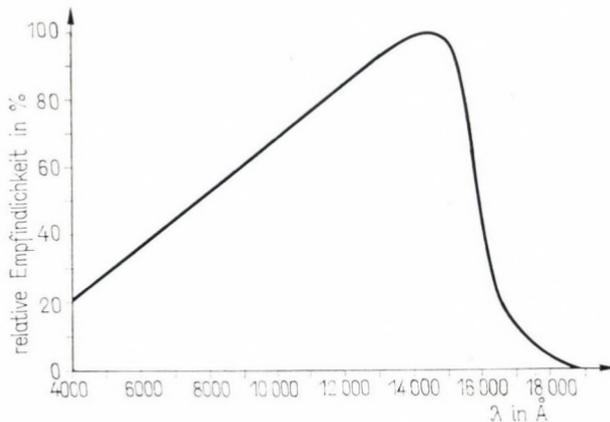


Abb. 4.12

*Kalorimeter.* Die oben behandelten Mittel eignen sich nicht für die Messung von Absolutwerten der Energie oder Lichtintensität, da ihre Empfindlichkeit stark von der Wellenlänge abhängt und sogar bei gleichem Detektorentyp die Empfindlichkeit einzelner Einrichtungen unterschiedlich ist; zur Messung hoher Lichtintensitäten sind sie ebenfalls nicht geeignet.

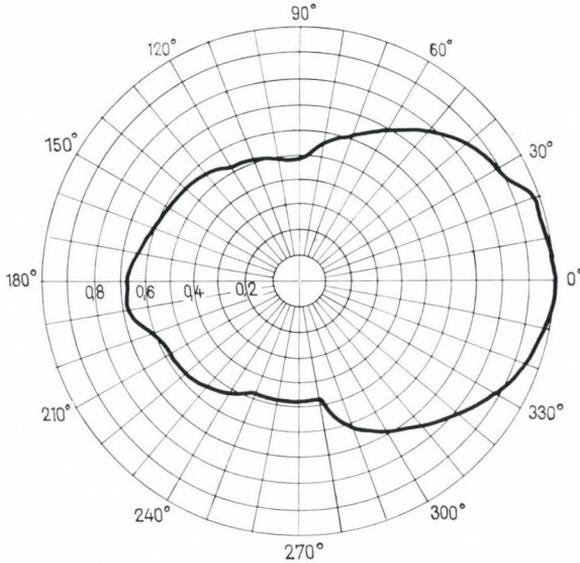


Abb. 4.13

Das Kalorimeter ist ein thermisch gut isolierter Körper, der sich infolge der aufgenommenen Wärmemenge erwärmt, und so kann — an seiner Temperaturänderung gemessen — die Energiemenge bestimmt werden.

Die zum Messen von Lichtintensität bzw. Energie geeigneten Kalorimeter sind in Abb. 4.14 dargestellt. Es ist sehr wichtig, daß das Kalorimeter die gesamte einfallende Energie absorbiert. Zu diesem Zweck kann ein Schwarzer Körper verwendet werden. Er ist ein nahezu total absorbierender Hohlraum, der an einer Seitenwand nur ein kleines Loch besitzt. Das durch dieses Loch in den Hohlraum fallende Licht wird fast gänzlich absorbiert (Abb. 4.14a und b). Die Erwärmung des Schwarzen Körpers kann mit einem Thermoelement (a) oder mit einem Widerstandsthermometer (b) bestimmt werden.

Das sog. »Rattennest«-Kalorimeter, das in Abb. 4.14c dargestellt ist, ist eine Kombination von Widerstandsthermometer und Kalorimeter. Es ist ein aus Widerstandsdraht gefertigtes Drahtknäuel, das von dem einfallenden Licht erwärmt wird.

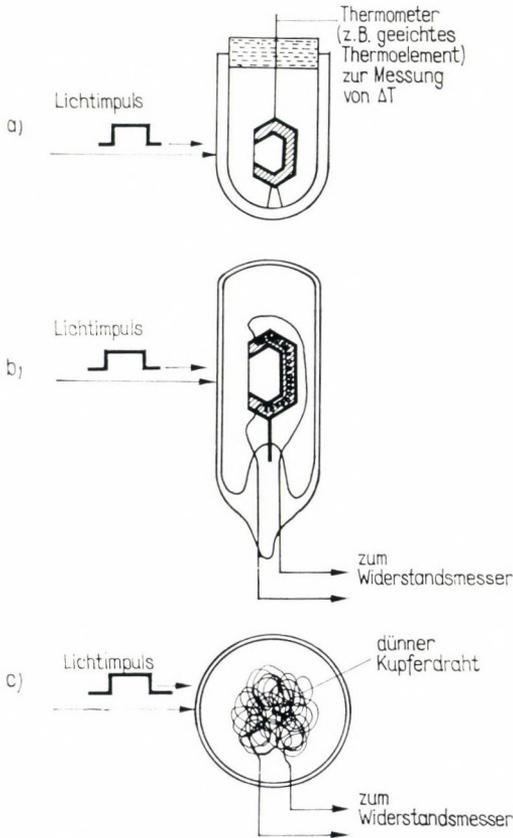


Abb. 4.14

Es ist zweckmäßig, das Kalorimeter in einem Vakuumbehälter unterzubringen, um die Wärmeleitung niedrig zu halten.

Wenn die Energie kurzer Lichtimpulse gemessen werden muß, dann kann diese Energie  $A$  des Impulses durch folgende Formel berechnet werden:

$$A = m c \Delta T, \quad (4.22)$$

wobei  $m$  die Masse des Kalorimeters,  $c$  die spezifische Wärme des Kalorimetermaterials und  $\Delta T$  die Temperaturänderung ist.

Die Intensität  $I$  kontinuierlich arbeitender Laser kann mit Kalorimetern ebenfalls bestimmt werden. Wenn das Licht in einem Zeitpunkt  $t = 0$  eingeschaltet wird — z. B. durch das Öffnen eines vor das Kalorimeter gesetzten Verschlusses —, dann wird die Erwärmung des Kalorimeters durch die Gleichung

$$\Delta T = B(1 - e^{-t/t_0})$$

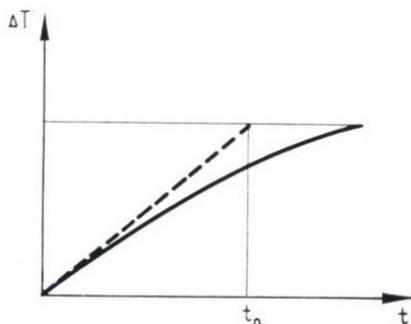


Abb. 4.15

beschrieben (Abb. 4.15), wobei  $t_0$  eine wegen der Wärmeleitung auftretende Größe ist, und

$$B = \frac{I t_0}{m c}$$

entspricht der sich im stationären Zustand einstellenden Temperatur. Die Größe  $t_0$  kann mit Hilfe des in Abb. 4.15 gezeichneten Verfahrens bestimmt werden. Die zu messende Intensität beträgt also

$$I = \frac{B m c}{t_0}.$$

Die im speziellen Fall mit Kalorimetern durchgeführte Intensitätsmessung ist komplizierter als die mit den oben erläuterten Detektoren, doch bietet sie eine Möglichkeit, den absoluten Wert der Intensität zu bestimmen.

*Einfluß des Untergrundes auf die Genauigkeit der Intensitätsmessung.* Unter die die Genauigkeit der Intensitätsmessung bestimmenden Faktoren fällt das Schrotrauschen, das nicht von dem Signal, sondern von der Untergrundstrahlung verursacht wird. Über dieses Rauschen haben wir am Anfang von Abschn. 4.2. ge-

sprochen. Die Untergrundstrahlung besitzt eine praktische Bedeutung, da man die Laserintensität während der praktischen Anwendung oft bei stark störendem Untergrund mißt, so z.B. werden wir uns bei Entfernungsmessungen mit der Frage des Untergrundes ausführlicher beschäftigen.

Die Größe des vom Untergrund verursachten Schrotrauschens hängt, wie dies aus Gl. (4.12) ersichtlich ist, von der optischen Bandbreite  $\Delta\nu$  ab, darüber hinaus aber von allen Faktoren, die den Wert von  $i_U$  beeinflussen (also unter anderem vom Gesichtswinkel, von der Größe der empfindlichen Fläche, vom Quantenwirkungsgrad des Detektors).

Die Untergrundstrahlung betrachtet man im allgemeinen zwecks leichter theoretischer Behandlung so, als ob sie einem Schwarzen Körper der Effektivtemperatur  $T_{\text{eff}}$  zuzuschreiben wäre. Unter dieser Annahme beträgt die Anzahl der Quanten, die den Detektor erreichen,

$$n_U = \frac{\Omega}{\lambda^2} \frac{\Delta\nu F}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT_{\text{eff}}}\right) - 1} \approx \frac{\pi\alpha^2}{\lambda^2} \frac{\Delta\nu F}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT_{\text{eff}}}\right)}, \quad (4.23)$$

wobei  $F$  die Empfängerfläche des Detektors ist, die die Untergrundstrahlung in einem Raumwinkel  $\Omega$  empfängt. Wir haben berücksichtigt, daß bei einem kleinen Gesichtswinkel  $\alpha\Omega \approx \pi\alpha^2$  und bei optischen Frequenzen  $\exp\left(\frac{h\nu}{kT_{\text{eff}}}\right) \gg 1$  ist.

Die Ursachen der Untergrundstrahlung können sehr verschieden sein. Im weiteren befassen wir uns mit drei Hauptursachen:

- a) Untergrundstrahlung durch die Sonne,
- b) Untergrundstrahlung durch den Himmel,
- c) Untergrundstrahlung von Himmelskörpern oder Körpern der Erde infolge der eigenen Emission, andererseits infolge der Strahlung nach a und b.

Das Albedo besitzt großen Einfluß auf die Untergrundstrahlung gemäß c.

Unter Albedo verstehen wir den Quotienten

$$Q = \frac{\text{reflektierte Energie}}{\text{einfallende Energie}}. \quad (4.24)$$

Die relative Intensitätsverteilung der Sonnenstrahlung ist in willkürlichen Einheiten in Abb. 4.16 dargestellt. In die gleiche Abbildung wurde die Intensitätsverteilung der Strahlung eines Schwarzen Körpers der Temperatur  $T_{\text{eff}} = 6000$  K mit eingezeichnet. Die Abhängigkeit der Sonnenlichtintensität von der Wellen-

länge zeigt für den sichtbaren Bereich Abb. 4.17. In Tabelle 4.6 geben wir einige wichtige Angaben von einigen Himmelskörpern hinsichtlich ihrer Untergrundstrahlung an. Darunter befindet sich die sog. *visuelle Helligkeit*, die die Astronomen als

$$m = -2,5 \log I/I_0 \quad (4.25)$$

definieren, wobei  $I$  die Strahlungsleistungsdichte ist, die durch den betreffenden Himmelskörper auf der empfindlichen Fläche des Detektors hervorgerufen wird (in  $\text{W}/\text{cm}^2$ ), und  $I_0 = 3,1 \cdot 10^{-13}$

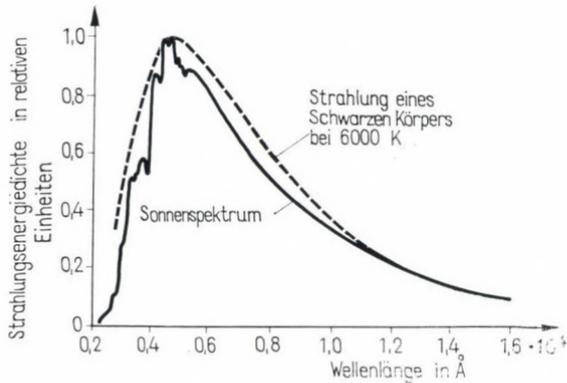


Abb. 4.16

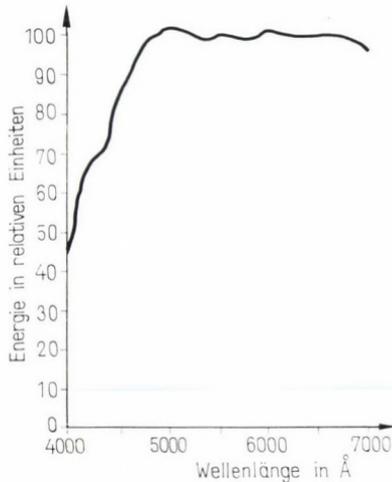


Abb. 4.17

$W/cm^2$  eine festgelegte Bezugsgröße ist. Aus der Definition nach Gl. (4.25) folgt weiterhin, daß eine Vergrößerung der Leistungsdichte der Untergrundstrahlung um das Hundertfache eine Änderung der Helligkeit von fünf Einheiten bedeutet.

Die relative Intensitätsverteilung der Sonnenstrahlung nach einer Reflexion auf der Erde ist in Abb. 4.18 dargestellt.

Die Abhängigkeit des Albedos der Erde von der Wellenlänge sehen wir in Abb. 4.19.

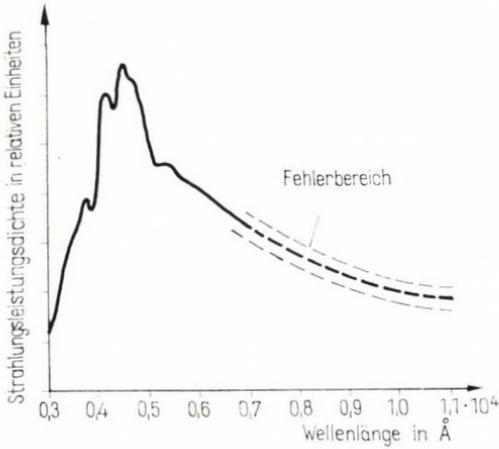


Abb. 4.18

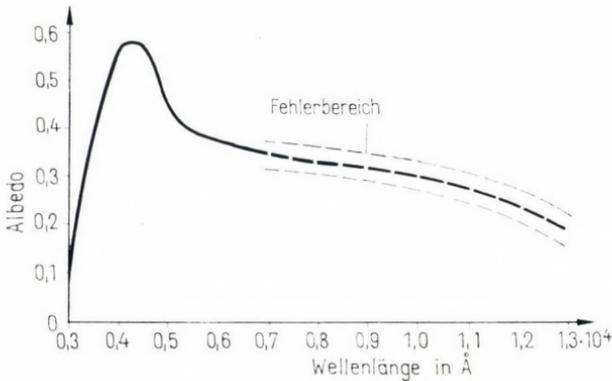


Abb. 4.19

Tabelle 4.6

Name des Himmelskörpers	Radius des Himmelskörpers $r$ in $10^8$ cm	effektive Temperatur $T_{\text{eff}}$ in K	Strahlungskonstante $L$ des Himmelskörpers in $\text{W/cm}^2$	Magnitudo $m$	Albedo $a$ , auf Wellenlänge gemittelt
Erde	6,378		0,14		0,4
Mond	1,738		0,14		0,073
Venus	6,31		0,256		0,59
Mars	3,43		0,058		0,154
Merkur	2,43		0,935		0,06
Jupiter	69,146		0,00517		0,41
Saturn	57,48		0,00153		0,42
Uranus	23,09		0,00038		0,45
Neptun	22,043		0,000155		0,54
Pluto	7,2		0,00009		0,16
Sonne		6000		-26,8	
Sirius		11200		-1,58	
Vega		11200		+0,21	
Agema		23000		+0,86	

Die Intensitätsverteilung der Strahlung des bewölkten Himmels zeigt die in Abb. 4.20 dargestellte Form. In Abb. 4.21 geben wir die Leistungsdichte der Himmelsstrahlung in Abhängigkeit vom Raumwinkel, und zwar bei verschiedenen — für die Lasertechnik wichtigen — Durchlaßwellenlängen der Atmosphäre (6000 bis 7000 Å, 8400 Å, 9000 Å, 10 600 Å und 11 500 Å) sowie unter Verwendung von Filtern verschiedener Bandbreite, an.

Das Albedo einiger irdischer Körper fassen wir in Tabelle 4.7 zusammen.

Tabelle 4.7

	Albedo in %
Laubwald	3...10
trockenes, mit Gras bewachsenes Gebiet	14...37
Erde (trocken)	8...14
Erde (naß)	8...9
steiniger Boden	15...15
Wüste	24...28
Schnee (einige Tage alt)	80...90

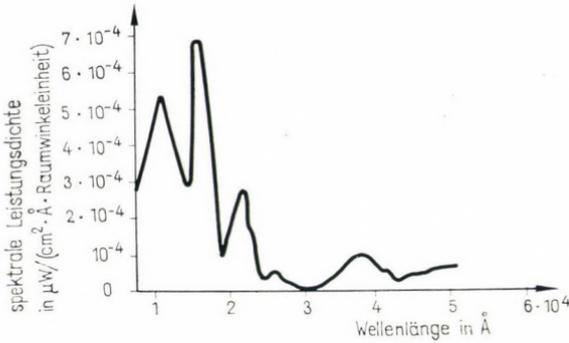


Abb. 4.20

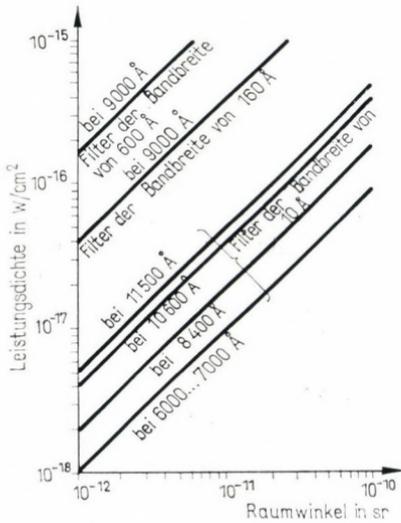


Abb. 4.21

### 4.3. Bestimmung der spektralen Zusammensetzung von elektromagnetischen Wellen

Diese Meßaufgabe kann in verschiedene Schritte aufgeteilt werden:

1. Die elektromagnetische Strahlung ist mit Hilfe entsprechender Mittel so nach Wellenlängen aufzuteilen, daß die Komponenten verschiedener Wellenlängen gesondert zu untersuchen sind.

2. Die Wellenlänge der Komponenten bzw. die Breite der Spektrallinien ist zu bestimmen.

3. Die Intensität der einzelnen Komponenten ist zu messen.

Theoretisch können alle optischen Erscheinungen zum Zerlegen der elektromagnetischen Strahlung nach Wellenlängen angewendet werden, die wellenlängenabhängig sind. In der Praxis ist es üblich, folgende Einrichtungen anzuwenden:

- a) Prismenspektrograph,
- b) Interferenzspektrometer,
- c) Gitterspektrometer,

*Prismenspektrograph.* Ein Prismenspektrograph ist in Abb. 4.22 dargestellt. Eine Linse  $L$  sorgt für die Parallelität der aus einem Spalt  $S$  austretenden Strahlen. Dieses Bündel fällt auf das Prisma  $P$ , an dem es abgelenkt wird. Ein hinter diesem angeordnetes optisches System bildet das Spektrum des einfallenden Bündels auf einem Schirm ab. Die Komponente der Wellenlänge  $\lambda$  des Bündels wird nämlich durch das Prisma um den Winkel  $\beta$  abgelenkt, die Komponente der Wellenlänge  $\lambda + d\lambda$  wird um den Winkel  $\beta + d\beta$  abgelenkt. Wenn sich das Prisma in der Stellung der »minimalen Ablenkung« befindet, also das einfallende und das abgelenkte Bündel mit der Halbierenden des brechenden Winkels  $\gamma$  den gleichen Winkel einschließt, dann besteht der Zusammenhang

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{B}{b} \frac{dn}{d\lambda}, \quad (4.26)$$

wobei die Bedeutung von  $B$  und  $b$  aus Abb. 4.22 zu entnehmen ist. Der Brechungsindex  $n$  und der Wert von  $-\frac{dn}{d\lambda}$  in Abhängigkeit von der Wellenlänge sind in Tabelle 4.8 für einige Gläser angegeben. In der Tabelle steht  $\frac{dn}{d\lambda}$  mit einem negativen Vorzeichen,

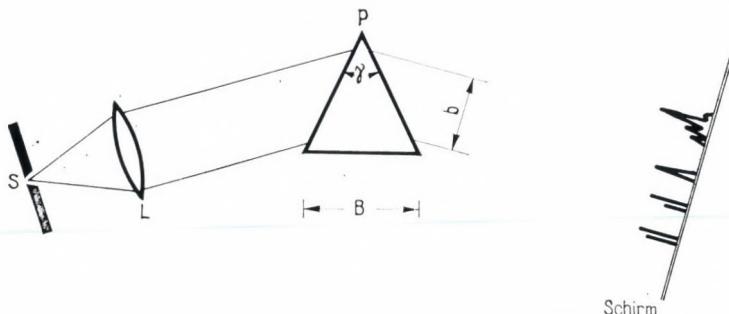


Abb. 4.22

Tabelle 4.8

Wellenlänge in Å	Kronglas		Borsilikat-Kronglas		Flintglas		Quarz	
	$n$	$-\frac{dn}{d\lambda}$	$n$	$-\frac{dn}{d\lambda}$	$n$	$-\frac{dn}{d\lambda}$	$n$	$-\frac{dn}{d\lambda}$
6563	1,52441	$0,35 \cdot 10^{-5}$	1,50883	$0,31 \cdot 10^{-5}$	1,58848	$0,38 \cdot 10^{-5}$	1,45640	$0,27 \cdot 10^{-5}$
6439	1,52490	$0,36 \cdot 10^{-5}$	1,50917	$0,32 \cdot 10^{-5}$	1,58896	$0,39 \cdot 10^{-5}$	1,45674	$0,28 \cdot 10^{-5}$
5890	1,52704	$0,34 \cdot 10^{-5}$	1,51124	$0,41 \cdot 10^{-5}$	1,59144	$0,50 \cdot 10^{-5}$	1,45845	$0,35 \cdot 10^{-5}$
5338	1,52989	$0,58 \cdot 10^{-5}$	1,51386	$0,55 \cdot 10^{-5}$	1,59463	$0,68 \cdot 10^{-5}$	1,46067	$0,45 \cdot 10^{-5}$
5086	1,53146	$0,66 \cdot 10^{-5}$	1,51534	$0,63 \cdot 10^{-5}$	1,59644	$0,78 \cdot 10^{-5}$	1,46190	$0,52 \cdot 10^{-5}$
4861	1,53303	$0,78 \cdot 10^{-5}$	1,51690	$0,72 \cdot 10^{-5}$	1,59825	$0,89 \cdot 10^{-5}$	1,46318	$0,60 \cdot 10^{-5}$
4340	1,53790	$1,12 \cdot 10^{-5}$	1,52136	$1,00 \cdot 10^{-5}$	1,60387	$1,23 \cdot 10^{-5}$	1,46690	$0,84 \cdot 10^{-5}$
3938	1,52425	$1,39 \cdot 10^{-5}$	1,52546	$1,26 \cdot 10^{-5}$	1,60870	$1,72 \cdot 10^{-5}$	1,47030	$1,12 \cdot 10^{-5}$

da der Brechungsindex bei den als Werkstoff für ein Prisma zur Verfügung stehenden Materialien — wie es aus der Tabelle zu entnehmen ist — mit wachsender Wellenlänge abnimmt.

Wegen der Beugung erscheint auf dem Schirm keine scharfe Linie. Bei der Messung zweier Linien, deren Wellenlängendifferenz  $d\lambda$  sehr klein ist, können sich die entsprechenden Beugungsbilder überlappen und auf dem Schirm nicht aufgelöst erscheinen.

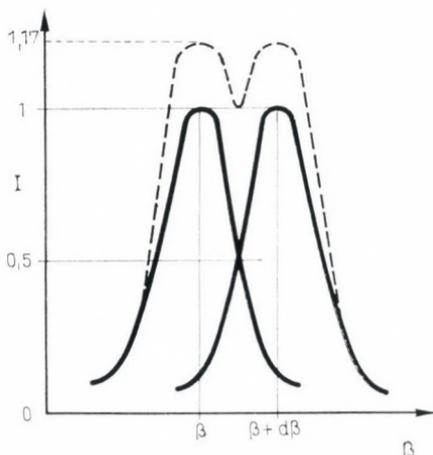


Abb. 4.23

Die minimale Wellenlängendifferenz  $d\lambda$ , die mit einem Prismenspektrographen noch aufzulösen ist, wird dadurch bestimmt, ob die Differenz der Ablenkung  $d\lambda$  zwischen zwei benachbarten Wellenlängen  $\lambda$  bzw.  $\lambda + d\lambda$  groß genug ist, um in der Beobachtungsebene zwei getrennte Linien wahrnehmen zu können. Bei der Bestimmung der Auflösung liegt folgende Überlegung zugrunde:

Wenn die Winkelablenkung  $d\beta$ , die der Wellenlängendifferenz  $d\lambda$  zweier benachbarter Linien entspricht, so geartet ist, daß sich die beiden Verteilungskurven des Beugungsbildes bei der Hälfte der Intensitätsmaxima der einzelnen Kurven schneiden, so wird der Wert der resultierenden Intensitätskurve an den beiden Maximumstellen um etwa 17% höher sein als der zwischen den beiden Maximumstellen der Resultierenden liegende kleinste Intensitätswert. Diese Verhältnisse sind in Abb. 4.23 dargestellt, in der die Intensitätsverteilung der aufzulösenden Linien angegeben ist. Da eine solche Verteilung der Linien noch gut aufzulösen ist, sehen wir denjenigen Wert von  $d\lambda$  als vom Spektrograph gut

auflösbar an, dessen zugehöriger Wert von  $d\beta$  der in der Abb. 4.23 dargestellten Lage entspricht.

Unter dem *Auflösungsvermögen* eines Spektrographen verstehen wir den Wert

$$\varrho = \frac{\lambda}{d\lambda}. \quad (4.27)$$

Auch die Breite des Einfallspaltes beeinflusst die Intensitätsverteilung der einzelnen Linien, da mit schmalere Spalten auf dem Schirm Linien kleinerer Breite zu erzeugen sind. Das Auflösungsvermögen von Prismenspektrographen beträgt in der Praxis  $\frac{\lambda}{d\lambda} = 10^4 \dots 10^5$ . Wie aus Tabelle 4.8 zu ersehen ist, ist  $\frac{dn}{d\lambda}$  bei den als Prismen verwendbaren Materialien abhängig von  $\lambda$ , also ist das Auflösungsvermögen ebenfalls wellenlängenabhängig.

*Interferenzspektrometer.* Es ist üblich, zum Erzeugen von Interferenzerscheinungen Vielstrahlanordnungen zu verwenden, da die Intensitätsverteilung von Interferenzringen bei diesen wesentlich schmaler ist (Abschn. 3.2. und Abb. 3.7b) als die bei der Zweistrahl-Interferenzanordnung. Damit kann das Erreichen des in Abb. 4.23 definierten Auflösungsvermögens bei kleinerem  $d\beta$  und so auch bei kleinerem  $d\lambda$  verwirklicht werden. Unter den Mehrstrahl-Interferenzspektrometern wird das *Fabry-Perot-Interferometer* (siehe Abb. 3.7a) am meisten verwendet. Das Auflösungsvermögen des Fabry-Perot-Interferometers beträgt unter Berücksichtigung der Überlegungen bei Abb. 4.23

$$\frac{\lambda}{d\lambda} = m \frac{\pi R}{1 - R^2}, \quad (4.28)$$

wobei  $m = \frac{2L \cos \beta}{\lambda}$  die sog. Ordnungszahl und  $R$  der Reflexionsfaktor der auf den Spiegel aufgetragenen Schicht ist. Das Auflösungsvermögen besitzt im sichtbaren Bereich bei den üblichen Werten von  $L = 1$  cm sowie  $R = 0,9$  die Größenordnung  $10^6$ , d. h., daß

$$\frac{\lambda}{d\lambda} = 10^6$$

ist.

Für die Spektrometer, in denen die Interferenz oder die Beugungserscheinungen ausgenutzt werden, können wir noch eine wichtige Größe einführen.

Ein Durchlässigkeitsmaximum erhalten wir in dem Fabry-Perot-Interferometer unter einem bestimmten Winkel  $\beta$  dann (Abschn. 3.3.), wenn

$$2L \cos \beta = m\lambda \tag{4.29}$$

ist. Zwei benachbarte Ringe, die zu  $\beta_1$  bzw.  $\beta_2$  gehören, werden bei gegebenem  $L$  und  $\lambda$  erzeugt. Die Werte des Winkels  $\beta$  zwischen den beiden Ringen, also

$$\beta_1 < \beta < \beta_2, \tag{4.30}$$

definieren den sog. *freien spektralen Bereich*, in dem die Komponenten unterschiedlicher Wellenlänge des einfallenden Bündels gut zu trennen sind. Zu diesem freien spektralen Bereich gehört der folgende Bereich der Wellenlänge  $\Delta\lambda$ :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L} = \frac{\lambda}{m}. \tag{4.31}$$

*Gitterspektrometer.* Zwei Gruppen von Gitterspektrometern sind gebräuchlich: Spektrometer mit Transmissions- bzw. Reflexionsgittern. Abb. 4.24 zeigt ein Spektrometer mit Transmissionsgitter. Das Auflösungsvermögen des Spektrometers kann durch den Ausdruck

$$\frac{\lambda}{d\lambda} = ND \frac{\sin \alpha + \sin \beta}{\lambda} \tag{4.32}$$

angegeben werden, wobei  $\alpha$  der Einfallswinkel des auf das Gitter einfallenden Bündels ist (in der Abbildung ist  $\alpha = 0$ ). Die Bedeutung von Buchstaben der Gl. (4.32), die bisher noch nicht auftraten, ist aus Abb. 4.24 zu entnehmen. Bei der Bestimmung des

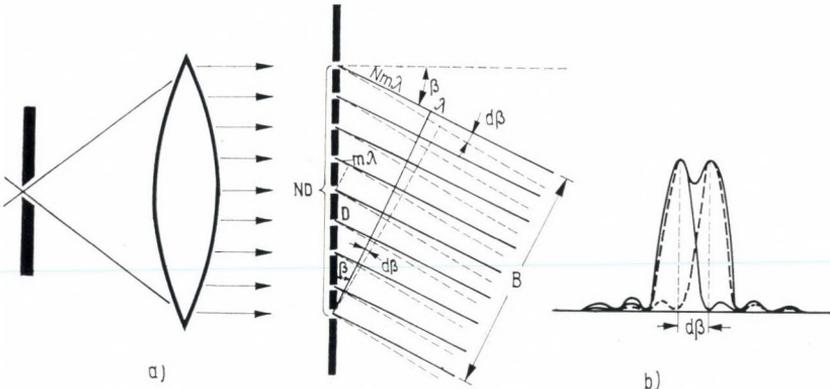


Abb. 4.24

freien spektralen Bereiches  $\Delta\lambda$  muß berücksichtigt werden, daß alle diejenigen Wellenlängen  $\lambda_1, \lambda_2, \dots$  unter einem bestimmten Winkel  $\beta$  erscheinen, die die Bedingung

$$D(\sin \alpha + \sin \beta) = m\lambda \quad (4.33)$$

erfüllen, wobei  $m = 1, 2, \dots$  ist.

Im Vorangegangenen erläuterten wir drei Gruppen von Einrichtungen, die zum Zerlegen des zu analysierenden Bündels geeignet sind. Die zweite Aufgabe, die während der Analyse durchzuführen ist, ist die Messung der Wellenlänge, die in ihrem Wesen auf das Eichen der Spektrometer zurückgeführt werden kann. Da in der Praxis überwiegend Spektrometer industrieller Herstellung Verwendung finden, für die Eich Tabellen vorhanden sind, beschäftigen wir uns nicht damit.

Die dritte Aufgabe während der Analyse, die *Bestimmung der Intensität* der einzelnen Komponenten unterschiedlicher Wellenlängen, erfolgt unter Anwendung von Verfahren, die in Abschn. 4.2. erörtert wurden.

#### 4.4. Monochromatoren

Oft ist es nicht erforderlich, die Analyse des Bündels unbekannter Zusammensetzung nach der Wellenlänge durchzuführen, es ist dann nur wichtig zu wissen, daß es sich um eine Komponente des Bündels mit einer einzigen bekannten Wellenlänge  $\lambda$  und der Linienbreite  $d\lambda$  handelt. Die in diesem Falle verwendeten Geräte heißen Monochromatoren. Alle Spektrographen können an und für sich als Monochromator verwendet werden, wenn wir an der Auftretsstelle der Spektrallinie gewünschter Wellenlänge einen Schirm mit Austrittsspalt benutzen, der das Eindringen der Strahlung in das Versuchsinstrument außerhalb des gewünschten Wellenlängenbereiches zwischen  $\lambda$  und  $\lambda + d\lambda$  verhindert. Selbstverständlich weicht die praktische Ausführung von Monochromatoren aufgrund der Anforderungen (konstruktive Gesichtspunkte usw.) von denen der Spektrometer ab, doch beschäftigen wir uns mit dieser Frage nicht.

Wegen seiner praktischen Bedeutung müssen wir auf noch ein Instrument hinweisen, das ebenfalls geeignet ist, nur den Anteil eines Bündels mit gewünschtem Wellenlängenbereich durchzulassen. Zwei Arten von diesen als Filter bezeichneten Einrichtungen sind bekannt. Zu sog. *Absorptionsfiltern* werden solche Materialien verwendet, die einen stark wellenlängenabhängigen Absorptionsfaktor  $\mu$  besitzen, also bei deren Verwendung

$$I(\lambda) = I_0 e^{-\mu(\lambda)x} \quad (4.34)$$

gültig ist. Hier bezeichnen wir mit  $x$  die Dicke des Filtermaterials und mit  $I_0$  eine in dem gesamten untersuchten Spektralbereich eine gleichmäßige spektrale Dichte aufweisende Intensität. Abb. 4.25 enthält die Änderung von  $I(\lambda)/I_0$  einiger charakteristischer Filtergläser in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

Eine andere Gruppe der Filter bilden die sog. *Interferenzfilter*. Diese sind im Wesen nichts anderes als eine sehr dünne dielek-

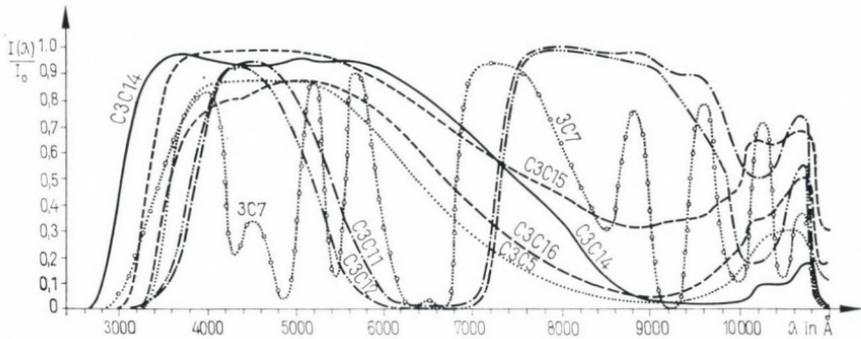


Abb. 4.25

trische Schicht, auf die beiderseitig eine sehr dünne halbdurchlässige Metallschicht aufgetragen wurde (Abb. 4.26), und aus diesem Grund sind sie einem *Fabry-Perot-Interferometer* sehr ähnlich. Da nach der Bedingung für die Ausbildung der Interferenzmaxima

$$2d \cos \beta = m\lambda \quad (4.35)$$

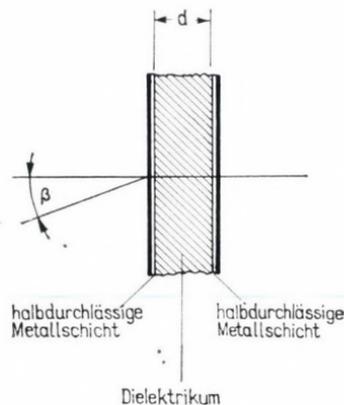


Abb. 4.26

die aufeinanderfolgenden Ordnungen entsprechenden Wellenlängen bei sehr kleinen  $d$ -Werten weit voneinander entfernt liegen [siehe Gl. (4.31)], läßt ein solches Filter im sichtbaren Bereich nur bei einer (maximal zwei) Wellenlänge(n) einen verhältnismäßig schmalen (Größenordnung zwei  $d\lambda = 30 \dots 50 \text{ \AA}$ ) Wellenlängenbereich hindurch. Wenn wir die Wellenlängen, die den nicht erwünschten Ordnungen entsprechen, mittels Absorptionsfilter eliminieren, so steht ein einfacher und billiger Monochromator mit gutem Auflösungsvermögen zur Verfügung. Neben den Vorteilen der Interferenzfilter muß aber auch der Nachteil erwähnt werden, daß die durchgelassene Wellenlänge auch von dem Einfallswinkel nach Gl. (4.35) abhängig ist.

#### 4.5. Die Intensitätsmodulation der elektromagnetischen Strahlung

Das Ziel der Intensitätsmodulation ist es, aus einem Eingangsbündel zeitlich konstanter oder wenigstens annähernd konstanter Intensität  $I_{\text{ein}}$  ein Ausgangsbündel mit einer nach der gegebenen Zeitfunktion  $F(t)$  veränderlichen Intensität

$$I_{\text{aus}} = I_{\text{ein}} F(t) \quad (4.36)$$

zu erzeugen. Mehrere Verfahren wurden zum Modulieren der Intensität in den letzten Jahren erarbeitet, die zum großen Teil sehr bekannte physikalische Erscheinungen verwenden. Diese Verfahren verwenden zum Modulieren der Intensität

- a) elektrooptische Effekte,
- b) magnetooptische Effekte,
- c) piezoelektrische Effekte,
- d) Ultraschalleffekte.

Im weiteren beschäftigen wir uns in erster Linie mit dem elektrooptischen Modulator, da dieser als eine der am besten ausgereiften Konstruktionen anzusehen ist.

Die Funktion von *elektrooptischen Modulatoren* beruht darauf, daß bestimmte Materialien unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes doppelbrechend werden. Wenn wir zwischen den beiden sog. *gekreuzten* (siehe weiter unten) Polarisatoren nach der Anordnung in Abb. 4.27 ein solches Material unterbringen, dann kann die Ausgangsintensität mittels der im elektrooptischen Material auftretenden Feldstärke gesteuert werden. Es geschieht folgendes in einer Anordnung gemäß Abb. 4.27. Wir filtern aus dem unpolarisierten Bündel zeitlich konstanter Intensität ( $I_{\text{ein}}$ ) mittels des Polarisators  $P_1$  eine linear polarisierte Komponente aus. Der in der Anordnung vorhandene zweite Polarisator  $P_2$  ist, auf  $P_1$  bezogen,

senkrecht eingestellt, so vermag er nur eine Welle durchzulassen, die eine Polarisationssebene senkrecht zur Polarisationssebene des ersten Filters besitzt. Wenn wir die Aufgabe des elektrooptischen Materials  $EM$  zunächst außer acht lassen, dann muß die meßbare Ausgangsintensität Null betragen, da naturgemäß die durch das Polarisationsfilter  $P_1$  aus dem Eingangsbündel gefilterte Lichtwelle keine Komponente solcher Polarisation besitzt, die von dem

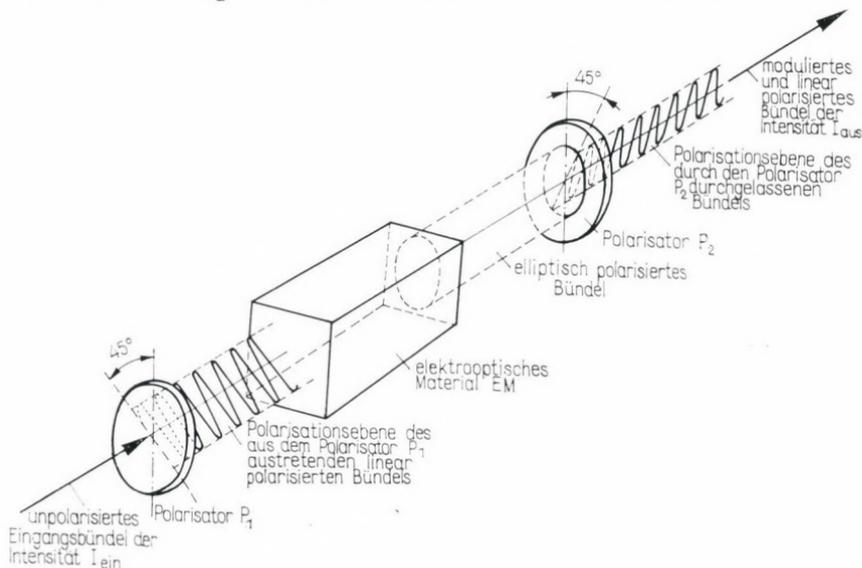


Abb. 4.27

nach Obengesagtem eingestellten Polarisator  $P_2$  durchgelassen wird. Es ändert sich aber die Lage, wenn wir zwischen den beiden Polarisatoren das elektrooptische Material  $EM$  unterbringen und eine elektrische Feldstärke anlegen. In diesem Fall wird das elektrooptische Material doppelbrechend, und eine elliptisch polarisierte Welle gelangt infolge der Einwirkung des linear polarisierten Bündels auf den Polarisator  $P_2$ . Diese Welle besitzt schon eine von dem Polarisator  $P_2$  durchzulassende Welle der entsprechenden Polarität, und so erscheint schließlich ein Bündel endlicher Intensität  $I_{\text{aus}}$  am Ausgang.

Die Vorgänge, die sich in Materialien mit elektrooptischen Eigenschaften abspielen, in deren Folge die auf das elektrooptische Material einfallende linear polarisierte Lichtwelle zu einer elliptisch polarisierten Welle wird, können mit den Abbildungen 4.28

und 4.29 leicht erklärt werden. Zerlegen wir zu diesem Zweck die auf das elektrooptische Material  $EM$  einfallende linear polarisierte Lichtwelle  $E_r$  in zwei in senkrecht zueinander stehenden Ebenen liegende Komponenten  $E'$  und  $E''$ . Die Lage der Ebenen wird so gewählt, daß die Winkelhalbierende der beiden Ebenen gerade mit

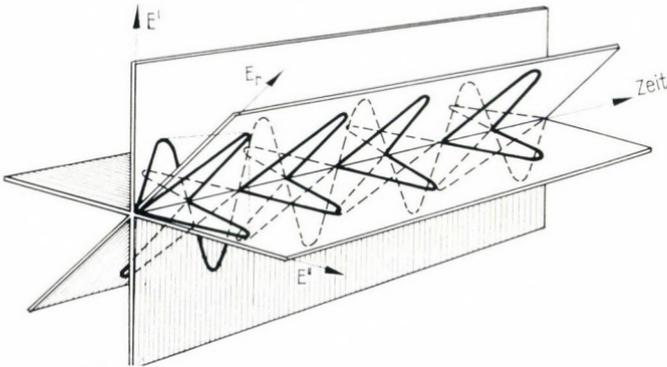


Abb. 4.28

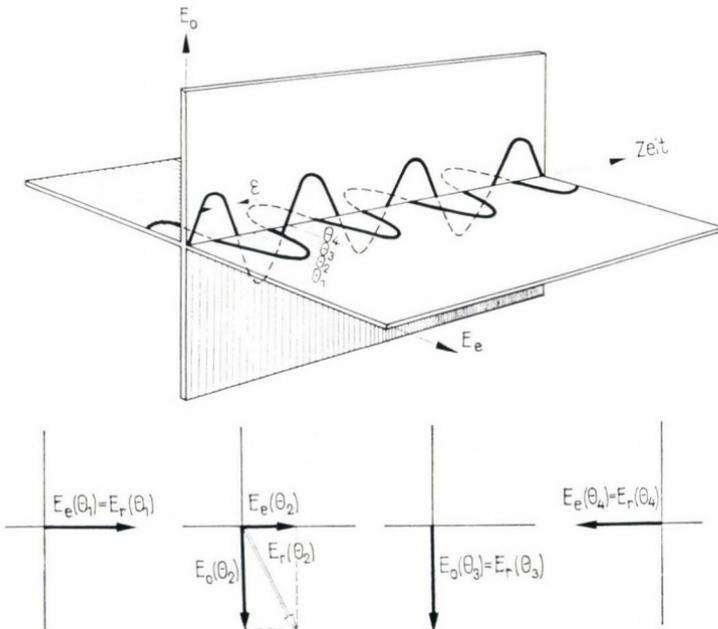


Abb. 4.29

der Polarisationssebene der einfallenden Welle zusammenfällt (Abb. 4.28). Es ist aber bekannt (Kapitel 3.), daß sich bei einem doppelbrechenden Material infolge der auf das Material einfallenden Welle eine ordentliche (o) und eine außerordentliche (e) Welle bilden, die zueinander senkrechte Polarisationssebenen besitzen. Ihre Fortpflanzungsgeschwindigkeiten sind unterschiedlich, d. h., es gilt  $v_e \neq v_o$ . Infolgedessen tritt beim Durchlaufen des elektrooptischen Kristalls der Länge  $l$  zwischen dem ordentlichen und dem außerordentlichen Wellenbündel eine Phasendifferenz

$$\varepsilon = 2\pi\nu \frac{l}{v_e - v_o} \quad (4.37)$$

auf (Abb. 4.29). Wenn wir die Resultierende  $E_r$  der Feldstärke  $E_o$  bzw.  $E_e$  der ordentlichen bzw. der außerordentlichen Welle zu den in Abb. 4.29 mit  $\theta_1, \theta_2, \theta_3$  und  $\theta_4$  bezeichneten Zeitpunkten bilden, erhalten wir, daß sich die Richtung der Resultierenden in Abhängigkeit von der Zeit in der Weise ändert, daß der Endpunkt des Feldstärkevektors eine Ellipse beschreibt (wenn  $E_o = E_e$  und  $\varepsilon = \pm\pi/2$  ist, so wird aus der Ellipse ein Kreis).

Jetzt behandeln wir die Eigenschaften von elektrooptischen Materialien etwas ausführlicher. Zuerst befassen wir uns mit Flüssigkeiten, anschließend mit Festkörpern.

Die bei Flüssigkeiten zu beobachtende elektrooptische Eigenschaft ist unter dem Namen »Kerr-Effekt« bekannt. Danach entsteht zwischen dem ordentlichen und dem außerordentlichen Bündel eine Phasendifferenz in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke  $E^*$ , die senkrecht zum Bündel steht, gemäß

$$\varepsilon = \varkappa E^{*2} \lambda, \quad (4.38)$$

wobei  $\varkappa$  eine für das Material charakteristische Konstante (Kerr-Konstante),  $l$  die Länge des Materials in Richtung der Bündelfortpflanzung und  $\lambda$  die Wellenlänge des durch das Material durchtretenden Lichtes ist. In Tabelle 4.9 sind die Kerr-Konstanten von einigen Flüssigkeiten aufgeschrieben.

Tabelle 4.9

Material	Kerr-Konstante in $10^{16} \text{ cm}^{-2} \text{ V}^{-2}$
Benzol	0,66
Schwefelkohlenstoff	3,60
Wasser	5,7
Nitrotoluol	136
Nitrobenzol	245

Die Verwendung von Nitrobenzol ist von den in der Tabelle aufgezählten Flüssigkeiten die am weitesten verbreitete, da seine Kerr-Konstante am höchsten ist, und so kann der zu der gegebenen Modulation erforderliche Wert mit der kleinsten Materiallänge und der kleinsten Feldstärke erreicht werden. Ein schwieriges Problem bedeutet aber die Tatsache, daß auch noch in diesem Fall große Feldstärken erforderlich sind. Bedenken wir nämlich folgendes: Um ein Bündel mit dem Querschnitt in der Größenordnung von  $d = 1$  cm zu modulieren, ist ein elektrooptisches Material mit der Querabmessung  $D \geq d$  erforderlich, das zur Erzeugung der entsprechenden elektrischen Feldstärke ein Modulationssignal der Amplitude

$$u = \frac{E^*}{D} \quad (4.39)$$

erhalten muß. Darüber hinaus stößt die Erzeugung eines solchen Signals auf große Schwierigkeiten, und die Lage wird noch dadurch verschlechtert, daß die die höchste Kerr-Konstante besitzenden Flüssigkeiten schnell verschmutzen (z. B. durch den aus der Luft aufgenommenen Wasserdampf usw.), demzufolge sinkt ihr Widerstand ab. Es entstehen bei der zum Modulieren erforderlichen großen Feldstärke Raumladungen, die das Feld mehr oder minder beeinflussen. Anschließend erfolgt ein Durchbruch. Wenn wir Lichtimpulse kurzer Anstiegszeit erzeugen wollen, so ist es weiterhin ungünstig, daß sich die mit Nitrobenzol gefüllte Zelle als Kondensator verhält, dessen Kapazität infolge der bedeutenden Dielektrizitätskonstante von Nitrobenzol mit den Angaben  $l = 5 \dots 10$  cm und  $D = 10$  mm den Wert  $C = 10 \dots 100$  pF erreichen kann.

Der Aufbau einer auch in der Praxis bewährten Kerr-Zelle ist aus Abb. 4.30 ersichtlich. Der Körper einer Kerr-Zelle wird meistens aus Glas, gegebenenfalls aus mit Edelmetallen (Gold, Silber) überzogenem Metall gefertigt. Die Elektroden, mit denen das elektrische Feld im Material  $EM$  erzeugt wird, besitzen ebenfalls einen Edelmetallüberzug. Wenn der Körper einer Kerr-Zelle aus Metall ist, bedeutet — neben den Vorteilen, die sich aus dem robusten Aufbau und der Widerstandsfähigkeit ergeben — das Auswählen der Dichtungs- bzw. Isoliermaterialien eine besondere Schwierigkeit bei den Lichteintritts- und Lichtaustrittsfenstern und bei der Elektrodeneinführung. Teflon erwies sich von den in Frage kommenden Materialien als bestes.

Zu den Nachteilen bei der allgemeinen Verwendung der Kerr-Zellen gehört noch, daß — wie es aus Abb. 4.30 auch ersichtlich ist — mittels einer Kerr-Zelle infolge der zum wirksamen Modu-

lieren erforderlichen Zellenlänge  $l$  und des Elektrodenabstandes  $D$  nur Bündel mit kleiner Divergenz modulierbar sind.

Infolge der aufgezählten Schwierigkeiten im Zusammenhang mit Flüssigkeit arbeitender elektrooptischer Modulatoren besitzen diejenigen Modulatoren besonders große Bedeutung, bei denen die elektrooptische Wirkung in Festkörpern wirksam wird. In diesem

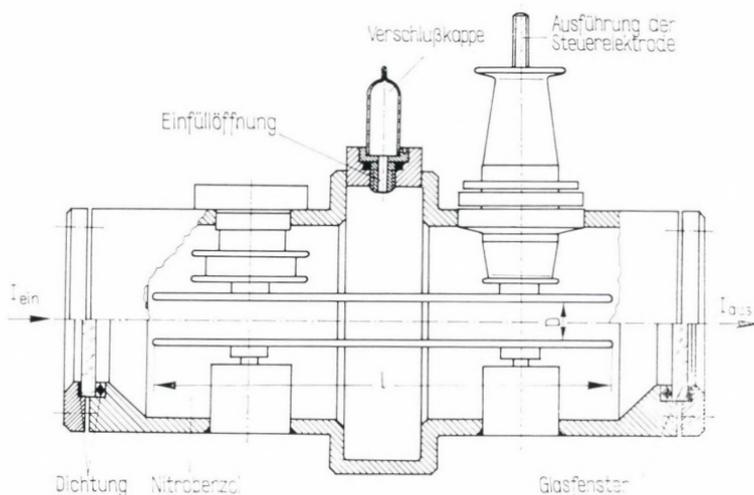


Abb. 4.30

Falle ist neben vielen anderen Vorteilen von Bedeutung, daß eine Verschmutzung des Materials während des Gebrauches praktisch nicht auftritt.

Der elektrooptische Effekt in Festkörpern ist unter dem Namen *Pockels-Effekt* bekannt. Das Wesen des Vorgangs ist dem des Kerr-Effektes sehr ähnlich. Die bei dem Durchtreten durch den Kristall zustande gekommene Phasendifferenz  $\varepsilon$  kann in einem der Gl. (4.38) ähnlichen Ausdruck aufgeschrieben werden, zum Unterschied ist die Phasendifferenz  $\varepsilon$  bei den einzelnen Kristallen von dem auf den Kristall einwirkenden elektrischen Feld linear abhängig. Die Phasendifferenz beträgt also

$$\varepsilon = \kappa l E^*,$$

wobei  $\kappa$  eine für das Material charakteristische Konstante ist. Da das Produkt von Feldstärke und Entfernung bei homogenem

Feld gerade der an den Kristall angelegten Spannung  $U$  gleich ist, ist die Phasendifferenz

$$\varepsilon = \kappa U$$

proportional der Spannung.

Es muß bemerkt werden, daß die Richtung der modulierenden elektrischen Feldstärke parallel oder senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung der Lichtwelle stehen kann.

Die meistverwendeten Materialien sind

Ammoniumdihydrogenphosphat (ADP),  
 Kaliumdihydrogenphosphat (KDP),  
 Kupferchlorid (CuCl),  
 Kaliumdideuterothosphat ( $\text{KD}_2\text{PO}_4$  oder mit der verbreiteteren Abkürzung  $\text{KD}^*\text{P}$ ).

Die Eigenschaften der als Modulator am meisten verwendeten Materialien sind in den Tabellen 4.10 und 4.11 zusammengefaßt. Die in Tabelle 4.10 aufgezählten Kristalle sind bezüglich Modulationszwecken am meisten verbreitet. Die in Tabelle 4.11 aufgezählten kubischen Kristalle — wie aus den in der Tabelle angegebenen Daten hervorgeht — besitzen ebenfalls günstige Eigenschaften für die Anwendung als Modulator, doch ist ihre Herstellung zunächst noch sehr kompliziert.

Tabelle 4.10

	ADP	KDP	$\text{KD}^*\text{P}$	$\text{CS}_2$
elektrooptischer				
Koeffizient in V/cm	$0,4 \cdot 10^{-9}$	$10^{-9}$	$2 \cdot 10^{-9}$	$0,3 \cdot 10^{-11}$
Brechungsindex	1,53	1,51	1,51	
$U_{\lambda/2}$ in kV	9,6...14,5	7,5...11	3,4...4,5	
Dielektrizitätskonstante	14	22	52	
dielektrischer Verlust				
$\frac{1}{\tan \delta}$	165	125	8,5	10,0

Eine KDP-Zelle ist in Abb. 4.31 dargestellt. Ein an der Stirnfläche und der Rückseite des Kristalles angebrachtes Elektrodenetz dient zur Erzeugung der zur Fortpflanzungsrichtung des zu modulierenden Lichtes parallelen elektrischen Feldstärke. An die Elektroden wird die Modulationsspannung über ein entsprechendes Anschlußsystem angeschlossen.

Tabelle 4.11

	CuCl	ZnS	$N_2(CH)_2$ (HMTA)	ZnSe	KTN
Brechungsindex	1,93	2,368	1,591	2,66	2,287
$U_{\lambda/2}$ in kV	6,2	10,4	9,2	7,1	$10^4$
Dielektrizitätskonstante	8,3	10,25	—	—	$10^4$
dielektrischer Verlust					
$\frac{1}{\tan \delta}$	1000	500	—	—	15



Ausführung der Steuerelektrode

Abb. 4.31

Die wichtigsten Angaben eines typischen Pockels-Modulators (KDP) sind in Tabelle 4.12 aufgeführt. Die Durchlaßfähigkeit  $T$  des Kristalls ist in Abhängigkeit von der Wellenlänge  $\lambda$  in Abb. 4.32 dargestellt.

Tabelle 4.12

Kapazität in pF	maximale Betriebsspannung in V	Dicke des Kristalls in mm	Durch- messer des Kri- stalls in mm	Aper- turgrad	Absorption im Modulator in %	Frequenz der Modulation in MHz
10. . . 200	5000. . . 8000	2. . . 15	5. . . 35	0,4. . . 3	10. . . 50 (2000. . . 14000 Å)	0. . . 5 (für Licht- impulse mit 10 ns Anstiegs- zeit)

Wenn der elektrooptische Modulator wie in Abb. 4.27 zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren untergebracht ist, ändert sich die Ausgangsintensität in Abhängigkeit von der modulierenden Spannung  $U$  nach der Gleichung

$$I_{\text{aus}}(t) = I_{\text{ein}} \sin^2 \left( \frac{\pi}{2} \frac{U(t)}{U_{\lambda/2}} \right), \quad (4.40)$$

wobei  $U_{\lambda/2}$  diejenige Spannung ist, bei der im Falle des Modulatorbetriebs zwischen der ordentlichen und der außerordentlichen Welle eine Phasendifferenz von  $\varepsilon = \pi$  auftritt. Der Wert von  $U_{\lambda/2}$  kann für Kerr-Modulatoren bei gegebenen  $D$ -Werten nach den Gleichungen (4.38) und (4.39) berechnet werden. Die für einige Pockels-Modulatoren geltenden  $U_{\lambda/2}$ -Werte sind in den Tabellen 4.10 und 4.11 enthalten.

Die Intensität des Ausgangslichtes ändert sich zeitlich in der in Abb. 4.33 dargestellten Weise, wenn die Modulationsspannung bei einer Anordnung wie in Abb. 4.27 sinusförmig ist. Bei zahlreichen Anwendungen ist es nicht erforderlich, daß das Minimum der

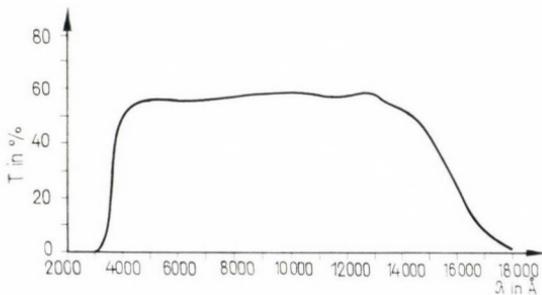


Abb. 4.32

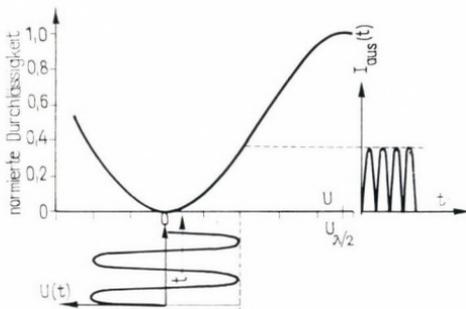


Abb. 4.33

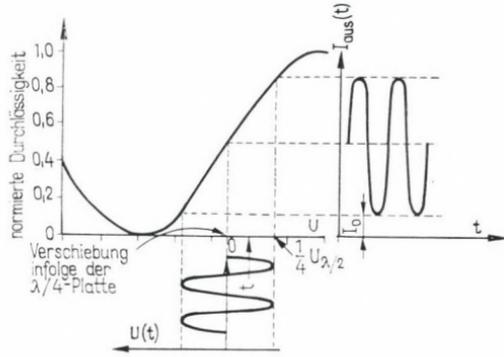


Abb. 4.34

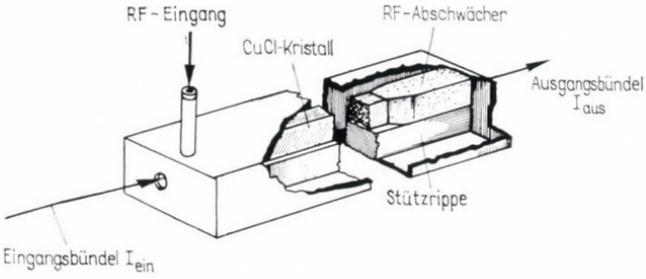


Abb. 4.35a

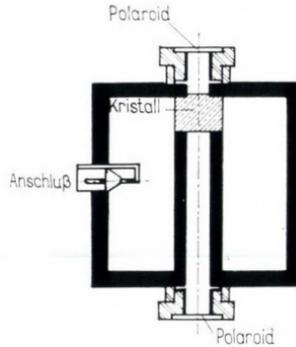


Abb. 4.35b

Ausgangsintensität gleich Null ist, da die Anwendung eine bestimmte konstante Grund-Lichtintensität  $I_0$  ermöglicht. In solchen Fällen wird die in Abb. 4.27 enthaltene Anordnung mit einer sog.  $\lambda/4$ -Platte ergänzt, die hinter dem Polarisator  $P_1$  angeordnet wird. Die Ausgangsintensität  $I_{\text{aus}}$ , die sich bei sinusförmig veränderlicher Modulationsspannung einstellt, zeigt Abb. 4.34. Der Vorteil dieser letzten Anordnung ist, daß sich die Ausgangsintensität zeitabhängig ebenfalls sinusförmig ändert, und so kann bei verhältnismäßig niedrigerer Modulationsspannung eine größere Intensitätsänderung erreicht werden.

Bei zahlreichen Anwendungen erfolgt die Modulation so, daß zuerst eine Mikrowelle mittels des Modulationssignals moduliert wird, damit wird dann die speziell ausgeführte Modulationszelle betrieben. Zwei solche Anordnungen zeigen die Abbildungen 4.35a und b.

#### 4.6. Hochreflektierende Spiegel

Wir befaßten uns in Kapitel 3, mit der Reflexion von elektromagnetischer Strahlung an Metallen. Wie aus Abb. 3.23 ersichtlich ist, übersteigt die Intensität des reflektierten Bündels besonders bei kleinen Einfallswinkeln — die z.B. bei Reflexion eines Bündels in sich selbst auftreten — nicht 90% der Einfallintensität, wobei sich der 10%ige Restanteil der Lichtleistung in dem Material des Spiegels in Wärme verwandelt und damit als Verlust auftritt.

Die Untersuchungen ergaben aber, daß beim Übereinanderdampfen nichtmetallischer Schichten unterschiedlicher Brechungsindizes, deren Dicke in der Größenordnung der Wellenlänge des Lichtes liegt, solche Spiegel herzustellen sind, bei denen der Reflexionsfaktor  $R$  99% erreichen kann. Dies bedeutet, daß der Verlust der Spiegel in der Größenordnung von 1% liegt, also nur den zehnten Teil der Verluste von Metallspiegeln beträgt.

Auf eine Grundplatte mit dem Brechungsindex  $n_0$  werden abwechselnd Schichten mit dem Brechungsindex  $n'$  bzw.  $n''$  aufgedampft. Wenn die Anzahl der Schichten eine gerade Zahl  $N$  und die Stärke der einzelnen Schichten gleich  $\lambda/4$  ist, beträgt der Reflexionsfaktor des so gefertigten Spiegels bei senkrechtem Einfall in einem Medium mit dem Brechungsindex  $n_k$

$$R_N = \left( \frac{n_0 f - n_k}{n_0 f + n_k} \right)^2, \quad (4.41)$$

wobei  $f = \left( \frac{n'}{n''} \right)^N$  ist.

Wenn die Schichtanzahl ungerade ist und ihre Anordnung so gewählt wurde, daß die Reihe mit einer Schicht hohen Brechungsindex beginnt (also die Anzahl der Schichten mit hohem Brechungsindex um 1 höher ist als die der Schichten mit niedrigem Brechungsindex), dann ergibt sich — ebenfalls für einen senkrechten Einfall — ein Reflexionsfaktor

$$R_{N+1} = \left( \frac{fn'^2 - n_0 n_k}{fn'^2 + n_0 n_k} \right)^2. \quad (4.42)$$

Reflexionsfaktoren von 99% oder mehr können mit den zur Verfügung stehenden optimalen Belagmaterialien für die in den sichtbaren Bereich fallenden Wellenlängen mit 10 bis 20 Schichten

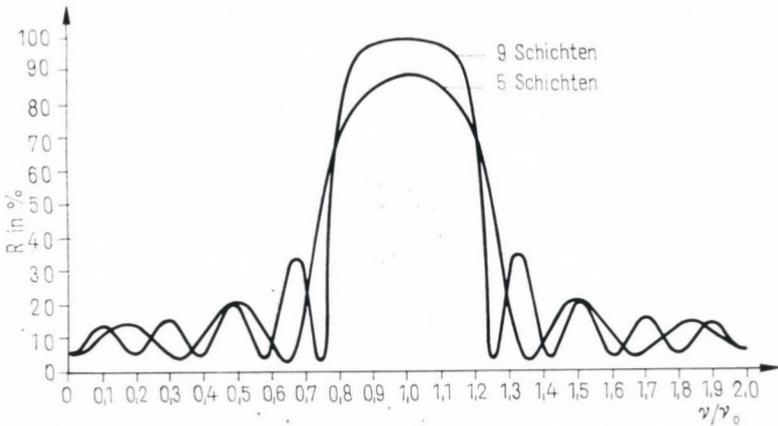


Abb. 4.36

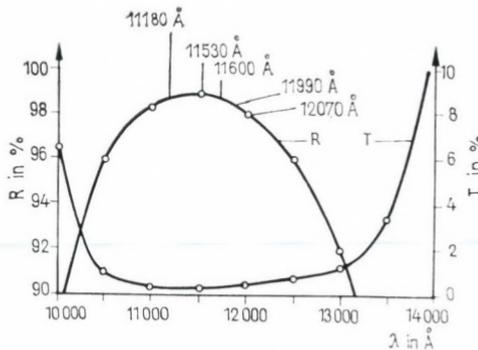


Abb. 4.37

verwirklicht werden, doch können im infraroten Bereich — da dort Materialien mit größerer Brechungsindexdifferenz, wie z. B. Ge und  $\text{MgF}_2$ , verwendet werden können — schon mit 4 bis 5 Schichten Reflexionsfaktoren von 99,5% erreicht werden. Der Reflexionsfaktor eines aus  $\text{GeO}_2$ - bzw.  $\text{MgF}_2$ -Belag bestehenden mehrschichtigen Spiegels ist in Abhängigkeit von einer aus der Frequenz  $\nu_0$  — die aus der vierfachen Schichtdicke  $\lambda_0$  berechnet wurde — gebildeten Größe  $(\nu/\nu_0)$  in Abb. 4.36 dargestellt.

Aus dem Aufbau eines dielektrischen Spiegels folgt, daß sein Reflexionsfaktor wellenlängenabhängig ist. Die wellenlängenabhängige Änderung des Reflexionsfaktors  $R$  und des Transmissionsfaktors  $T$  eines in der Lasertechnik verwendeten dielektrischen Spiegels zeigt Abb. 4.37.

THEORIE UND EXPERIMENTELLE  
REALISIERUNG DER LASER**5. Verstärkung von elektromagnetischer Strahlung****5.1. Einführung**

Wir haben uns bisher mit klassischen Lichtquellen, mit der Schwarzen Strahlung, der Gasentladung und mit der Photolumineszenz beschäftigt. Diese Lichtquellen besitzen das gemeinsame Merkmal, daß die Atome bzw. die Moleküle voneinander unabhängig endliche Wellenzüge ausstrahlen. Deswegen breitet sich das Licht der klassischen Lichtquellen in dem die Lichtquelle umgebenden Raum in jeder Richtung annähernd isotrop aus. Darüber hinaus ist das Kohärenzvermögen der Strahlung verhältnismäßig gering und die Spektrallinie breit. Dieses Licht kann also nicht als eine ideale ebene Welle angesehen werden.

Demgegenüber strahlt der Laser nur in eine Richtung. Das Licht des Lasers ist kohärent und damit fast eine ideale ebene Welle. Die Laser strahlen intensive Bündel aus, wobei die spektrale Intensitätsdichte die des Sternenlichtes übersteigt.

Die oben aufgezählten Eigenschaften des Lasers sind darauf zurückzuführen, daß das Material — unter bestimmten Umständen — das Licht nicht absorbiert, sondern es gerade verstärkt. Zur Klärung des Verstärkungsmechanismus untersuchen wir zuerst die Absorption und Emission (Abschn. 5.2.) näher. Anschließend gehen wir zur quantitativen Untersuchung der Erscheinungen (Abschn. 5.3.) über. Zum Schluß behandeln wir die Bedingungen für das Zustandekommen der sog. Besetzungsinversion, wobei wir erläutern, wie die Besetzungszahlen aus den meßbaren materiellen Eigenschaften zu bestimmen sind (Abschn. 5.4.).

**5.2. Die Vorgänge der Emission und der Absorption**

Wir beschäftigten uns schon im ersten Teil mit den Energiezuständen eines Atoms (Abschn. 2.3.). Untersuchen wir jetzt ausführlicher, wie der Übergang des Atoms von einem beliebigen in ein anderes beliebiges Niveau (Abb. 5.1) abläuft.

Wir bezeichnen die auf das obere Energieniveau bezogenen Größen mit dem Index  $s$  und die dem unteren Energieniveau entsprechenden mit dem Index  $r$ . Aus der auf diese Weise gewähl-

ten Bezeichnung folgt, daß die Energie  $E_s$  des  $s$ -ten Niveaus größer ist als die Energie  $E_r$  des  $r$ -ten Niveaus. Für  $s > r$  gilt also  $E_s > E_r$ .

Wieviel Elektronen sich in einem Energiezustand befinden, ist für die Atome selbst charakteristisch. Jedoch hängt dies auch von den äußeren Bedingungen ab. Die Anzahl der in einem bestimmten Energieniveau befindlichen Elektronen ist die sog. *Besetzungszahl*. Die Anzahl der Elektronen im Niveau  $s$  bezeichnen wir im weiteren mit  $N_s$ , die der im Niveau  $r$  mit  $N_r$ . (Wir bemerken dabei, daß im Interesse der weiteren Vereinfachung  $N_s$  und  $N_r$  die Gesamtzahlen der Elektronen im Niveau  $s$  bzw.  $r$  aller in einem Kubikzentimeter des Materials vorhandenen Atome bedeuten.) Unter-

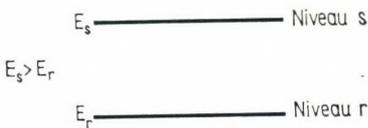


Abb. 5.1

suchen wir zuerst den Vorgang, bei dem sich die Energie  $E_s$  eines Elektrons — kurz gesagt, eines Elektrons im Niveau  $s$  — um den Wert  $E_s - E_r$  verringert, wobei das Elektron in das Niveau  $r$  übergeht. Das Atom strahlt die der Differenz zwischen den beiden Niveaus entsprechende Energie in Form von elektromagnetischer Strahlung mit der Frequenz

$$\nu_{sr} = \frac{E_s - E_r}{h} \quad (5.1)$$

aus. Bestimmen wir jetzt die Größe der mit dieser Frequenz vom Atom ausgestrahlten Lichtleistung (Abschn. 3.2.). Die Wahrscheinlichkeit, daß je Zeiteinheit ein Elektron vom Niveau  $s$  in das Niveau  $r$  übergeht, bezeichnen wir mit  $A_{sr}$ , wobei die *mittlere Zahl*  $\bar{n}_f$  der pro Zeiteinheit ausgestrahlten Quanten mit der Einzelenergie  $h\nu_{sr}$

$$\bar{n}_f = A_{sr} \quad (5.2)$$

ist.

Die während dieses Übergangs ausgestrahlte *mittlere Lichtleistung* beträgt

$$P_E = A_{sr} h \nu_{sr} = A_{sr} (E_s - E_r). \quad (5.3)$$

Wenn im Niveau  $s$  während der untersuchten Zeitdauer nicht ein

einzelnes, sondern  $N_s$  Elektronen vorhanden sind, so wird die mittlere Lichtleistung selbstverständlich  $N_s$ -fach größer als der in Gl. (5.3) angegebene Wert, d. h., es gilt

$$P_E = N_s A_{sr} h\nu_{sr} = N_s A_{sr} (E_s - E_r). \quad (5.4)$$

Das allgemeingültige Naturgesetz, nach dem sich ein System im stabilen Zustand im niedrigsten Energiezustand befindet, ist auch auf atomare Systeme anwendbar. Für den oben dargestellten Fall heißt das folgendes: Falls sich mindestens ein Elektron eines Atoms in einem höheren Niveau  $s$  befindet, so geht dieses Elektron ohne

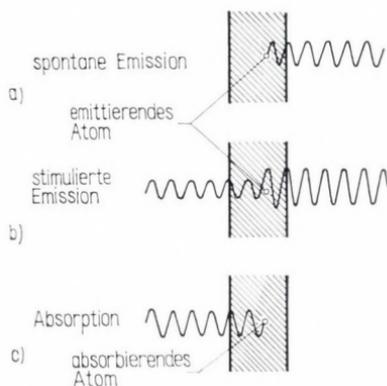


Abb. 5.2

äußeren Einfluß auf ein niedrigeres Niveau über. Dabei wird ein Wellenzug mit der der Energiedifferenz entsprechenden Frequenz ausgestrahlt. Anders gesagt, es kommt zu einer *spontanen Emission* eines Energiequants (Abb. 5.2a).

Es fragt sich nun, ob in diesem Fall genau angegeben werden kann, wann diese Emission zustande kommt und welche Phase der bei der Emission ausgestrahlte Wellenzug am Anfang besitzt. Wir wissen (Kapitel 2.), daß ein Elektron annähernd eine der *Lebensdauer* des zur betreffenden Energie gehörenden Niveaus entsprechende Zeit lang über eine bestimmte Energie verfügt. Die Lebensdauer bedeutet aber nicht, daß alle auf das bestimmte Niveau gebrachten Elektronen genau während dieser Zeit auf das niedrigere Niveau gelangen, sondern diese Zeit ist nur als ein Mittelwert der Lebensdauer dieses Vorgangs anzusehen. Demzufolge können weder der genaue Zeitpunkt noch die Anfangsphase des Wellenzuges bei einer spontanen Emission bestimmt werden. Wenn wir also bei vielen Atomen je ein Elektron auf irgendeine Weise auf einmal in

ein bestimmtes Niveau bringen, so werden die Wellenzüge während der der Lebensdauer entsprechenden Zeit und mit einer zufälligen Phasenverteilung ausgestrahlt.

Die oben erläuterte Erscheinung ist aber nicht die einzige, derzufolge Elektronen von einem höheren in ein tieferes Niveau gelangen können. Untersuchen wir nun den Fall, bei dem im Niveau  $s$   $N_s$  Elektronen vorhanden sind und gleichzeitig auf die Atome eine Strahlung mit der spektralen Energiedichte  $w(\nu)$  einwirkt.<sup>1</sup>

Die infolge der vorhandenen Strahlung ausgesandte Lichtleistung ist selbstverständlich zur Anzahl der erregten Atome proportional, jedoch hängt sie auch von der spektralen Energiedichte ab. Also beträgt die ausgestrahlte Leistung

$$P_E = N_s B_{sr} w(\nu_{sr}) (E_s - E_r), \quad (5.5)$$

wobei  $B_{sr}$  die auf die Strahlungseinheitsleistung bei der Frequenz  $\nu_{sr}$  und auf ein einziges im Niveau  $s$  vorhandenes Elektron bezogene Übergangswahrscheinlichkeit ist. Hier sprechen wir von *stimulierter oder induzierter Emission*. Es ist bemerkenswert, daß der Emissionszeitpunkt der ausgestrahlten Wellenzüge in diesem Falle auch nicht besser definiert ist als bei der spontanen Emission; doch entspricht die Phase der Strahlung der Phase des äußeren Strahlungsfeldes.

Die spontane und die induzierte Emission unterscheiden sich in ihrem Wesen. Die spontane Emission tritt auch dann auf, wenn das Atom nicht unter Lichteinwirkung steht. Die bei einer spontanen Emission ausgestrahlten Wellenzüge können in Phase sein oder sich annähernd mit der gleichen Phase fortpflanzen. Dann verstärken sich die Wellenzüge durch Interferenz. Sie können auch entgegengesetzte Phasen besitzen, dann verringert sich die Feldstärke. Wenn viele Atome in spontaner Emission gleichzeitig ausstrahlen, kommt eine chaotische Interferenzerscheinung zustande. Dann wächst und fällt die Amplitude der Feldstärke zufällig, und die Intensität des Lichtes fluktuiert stark (siehe Abb. 3.26).

Die einfallende Welle sowie die vom Atom emittierte Welle besitzen bei einer induzierten Emission immer die gleiche Phase. Die Amplitude des einfallenden Lichtes wächst also bei induzierter Emission immer an (Abb. 5.2b). Dadurch wird die Fluktuation der Lichtintensität kleiner. Bei Lasern spielt stets die induzierte Emission eine bedeutende Rolle.

Eine *Absorption* (Abb. 5.2c) kann im Gegensatz zur Emission nie spontan verlaufen, da das Atom die Anregungsenergie dem einfallenden Licht entnimmt. Die Absorption geht also immer infolge

<sup>1</sup> Den Zusammenhang zwischen der spektralen Energiedichte und der spektralen Leistungsdichte gibt Gl. (3.78) an.

einer äußeren Strahlung vor sich. So ergibt sich für den Mittelwert der absorbierten Lichtleistung

$$P_A = N_r B_{rs} w(\nu_{rs}) (E_r - E_s), \quad (5.6)$$

wobei  $B_{rs}$  die auf die Strahlungseinheitsleistung bei der Frequenz  $\nu_{rs} = -\nu_{sr}$  und auf ein einziges im Niveau  $r$  vorhandenes Elektron bezogene Übergangswahrscheinlichkeit ist. Im weiteren interessieren uns nun die Ergebnisse der Emissions- und Absorptionsvorgänge. Aus diesem Grund betrachten wir die sich zwischen den beiden Niveaus abspielenden Vorgänge ein wenig ausführlicher. Wie groß ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron, welches sich im Niveau  $s$  befindet, während der Zeiteinheit in das Energieniveau  $r$  übergeht? Da in diesem Prozeß die spontane und die induzierte Emission eine Rolle spielen, muß die Größe  $P_E$  der emittierten Lichtleistung neben der Übergangswahrscheinlichkeit  $A_{sr}$  auch die Übergangswahrscheinlichkeit der induzierten Emission, also  $B_{sr}$ , enthalten. Wir müssen bei der induzierten Emission berücksichtigen, daß die Anzahl der induziert emittierten Quanten nicht nur von den Eigenschaften des Atoms abhängt, sondern auch von der spektralen Energiedichte  $w(\nu)$  der induzierenden Strahlung selbst. Danach wird die Übergangswahrscheinlichkeit vom Niveau  $s$  in das Niveau  $r$  für eine Emission durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$p_{sr} = A_{sr} + w(\nu_{sr}) B_{sr}. \quad (5.7)$$

Wenn  $N_s$  Elektronen im Niveau  $s$  vorhanden sind, so gehen

$$\bar{n}_f = N_s p_{sr}$$

Elektronen in das Niveau  $r$  über, wobei ebenso viele Wellenzüge mit der Einzelenergie  $h\nu_{sr}$  emittiert werden. In einer der Gl.(5.7) ähnlichen Form können wir auch die den Absorptionsvorgang charakterisierende Wahrscheinlichkeit  $p_{rs}$  bestimmen. In diesem Fall bedeutet  $p_{rs}$  die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Elektron, das sich im Niveau  $r$  befindet, während der Zeiteinheit infolge der auf das Atom einwirkenden elektromagnetischen Strahlung in das Niveau  $s$  übergeht. Wie wir schon erwähnten, ist selbstverständlich  $p_{rs}$  auch von der spektralen Energieverteilung der auf das Atom einfallenden Strahlung abhängig. Wieviel ein Atom vom einfallenden Licht absorbieren kann, hängt davon ab, welchen Anteil die auf das Atom einfallende Strahlung an solchen Wellenzügen besitzt, deren Energie  $h\nu$  gerade der Energiedifferenz  $E_s - E_r$  entspricht, also inwieweit die Strahlung fähig ist, die Elektronen auf ein höheres Niveau  $s$  zu heben. Danach können wir analog dem

in Gl. (5.7) angegebenen Ausdruck die Übergangswahrscheinlichkeit für die Absorption aufschreiben:

$$p_{rs} = w(v_{rs}) B_{rs}. \quad (5.8)$$

Wenn  $N_r$  Elektronen im Niveau  $r$  vorhanden sind, so gehen in der Zeiteinheit

$$\bar{n}_f = N_r p_{rs}$$

Elektronen in ein höheres Niveau über, wobei gleichzeitig ebenso viele Quanten mit der Einzelenergie  $h\nu_{rs}$  absorbiert werden.

### 5.3. Einstein-Relationen

Die Untersuchungen, die EINSTEIN in den 20er Jahren zum Auffinden der Zusammenhänge zwischen den in Abschn. 5.2. erwähnten Größen  $A_{sr}$ ,  $B_{sr}$  und  $B_{rs}$  durchgeführt hat, zeigten, daß im Falle von nichtentarteten Niveaus (Abschn. 2.3.) die Beziehung

$$B_{rs} = B_{sr} \quad (5.9)$$

besteht. Zwischen der induzierten und spontanen Emission ergibt sich im Vakuum folgender Zusammenhang:

$$A_{sr} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} B_{sr}. \quad (5.10a)$$

Wenn wir Gl. (5.10a) betrachten, fällt uns auf, daß die Bedeutung der spontanen Emission bei höheren Frequenzen wächst. Wir werden später sehen, daß diese Tatsache in der Lasertechnik manche Schwierigkeit verursacht und u. a. auch dazu beiträgt, daß es sehr schwer ist, Laserstrahlung im kurzwelligeren Bereich zu erzeugen.

Im Falle entarteter Niveaus, wenn  $g_s$  und  $g_r$  die Entartungsgrade der obenerwähnten Niveaus sind, gilt

$$g_s B_{sr} = g_r B_{rs}. \quad (5.11)$$

Die in Gl. (5.10a) geschriebene zweite Einstein-Relation ändert sich, wenn der Brechungsindex  $n$  des betreffenden Materials merklich von 1 abweicht. In diesem Fall steht an Stelle von Gl. (5.10a) die Gleichung

$$A_{sr} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} n^3 B_{sr}. \quad (5.10b)$$

Bei Kenntnis der Gl. (5.10a) und Gl. (5.10b) kann festgestellt werden, welcher Emissionstyp bei einer gegebenen spektralen

Energiedichte  $w(\nu)$  dominiert. Dazu untersuchen wir, wie sich das Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten von spontaner und induzierter Emission bei der Schwarzen Strahlung ändert. Wenn die Energiedichte nach Gl. (5.10a) aus den Gleichungen (3.72b) und (3.78) errechnet wird, dann beträgt dieses Verhältnis

$$x = \frac{A_{sr}}{B_{sr} w(\nu_{sr})} = \exp \frac{h\nu_{sr}}{kT} - 1. \quad (5.12)$$

Für  $x > 1$  ist die spontane und für  $x < 1$  die stimulierte Emission stärker. Tabelle 5.1 zeigt einige  $x$ -Werte in Abhängigkeit von der Temperatur  $T$  und der Kreisfrequenz  $\omega = 2\pi\nu$ . Aus der Tabelle geht hervor, daß die stimulierte Emission bei niedrigen Frequenzen und hohen Temperaturen überwiegt, doch bei höheren — dem optischen Bereich entsprechenden — Frequenzen und niedrigen Temperaturen dominiert die spontane Emission.

Tabelle 5.1

Kreisfrequenz $\omega$ in Hz	Temperatur $T$ in K				
	1	10	100	1000	10000
$10^{10}$	$7,95 \cdot 10^{-2}$	$7,6 \cdot 10^{-3}$	$7,6 \cdot 10^{-4}$	$7,6 \cdot 10^{-5}$	$7,6 \cdot 10^{-6}$
$10^{11}$	2,15	$7,95 \cdot 10^{-2}$	$7,6 \cdot 10^{-3}$	$7,6 \cdot 10^{-4}$	$7,6 \cdot 10^{-5}$
$10^{12}$	$2,1 \cdot 10^3$	2,15	$7,95 \cdot 10^{-2}$	$7,6 \cdot 10^{-3}$	$7,6 \cdot 10^{-4}$
$10^{13}$	$2 \cdot 10^{33}$	$2,1 \cdot 10^3$	2,15	$7,95 \cdot 10^{-2}$	$7,6 \cdot 10^{-3}$
$10^{14}$	$10^{332}$	$2 \cdot 10^{33}$	$2,1 \cdot 10^3$	2,15	$7,95 \cdot 10^{-2}$
$10^{15}$		$10^{332}$	$2 \cdot 10^{33}$	$2,1 \cdot 10^3$	2,15

#### 5.4. Die Besetzungsinversion

Das nächste Problem, das untersucht werden muß, ist die sich einstellende Resultierende der oben besprochenen Emissions- und Absorptionsvorgänge bei einem im thermischen Gleichgewicht befindlichen System. Dazu muß die Anzahl der in den einzelnen Niveaus vorhandenen Elektronen, anders gesagt, die Besetzung der einzelnen Niveaus, bekannt sein. Das ist erforderlich, da — wie aus Abschn. 5.2. hervorgeht — die Besetzung neben den Übergangswahrscheinlichkeiten die während der Zeiteinheit emittierte bzw. absorbierte Energiemenge bestimmt. Wenn die Temperatur des Materials nicht 0 K beträgt (und das ist stets der Fall), dann befinden sich nicht alle Elektronen im Grundzustand. Die Wahrscheinlichkeit, daß sich ein Atom im Zustand  $E_j$  befindet, beträgt

$$p_j = C e^{-E_j/kT},$$

wobei die Konstante  $C$  so zu bestimmen ist, daß die Summe aller Wahrscheinlichkeiten gleich 1 ist. Demzufolge gilt

$$C = \frac{1}{\sum e^{-E_j/kT}}.$$

Die Summation muß über alle möglichen Zustände erfolgen. Wenn pro Volumeneinheit  $N_0$  Atome vorhanden sind, dann beträgt die Anzahl der Atome im Zustand  $E_j$

$$N_j = CN_0 e^{-E_j/kT}. \quad (5.13)$$

Wenn aber der  $j$ -te Zustand  $g_j$ -fach entartet ist, so sind die zu dieser Energie gehörenden, nach Gl. (5.13) zu berechnenden Elektronen  $N_j$  auf die einzelnen Energiezustände gleichmäßig verteilt. Dann gehören zu jedem Energiezustand

$$N'_j = \frac{N_j}{g_j} \quad (5.14)$$

Elektronen. Aus Gl. (5.13) folgt, daß die Besetzungszahl des tieferen Energieniveaus im thermischen Gleichgewicht immer größer ist als die des höheren Niveaus. Durch Gl. (5.13) können wir das Verhältnis zwischen den Besetzungszahlen des Niveaus  $s$  und des Niveaus  $r$  bestimmen, wobei wir die Entartungen  $g_s$  bzw.  $g_r$  der beiden Niveaus nach Gl. (5.14) ebenfalls berücksichtigen und erneut annehmen, daß  $s > r$  ist. Für dieses Verhältnis ergibt sich

$$\frac{N_s}{g_s} = \frac{N_r}{g_r} \exp\left(-\frac{E_s - E_r}{kT}\right). \quad (5.15)$$

Da es sich hier um zwei Niveaus des gleichen Atoms handelt, fällt die Konstante  $C$  aus der Gl. (5.15) heraus. Aus Gl. (5.15) folgt, daß sich bis zu den von uns erreichbaren Temperaturen praktisch alle Elektronen im Grundzustand befinden. Das liegt daran, daß das erste angeregte Energieniveau für die meisten Atome etwa um  $\Delta E = E_s - E_r = 2 \cdot 10^{-12}$  erg höher liegt als das Grundniveau. Demgegenüber beträgt  $kT$  sogar bei  $T = 3000$  °C nur  $0,42 \cdot 10^{-12}$  erg, ist also wesentlich kleiner als  $\Delta E$ . Der Quotient  $\Delta E/kT$ , der in Gl. (5.15) mit negativem Vorzeichen im Exponenten steht, wird sehr groß. Daher ist

$$\frac{N_s/g_s}{N_r/g_r} \ll 1.$$

Wir kennen nun die die Besetzungszahlen bestimmenden Gleichungen (5.13) und (5.15), während wir die Gleichungen (5.7) und (5.8)

für die Übergangswahrscheinlichkeiten  $p_{sr}$  bzw.  $p_{rs}$  schon im vorangegangenen Abschnitt angegeben haben. Wir sind also jetzt in der Lage, den sich infolge der Elektronenübergänge zwischen den Niveaus  $r$  und  $s$  einstellenden Zustand zu bestimmen. Dazu nehmen wir an, daß ein paralleles Lichtbündel mit der spektralen Energiedichte  $w(v_{rs})$  in das Material eintritt. Im Ergebnis der Absorptionen gelangen

$$N_r p_{rs} = N_r w(v_{rs}) B_{rs} \quad (5.16)$$

Elektronen vom Niveau  $r$  in das Niveau  $s$ . Gleichzeitig gehen

$$N_s \cdot p_{sr} = N_s A_{sr} + N_s w(v_{sr}) B_{sr} \quad (5.17)$$

Elektronen infolge von spontaner und induzierter Emission in das niedrigere Niveau  $r$  über. Die spontan emittierten Wellenzüge treten — wie bereits erwähnt — in alle Feldrichtungen mit gleicher Wahrscheinlichkeit aus. Hingegen bleiben die infolge der stimulierten Emission ausgestrahlten Wellenzüge mit dem äußeren Feld in Phase. Dadurch verstärken sie sich in Richtung der stimulierenden elektromagnetischen Strahlung, während sie sich in anderen Feldrichtungen gegenseitig abschwächen. Wenn wir die Lichtintensität aus der Richtung des stimulierenden Bündels von weitem beobachten, so fangen wir im wesentlichen nur die Intensität der stimulierten Strahlung auf, da die wegen der spontanen Emission ausgestrahlte Lichtleistung in alle Feldrichtungen gestreut und damit in ihrer Wirkung vernachlässigbar wird.

Schließlich erhalten wir für die Differenz der während des Übergangs vom Niveau  $s$  nach  $r$  durch die Elektronen emittierten und der von den Elektronen während des Übergangs vom Niveau  $r$  nach  $s$  absorbierten Lichtleistung folgenden Ausdruck:

$$\begin{aligned} P_E - P_A &= \Delta P = N_s p_{rs}(E_s - E_r) - N_r p_{rs}(E_s - E_r) \\ &= (N_s - N_r) w(v_{sr}) B_{sr}(E_s - E_r). \end{aligned} \quad (5.18)$$

Für den Fall  $s > r$  ist nach Gl. (5.15)  $N_s < N_r$ , und damit wird die rechte Seite der Gl. (5.18) negativ. Wir erhalten somit das in der Praxis schon bekannte Ergebnis, daß beim Durchgang eines Lichtstrahls durch ein Medium im thermischen Gleichgewicht die Wirkung der Absorption überwiegt. Die Intensität des Strahls wird also vermindert. *Dieser Sachverhalt ändert sich grundlegend, wenn wir auf irgendeine Weise im Material einen solchen Zustand erzeugen können, bei dem die Anzahl der Elektronen im höheren Niveau größer ist als die im unteren, das heißt, bei dem*

$$N_s > N_r$$

gilt. In diesem Fall wird das Verhältnis der Besetzungszahlen der beiden Niveaus durch äußere Einwirkung auf das Material geradezu umgedreht, und man spricht von einer sog. *Besetzungsinversion*: Die rechte Seite der Gl. (5.18) wird dann positiv, was bedeutet, daß die Intensität der vom Material infolge der äußeren Strahlung emittierten Strahlung höher sein wird als die vom Material absorbierte Intensität. Das heißt aber nichts anderes, als daß die in das Material einfallende elektromagnetische Strahlung beim Durchgang infolge der stimulierten Emission *verstärkt* wird. Die spontane Emission kann in diesem Fall in guter Näherung vernachlässigt werden.

Aus dem oben Gesagten folgt, daß die Intensität der durch das Material laufenden Strahlung bei vorliegender Besetzungsinversion steigt, das System funktioniert also als Lichtverstärker. Es ist selbstverständlich, daß für dieses System der Lichtverstärkung die Gesetze der Energieerhaltung ebenfalls gültig sind. Es passiert nämlich folgendes: Die zum Erzeugen der Besetzungsinversion verbrauchte Energie wird proportional zur einfallenden Lichtleistung frei, und dadurch wird die Verstärkerwirkung erreicht. (Die Methoden zur Erzeugung der Besetzungsinversion besprechen wir in Kapitel 6.)

Es ist wichtig, daß die Besetzungsinversion immer durch eine *äußere Einwirkung* erreicht wird, d. h., die zusätzlich ausgestrahlte Energie wird aus einer äußeren Energiequelle geschöpft. Dieser Lichtverstärkungsvorgang kann nach seiner Behandlung unter Berücksichtigung des atomaren Aufbaus des Materials selbstverständlich auch mit makroskopischen Größen beschrieben werden. Es ist bekannt, daß die Intensität  $I$  einer Strahlung, die mit der Intensität  $I_0$  auf ein Material mit dem Absorptionskoeffizienten  $\mu$  und der Dicke  $x$  fällt, nach dem Durchgang durch das Medium

$$I = I_0 e^{-\mu x}$$

beträgt, wobei  $\mu$ , wie wir schon in Kapitel 3. erwähnten, von der Wellenlänge bzw. der Frequenz des Lichtes abhängt. Wenn wir den Ausdruck für die Intensität nach  $x$  differenzieren, erhalten wir das sog. differentielle Absorptionsgesetz

$$\frac{1}{I} \frac{dI}{dx} = -\mu.$$

Schreiben wir das Absorptionsgesetz nicht für die Intensität, sondern für die spektrale Energiedichte auf, so wird wegen (3.78)

$$w = w_0 e^{-\mu x}$$

bzw.

$$\frac{1}{w} \frac{dw}{dx} = -\mu. \quad (5.19)$$

Der Verstärkungsfaktor kann mit Hilfe dieses Gesetzes ausgedrückt werden, wenn wir annehmen, daß bei Medien mit Besetzungsinversion

$$\mu < 0$$

ist, d. h., solche Materialien besitzen einen negativen Absorptionskoeffizienten. Den negativen Absorptionskoeffizienten bezeichnen wir im weiteren mit  $\alpha^*$ , also

$$\alpha^* = -\mu.$$

Zusammenfassend können wir folgendes feststellen: Wenn zwischen zwei Niveaus eines Mediums auf irgendeine Weise eine Besetzungsinversion erzeugt wurde, so tritt bei Einstrahlung eines mit dem Niveauabstand in Resonanz befindlichen Lichtstrahls ein verstärkter Lichtstrahl aus dem Medium aus, der mit dem einfallenden Lichtstrahl in Phase ist.

Ein besonders interessantes Ergebnis erhalten wir dann, wenn wir wenigstens einen Teil des aus dem Material austretenden verstärkten Bündels wieder in das aktive Material zurückleiten. In diesem Fall wiederholt sich der obige Vorgang, und durch diese Rückkopplung kommt eine aus annähernd parallelen Sinusschwingungen bestehende elektromagnetische Welle zustande. Das ist das *Funktionsprinzip des Lasers*. Es gelang mit Hilfe dieser Methode, eine solche elektromagnetische Welle — das sog. Laserlicht — zu erzeugen, deren Eigenschaften im wesentlichen den Annahmen in Abschn. 3.2. entsprechen.

Interessehalber möchten wir an dieser Stelle noch bemerken, daß die Gesetze, die wir in Kapitel 5. angewendet haben, schon seit Anfang der 30er Jahre unseres Jahrhunderts bekannt waren. Die ersten Schritte für die eigentliche Entdeckung des Lasereffektes wurden allerdings erst in den Jahren 1954 und 1955 — ausgehend von den vollkommen bekannten Tatsachen — gemacht.

Um die Besetzungszahlen einzelner Energiezustände der Atome des Materials bestimmen und das Zustandekommen der Besetzungsinversion verstehen zu können, suchen wir im weiteren einen Zusammenhang zwischen dem Absorptionsgesetz gemäß Gl. (5.19) und den Besetzungszahlen in Gl. (5.18) sowie den Faktoren  $B_{sr}$ .

Zu diesem Zweck untersuchen wir das folgende Modell (Abb. 5.3): Das Frequenzspektrum eines sich in Richtung der  $x$ -Achse fortpflanzenden Lichtstrahles konzentrierte sich zwischen  $\nu$  und

$\nu + d\nu$ . Wir untersuchen jetzt die im Medium nach »oben« bzw. nach »unten« gerichteten Übergänge zwischen zwei Niveaus. Bezeichnen wir das untere mit  $r$  und das obere mit  $s$ . Weiterhin nehmen wir an, daß in einem Kubikzentimeter des Materials  $N_r$  Atome im Niveau  $r$  vorhanden sind, wobei  $dN_{r\nu}$  Atome im Frequenzbereich  $\nu$  bis  $\nu + d\nu$  aus der Strahlung Energie absorbieren.  $N_s$  Atome mögen sich pro Kubikzentimeter des Materials im Niveau  $s$  befinden. Davon emittieren  $dN_{s\nu}$  infolge der einfallenden Strahlung in den Frequenzbereich  $\nu$  bis  $\nu + d\nu$ . Der Strahl möge durch ein Medium

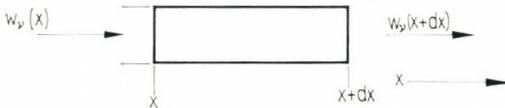


Abb. 5.3

mit dem Querschnitt  $1 \text{ cm}^2$  und der Dicke  $dx$  hindurchgehen. Nun berechnen wir die Änderung der spektralen Energiedichte, wenn der Strahl im Material die Strecke  $dx$  zurücklegt.

Die pro Volumeneinheit des Mediums während der Zeiteinheit infolge induzierter Emission ausgestrahlte Leistung beträgt nach Gl. (5.5)

$$dP_E = B_{sr} w(\nu_{sr}) h\nu_{sr} dN_{s\nu}.$$

Auf ähnliche Weise erhalten wir für die absorbierte Leistung nach Gl. (5.6)

$$dP_A = B_{rs} w(\nu_{rs}) h\nu_{rs} dN_{r\nu}.$$

Der Lichtstrahl durchläuft die Strecke  $dx$  während der Zeit

$$dt = dx/v,$$

wobei  $v = c/n$  ist. Die Abnahme der spektralen Energiedichte beträgt also

$$\begin{aligned} [w(x+dx) - w(x)] d\nu &= (dP_A - dP_E) \frac{dx}{c} n \\ &= -h\nu w(\nu) [B_{rs} dN_{r\nu} - B_{sr} dN_{s\nu}] \frac{dx}{c} n. \end{aligned}$$

Nach Umformung ergibt sich

$$-\frac{1}{w} \frac{dw}{dx} d\nu = \frac{h\nu n}{c} (B_{rs} dN_{r\nu} - B_{sr} dN_{s\nu}). \quad (5.20)$$

Aus der linken Seite der Gl. (5.20) ist sofort ersichtlich, daß sie die differentielle Form des Absorptionsgesetzes nach Gl. (5.19) ist. Auf der rechten Seite der Gleichung stehen die mikroskopischen Eigenschaften des Materials (Übergangswahrscheinlichkeiten  $B_{rs}$  und  $B_{sr}$ , Teilchendichte usw.).

Wenn wir Gl. (5.19) und Gl. (5.20) vergleichen, so erhalten wir die Beziehung

$$\mu(\nu) d\nu = \frac{h\nu n}{c} (B_{rs} dN_{r\nu} - B_{sr} dN_{s\nu}). \quad (5.21)$$

Integrieren wir Gl. (5.21), so ergibt sich

$$\int \mu(\nu) d\nu = \frac{h\nu_0 n}{c} (B_{rs} N_r - B_{sr} N_s), \quad (5.22)$$

wobei  $\nu_0$  die mittlere Frequenz der Strahlung ist. Setzen wir für  $B_{rs}$  und  $B_{sr}$  die Größen nach Gl. (5.9) und Gl. (5.10b) in Gl. (5.22) ein, dann wird

$$\int \mu(\nu) d\nu = \frac{c^2 A_{sr}}{8\pi\nu_0^2 n^2} \frac{g_s}{g_r} \left( N_r - \frac{g_r}{g_s} N_s \right). \quad (5.23)$$

Aus dieser Gleichung ist ersichtlich, daß wir unserer Zielsetzung entsprechend einen Zusammenhang zwischen dem Integral des Absorptionskoeffizienten und den Besetzungszahlen der einzelnen Niveaus gefunden haben.

Wenn sich das Material fast im thermischen Gleichgewicht befindet, so ist  $N_s$  gegenüber  $N_r$  vernachlässigbar klein. Das bedeutet aber nichts anderes, als daß wir annehmen können, daß fast alle Atome ( $N_0$ ) im Grundzustand sind, also  $N_r \approx N_0$ . Unter dieser Bedingung können wir schreiben

$$\int \mu(\nu) d\nu = \kappa N_0 \quad (5.24)$$

mit

$$\kappa = \frac{c^2 A_{sr}}{8\pi\nu_0^2 n^2} \frac{g_s}{g_r} = \frac{\lambda^2 A_{sr}}{8\pi n^2} \frac{g_s}{g_r}. \quad (5.25)$$

Dabei ist  $\lambda$  in Gl. (5.25) die Wellenlänge des einfallenden Lichtstrahls im Vakuum.

Der auf ein Atom bezogene Absorptionswirkungsquerschnitt kann nach Gl. (5.24) folgendermaßen definiert werden:

$$\sigma_\nu = \frac{\mu(\nu)}{N_0}. \quad (5.26)$$

Der auf ein Atom bezogene integrale Absorptionswirkungsquerschnitt der betreffenden Linie kann ebenfalls angegeben werden:

$$\int \sigma_\nu d\nu = \frac{1}{N_0} \int \mu(\nu) d\nu = \varkappa. \quad (5.27)$$

Damit ist es uns gelungen, die Besetzungszahlen durch das Integral des Absorptionskoeffizienten auszudrücken. Für die Praxis wäre es selbstverständlich vorteilhaft, wenn wir die fraglichen Besetzungszahlen mit dem Maximum des Absorptionskoeffizienten in Verbindung bringen könnten, da dann das Ausmessen der Funktion  $\mu(\nu)$  und das Integrieren entfielen. Zu diesem Zweck berücksichtigen wir die Tatsache, daß der Absorptionskoeffizient  $\mu(\nu)$  nach der in Abschn. 3.5. eingeführten Gl. (3.70a) durch die Lorentz-Funktion folgendermaßen auszudrücken ist:

$$\mu(\nu) = \bar{K} S(\nu, \nu_0) \quad (5.28)$$

mit

$$\bar{K} = \int \mu(\nu) d\nu. \quad (5.29)$$

Beim Aufschreiben der Gleichungen (5.28) und (5.29) nutzten wir die Tatsache aus, daß nach Gl. (3.70b)  $\int S(\nu, \nu_0) d\nu = 1$  ist. Der maximale Wert  $\mu_{\max}$  des Absorptionskoeffizienten beträgt unter Berücksichtigung der Gleichungen (3.70c) und (5.28)

$$\mu_{\max} = \frac{2\bar{K}}{\pi\Delta\nu}. \quad (5.30)$$

Gl. (5.30) kann nach den Gleichungen (5.23) und (5.29) wie folgt umgeschrieben werden:

$$\mu_{\max} = \frac{2\varkappa}{\pi\Delta\nu} \left( N_r - \frac{g_r}{g_s} N_s \right). \quad (5.31)$$

Um den Zahlenwert von  $N_r$  und  $N_s$  genau bestimmen zu können, benötigen wir neben Gl. (5.31) noch einen weiteren Zusammenhang. Diesen erhalten wir aufgrund folgender Überlegung. Wir setzten bisher als Material Atome voraus, deren Niveau  $s$  wir auf irgendeine Weise bevölkerten. Wie wir bereits erwähnten, befinden sich fast alle Atome  $N_0$  in einem Kubikzentimeter eines Materials im thermischen Gleichgewicht im Grundzustand, wobei

$$N_0 = N_r + N_s \quad (5.32)$$

ist.

Das Maximum des Absorptionskoeffizienten des Mediums im thermischen Gleichgewicht beträgt

$$\mu_{\max_0} = \frac{2}{\pi \Delta \nu} \approx N_0. \quad (5.33)$$

Bilden wir nun den Quotienten der beiden Maxima

$$\frac{\mu_{\max}}{\mu_{\max_0}} = \frac{N_r - \frac{g_r}{g_s} N_s}{N_0}, \quad (5.34)$$

so stehen uns die Gleichungen (5.31), (5.32) und (5.34) zur Bestimmung von  $N_0$ ,  $N_r$  und  $N_s$  zur Verfügung.

Es ist uns also gelungen, die Bestimmung der Besetzungszahlen auf die Messung von Extremwerten der Absorptionslinien zurückzuführen, was experimentell — besonders bei schmalen Linien — wesentlich einfacher ist als die Bestimmung der sog. integralen Absorption  $\int \mu(\nu) d\nu$ .

## 6. Die experimentelle Realisierung der Laser

### 6.1. Einführung

Die Grundbedingung zur Erzeugung von Laserstrahlung, die *Besetzungsinversion*, wurde im vorangegangenen Kapitel erläutert, und wir haben gesehen, daß das invertierte Medium fähig ist, elektromagnetische Strahlung zu verstärken. Ein Beispiel dafür, wie eine Besetzungsinversion hergestellt werden kann, wird in Abschn. 6.2. angegeben. Anschließend wird gezeigt, daß das Funktionieren des Lasers (anders gesagt: die Lichterzeugung) noch einer Bedingung bedarf. Das verstärkende Medium muß nämlich in einem *Resonator* angeordnet werden, der für die Rückkopplung des Strahlungsfeldes sorgt. In Abschn. 6.3. wird gezeigt, daß die Besetzungsinversion bei einem gegebenen Resonator einen *Schwellenwert* überschreiten muß, um die Lichterzeugung zu ermöglichen. Damit gelangt man zu einer quantitativen Bedingung. Abschn. 6.4. befaßt sich ebenfalls mit der quantitativen Beschreibung der Laserstrahlung. Der prinzipielle Aufbau des Lasers, die zur Herstellung von Lasern verwendeten wichtigsten Materialtypen und die wesentlichsten Eigenschaften des Lasers werden in Abschn. 6.5. erläutert. In Abschn. 6.6. wird auf die optischen Resonatoren eingegangen, wobei diese auch quantitativ behandelt werden. Das Endziel der quantitativen Beschreibung der Laserstrahlung ist die Bestimmung der Intensität und spektralen Zusammensetzung des Lichtes, das vom Laser bei einer vorgegebenen Besetzungsinversion ausgestrahlt wird. Außerdem interessieren die Intensitätsverteilung über dem Querschnitt und die Divergenz des Laserstrahls. Die exakte Beantwortung dieser Fragen erfordert einen außerordentlich komplizierten mathematischen Aufwand, der hier nicht erläutert werden kann. Für die Praxis genügt oft eine verhältnismäßig einfache Behandlung, die mit Bilanzgleichungen operiert. Darauf werden wir in Abschn. 6.7. eingehen.

### 6.2. Die Erzeugung von Laserstrahlung

Die Funktionsbedingungen des Lasers wurden bereits in Abschn. 5.4. schematisch erläutert. Im weiteren befassen wir uns damit, wie die in Abschn. 5.4. aufgrund theoretischer Überlegungen

gegebenen Bedingungen experimentell verwirklicht werden können. Dazu wählen wir ein atomares System, das ein in Abb. 6.1 gezeigtes Termschema besitzt. Die Elektronen werden durch eine entsprechende Anregung von einem mit »1« bezeichneten Grundniveau in ein mit »3« bezeichnetes Niveau gebracht. Man sagt dazu auch, das Atom wird aus dem Grundniveau in den Zustand »3« gepumpt. Auf den Pumpmechanismus werden wir später noch näher eingehen.

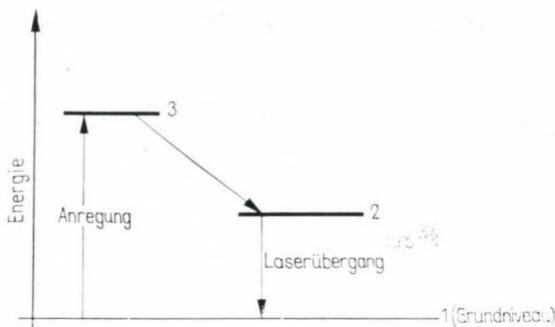


Abb. 6.1

Die Elektronen »fallen« vom Niveau »3« teilweise auf das Grundniveau »1« zurück, andererseits gehen sie auch in den Zustand »2« über, über den sie wieder in den Grundzustand gelangen.

Wir nehmen an, daß die in den Zustand »3« gebrachten Elektronen mit größerer Wahrscheinlichkeit in das Niveau »2« übergehen als direkt in den Grundzustand »1«. Falls die Anzahl der Übergänge von »1« nach »3« groß ist, das Niveau »3« also stark erregt wird, werden viele Elektronen in das Niveau »2« gebracht. Das Pumpschema lautet also  $1 \rightarrow 3$ ,  $3 \rightarrow 2$ .

Selbstverständlich sind bei Besetzung des Niveaus »2« Übergänge  $2 \rightarrow 1$  möglich, wodurch die Besetzung dieses Niveaus natürlich vermindert wird. Ist die Lebensdauer des Niveaus »2« groß, dann wird die Anzahl der Übergänge  $2 \rightarrow 1$  relativ klein sein. Durch intensives  $1 \rightarrow 3$ -Pumpen kann also erreicht werden, daß die Besetzung  $N_2$  des Niveaus »2« größer ist als die Besetzung  $N_1$  des Niveaus »1«. Dann erhalten wir eine *Besetzungsinversion*. Ein Lichtstrahl, dessen Frequenz  $\nu_{21}$  der Energiedifferenz zwischen den Niveaus »2« und »1« entspricht, für den also

$$\nu_{21} = \frac{E_2 - E_1}{h}$$

gilt, wird durch ein in einen solchen Zustand gebrachtes atomares System verstärkt. Bei der Verstärkung entspricht die Phase der aus dem Material austretenden Strahlung der Phase der auf das Material einfallenden äußeren stimulierenden Strahlung.

Wenn ein Teil der so verstärkten Strahlung mit der Frequenz  $\nu_{21}$  durch den teildurchlässigen Spiegel  $HS'$  (Abb. 6.2) reflektiert und wieder durch das Material geleitet wird, so wiederholt sich der vorher beschriebene Vorgang, und die Strahlung wird weiter verstärkt. Sie bleibt dabei weiterhin mit der den Vorgang steuernden Strahlung in Phase. Wenn auch auf der anderen Seite des

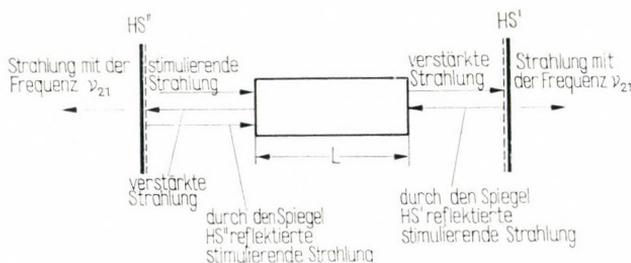


Abb. 6.2

Materials ein teildurchlässiger Spiegel  $HS''$  angebracht wird und damit ein Teil der verstärkten Strahlung wieder in das Material zurückgeleitet wird, so erhält man ein System, das eine ideale Sinuswelle der Frequenz  $\nu_{21}$  so lange durch beide halbdurchlässige Spiegel ausstrahlt, wie die Besetzungszahlen  $N_1$  und  $N_2$  die Ungleichung

$$N_2 > N_1$$

erfüllen.

Über die Laser, die ein Termschema nach Abb. 6.1 besitzen, muß noch folgendes bemerkt werden. Die den Laservorgang auslösende stimulierende Strahlung muß nicht von außen stammen. Der Übergang  $2 \rightarrow 1$  kommt nämlich auch spontan zustande. Die spontane Strahlung ist völlig ausreichend, um den oben beschriebenen regenerativen Prozeß auszulösen. Außerdem muß folgendes gelten:

- Es ist notwendig, daß der Übergang  $1 \rightarrow 3$  infolge des Pumpens mit großer Wahrscheinlichkeit stattfindet.
- Da das angeregte Elektron aus dem Zustand »3« sowohl in den Zustand »1« als auch in den Zustand »2« übergehen kann, muß die Wahrscheinlichkeit des Übergangs  $3 \rightarrow 2$  größer sein als die für den Übergang  $3 \rightarrow 1$ .
- Die Lebensdauer des Niveaus »2« muß genügend groß sein.

Falls bei der Niveauanordnung nach Abb. 6.1  $g_1 = g_2$  ist, so entsteht erst dann eine Besetzungsinversion, wenn mindestens die Hälfte aller Elektronen auf das Niveau »2« gebracht worden ist. Unter gewöhnlichen Umständen gilt  $N_1 \approx N_0$ , d. h., fast alle Elektronen befinden sich im Grundzustand. Deswegen muß man mindestens  $N_0/2$  Elektronen über das Niveau »3« in das Niveau »2« bringen. Man muß also zur Herstellung der Besetzungsinversion eine sehr beträchtliche Energiemenge aufwenden. Das Termschema nach Abb. 6.1 ist daher zur Verwirklichung des Laserbetriebes nicht das günstigste. Besser ist ein solches Schema (Abb. 6.3), wo

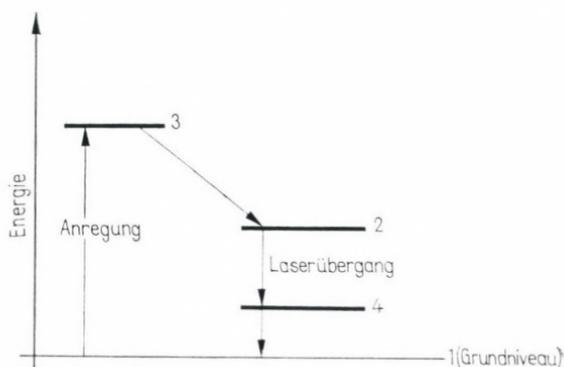


Abb. 6.3

zwischen dem Grundniveau und dem Niveau »2« noch ein dazwischenliegendes Niveau »4« vorhanden ist, das aber eine kurze Lebensdauer besitzt, von dem die Elektronen also schnell in das Grundniveau zurückfallen. Dies hat den Vorteil, daß die Besetzungsinversion zwischen den Niveaus »2« und »4« fast gleichzeitig mit dem Erscheinen des ersten Elektrons im Niveau »2« auftritt.

Obwohl mehrere Methoden für das Pumpen der Elektronen in das Niveau »3« bekannt sind, scheint die *optische Anregung* die einfachste zu sein. In diesem Fall wird das Medium, in dem die Besetzungsinversion hergestellt werden soll, mit Licht der Frequenz  $\nu_{31}$  bestrahlt. Die aus diesem Licht durch das atomare System absorbierte Energie bringt die Elektronen in das Niveau »3«.

Nachdem all diese Tatsachen bekannt waren, wurde die Suche nach geeigneten Materialien zur Herstellung von Lasern aufgenommen. Das Material muß dabei folgende Bedingungen erfüllen:

Das in den vorangegangenen Ausführungen mit »3« bezeichnete Energieniveau muß zu einer breiten Linie (oder einem breiten Band) gehören, da es bei optischer Anregung schwer ist, eine

solche Pumpstrahlungsquelle zu finden, die bei der diskreten Frequenz  $\nu_{31}$  eine derart hohe Strahlungsleistung sichert, um eine Besetzungsinversion zu erzeugen. Wie bereits erwähnt, ist es weiterhin vorteilhaft, wenn die Wahrscheinlichkeit des Überganges  $3 \rightarrow 2$  groß ist, während die Wahrscheinlichkeit für den Übergang  $2 \rightarrow 1$  möglichst klein ist. Das erste Material, das diese Bedingungen erfüllte, war der *Rubin*. So entstand 1960 die erste mit Rubin als Lasermaterial betriebene Laserlichtquelle. Erst viel später gelang es, ein für einen Laser mit vier Niveaus geeignetes Material zu finden.

### 6.3. Schwellbedingung der Laserlichterzeugung

Bevor wir auf die eigentliche Beschreibung des Lasers eingehen, müssen wir noch erklären, welcher Anteil der aus dem Medium austretenden verstärkten Strahlung wieder in das Material zurückgeleitet werden muß, damit die Lichterzeugung aufrechterhalten wird. Wie aus Abb. 6.2 ersichtlich ist, ist das Lasermaterial im allgemeinen zwischen zwei Spiegeln angeordnet, die für die Rückkoppelung der Strahlen sorgen. Diese Anordnung der beiden Spiegel bezeichnet man üblicherweise als *Resonator*. Zur Verallgemeinerung nehmen wir an, daß beide Spiegel teildurchlässig sind. Ihre Reflexionskoeffizienten bezeichnen wir mit  $R'$  bzw.  $R''$  und ihre Transmissionskoeffizienten mit  $T'$  bzw.  $T''$ . Die Spiegel besitzen selbstverständlich auch Verluste, die mit  $V'$  bzw.  $V''$  bezeichnet werden sollen. Der Zusammenhang zwischen diesen drei Größen kann bekanntlich in folgender Form aufgeschrieben werden:

$$R' + T' + V' = 1 \quad \text{bzw.} \quad R'' + T'' + V'' = 1. \quad (6.1)$$

Im weiteren wollen wir die Verluste vorerst nicht berücksichtigen, d.h., wir nehmen an, daß

$$T' \approx 1 - R' \quad \text{bzw.} \quad T'' \approx 1 - R'' \quad (6.2)$$

gilt. [Es muß aber bemerkt werden, daß die Herstellung von Spiegeln mit sehr niedrigen Verlusten zwar möglich ist (Abschn. 4.4.) — in erster Linie bei Verwendung von Metallspiegeln —, die Annahme (6.2) jedoch nicht immer gerechtfertigt ist.]

Verfolgen wir den Vorgang etwas genauer. In Abschn. 5.4. wurde bereits erwähnt, daß der stimulierende Strahl verstärkt aus dem Lasermaterial der Länge  $L$  austritt. Der Anteil  $R'$  dieses verstärkten Strahles wird infolge der Reflexion am Spiegel  $HS'$  das Material ein zweites Mal passieren, den Anteil  $(1 - R')$  sehen wir für den weiteren Ablauf als verloren an. Selbstverständlich muß betont werden,

daß es gerade der letzte Anteil ist, der aus dem Resonator austritt und für die weitere Verwendung von Interesse ist.

Wenn wir den negativen Absorptions- oder Verstärungskoeffizienten des Lasermaterials mit  $\alpha^*$  bezeichnen, dann wird die Intensität des Strahls nach einer Reflexion und einem Durchgang durch das Medium der Länge  $L$  zu

$$I' = R' e^{\alpha^* L}. \quad (6.3)$$

Da der Anteil  $R''$  der Intensität nach der Reflexion am Spiegel  $HS''$  wieder durch das Material läuft, wächst die Intensität des Primärstrahls nach zweifacher Reflexion und zweimaligem Durchgang durch das Lasermaterial auf das  $G$ -fache an, wobei  $G$  durch

$$G = R' R'' e^{2\alpha^* L} \quad (6.4)$$

gegeben ist. Wenn wir nun

$$R = \sqrt{R' R''} \quad (6.5)$$

und

$$-\ln R = \gamma \quad (6.6)$$

setzen, dann kann Gl. (6.4) in folgender Form geschrieben werden:

$$G = e^{2(\alpha^* L - \gamma)}. \quad (6.7)$$

Einzelne Werte von  $\gamma$  wurden für einige in der Praxis wichtige  $R$ -Werte in Tabelle 6.1 zusammengefaßt. Für den Fall  $G < 1$ , wenn

Tabelle 6.1

$R$	$\gamma = -\ln R$	$R$	$\gamma = -\ln R$
0,08	2,526	0,90	0,105
0,25	1,386	0,91	0,0943
0,50	0,693	0,92	0,0834
0,55	0,598	0,93	0,0726
0,60	0,511	0,94	0,0619
0,65	0,431	0,95	0,0513
0,70	0,357	0,96	0,0408
0,75	0,288	0,97	0,0304
0,80	0,223	0,98	0,0202
0,85	0,163	0,99	0,01005

also die durch das Lasermaterial bewirkte Verstärkung nicht die durch die Spiegel  $HS'$  und  $HS''$  austretende Lichtleistung ersetzt, kann der stationäre Betrieb des Lasers nicht erreicht werden. Ist

$G = 1$ , so wird das System gerade funktionsfähig. Daher ergibt sich aus Gl. (6.7) die sog. *Schwellbedingung* für den Verstärkungsfaktor

$$\alpha_{\text{sch}}^* = \frac{\gamma}{L}. \quad (6.8)$$

Ist  $G > 1$ , so wächst die Intensität scheinbar unbegrenzt an, denn die Leistung des durch die Spiegel  $HS'$  bzw.  $HS''$  austretenden Lichtstrahls ist durch

$$I = C [1 + \exp 2(\alpha^*L - \gamma) + \exp 4(\alpha^*L - \gamma) + \dots] \quad (6.9)$$

gegeben, wobei  $C$  eine von der Anfangsstrahlung und von den Transmissionskoeffizienten sowie den Verlusten der Spiegel abhängige Konstante ist. In Wirklichkeit aber sind weder Gl. (6.7) noch Gl. (6.9) unbegrenzt gültig. Wächst nämlich im Material die spektrale Energiedichte  $w(\nu_{21})$  der stimulierenden Strahlung stark an, dann nimmt auch die Wahrscheinlichkeit für stimulierte Übergänge vom oberen in das untere Niveau stark zu. Die Übergangswahrscheinlichkeit ist ja – wie dies in Gl. (5.7) zum Ausdruck kommt – proportional zu  $w(\nu_k)$ . Dann nimmt aber die Besetzung  $N_2$  des oberen Niveaus ab, und dies hat nach Gl. (5.31) zur Folge, daß der Wert

$$\alpha_{\text{max}}^* = -\mu_{\text{max}} = \frac{2\alpha}{\pi \Delta \nu} \left( \frac{g_1}{g_2} N_2 - N_1 \right) \quad (6.10)$$

kleiner wird, was wiederum  $G$  entsprechend herabsetzt. Es ist erforderlich, zur Schwellbedingung (6.8) noch einige Bemerkungen zu machen. Zur Erfüllung dieser Bedingung kann man nämlich entweder die Länge  $L$  des Materials vergrößern, was aber über bestimmte Grenzen aus rein wirtschaftlichen Gründen nicht durchführbar ist, oder den Wert von  $\gamma$  herabsetzen. Das Erniedrigen von  $\gamma$  führt aber zur Erhöhung von  $R$  und geht damit gerade zu Lasten der nutzbaren Laserintensität, was in der Mehrzahl der Fälle ebenfalls keine vorteilhafte Lösung darstellt. Zu jeder vorgegebenen Inversion und Materiallänge  $L$  gehört ein optimaler Reflexionswert.

#### 6.4. Eigenschaften des Lasers im stationären und im Einschwingbereich

Wir erwähnten bereits, daß die Besetzungsinversion und die Laserintensität in engem Zusammenhang stehen. Bei einer starken Besetzungsinversion ergibt sich ein hoher Wert von  $w(\nu_{21})$ , der wiederum die Inversion stark abbaut und dadurch die Strahlungs-

intensität vermindert. Zur Veranschaulichung dieser Vorgänge untersuchen wir die stationären Betriebsbedingungen eines optimal erregten Lasers. Wir betrachten ein Lasermaterial mit drei Niveaus und nehmen an, daß das Niveau »3« breit ist, damit zum Pumpen kein Licht mit einer diskreten Frequenz  $\nu_{31}$  erforderlich ist. Die Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen den drei Niveaus haben wir in Abb. 6.4 eingezeichnet. Dabei ist

$$W_{rs} = w(\nu_{rs}) B_{rs} \quad (6.11)$$

die Wahrscheinlichkeit des stimulierten Übergangs (Absorption oder Emission) vom Niveau  $r$  in das Niveau  $s$  und  $A_{rs}$  die Wahrscheinlichkeit des spontanen Übergangs vom Niveau  $r$  in das

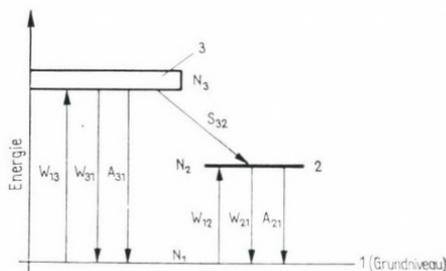


Abb. 6.4

Niveau  $s$ . Mit  $S_{rs}$  haben wir die Übergangswahrscheinlichkeit des strahlungslosen Übergangs vom Niveau  $r$  in das Niveau  $s$  bezeichnet.

Im weiteren beschreiben wir die Änderungen der Besetzungszahlen für die einzelnen Niveaus in Abhängigkeit von der Zeit. Zuerst untersuchen wir die Änderung der Besetzungszahl  $N_3$  des Niveaus »3« pro Zeiteinheit. Wenn wir die in Abb. 6.4 angegebenen Bezeichnungen benutzen, so gilt

$$\frac{dN_3}{dt} = W_{13} N_1 - (W_{31} + A_{31} + S_{32}) N_3. \quad (6.12)$$

Für die Änderung der Besetzung  $N_2$  des Niveaus »2« erhalten wir analog zur Gl. (6.12)

$$\frac{dN_2}{dt} = W_{12} N_1 + S_{32} N_3 - (W_{21} + A_{21}) N_2. \quad (6.13)$$

Wie man sieht, sorgen für die Besetzung des Niveaus »2« zwei Vorgänge: einerseits ein mit der Wahrscheinlichkeit  $S_{32}$  erfolgreicher strahlungsloser Übergang und andererseits die durch  $W_{12}$  gekenn-

zeichnete Absorption, die, obwohl sie geringere Bedeutung besitzt als der strahlungslose Übergang, das Zustandekommen der Besetzungsinversion zwischen den Niveaus »1« und »2« begünstigt. Im stationären Zustand muß

$$\frac{dN_3}{dt} = \frac{dN_2}{dt} = 0 \quad (6.14)$$

gelten, und es besteht selbstverständlich der Zusammenhang

$$N_1 + N_2 + N_3 = N_0. \quad (6.15)$$

Wenn man von den Gleichungen (6.12), (6.13), (6.14) und (6.15) ausgeht und annimmt, daß die Übergangswahrscheinlichkeit  $A_{31}$  gegenüber den anderen Übergangswahrscheinlichkeiten vernachlässigbar klein ist, so ergibt sich

$$\frac{N_2}{N_1} = \left( \frac{W_{13} S_{32}}{W_{31} + S_{32}} + W_{12} \right) (A_{21} + W_{21})^{-1}. \quad (6.16)$$

Berücksichtigt man die Einstein-Relationen

$$W_{13} = W_{31} \text{ und } W_{12} = W_{21}$$

und nimmt

$$S_{32} \gg W_{31}$$

an, so erhält man für die Besetzungsinversion

$$\frac{N_2 - N_1}{N_0} = \frac{W_{13} - A_{21}}{W_{13} + A_{21} + 2W_{21}}. \quad (6.17)$$

Aus der obigen Gleichung geht hervor, daß eine Besetzungsinversion nur dann zustande kommt (d. h., daß  $N_2 > N_1$  wird), wenn  $(W_{13} - A_{21}) > 0$  ist.

Die Berechnungen bestätigen also die qualitative Analyse, die wir bereits in Abschn. 6.2. für die Übergangswahrscheinlichkeiten durchgeführt haben. Im Grenzfall verschwindender Inversion, bei dem aber der Laser wegen der in der Praxis stets auftretenden Verluste noch nicht arbeitet, gilt

$$W_{13} = A_{21}. \quad (6.18)$$

Berücksichtigen wir, daß  $W_{13}$  die Übergangswahrscheinlichkeit dafür ist, daß die Atome Licht aus der Pumpquelle absorbieren, dann ist klar, daß die physikalische Größe  $W_{13}$  das optische Pumpen repräsentiert. Folglich können wir die in Gl. (6.18) gegebene Bedingung so interpretieren, daß eine Besetzungsinversion nur dann zustande kommt, wenn pro Zeiteinheit mehr Elektronen durch

das Pumpen in das Niveau »3« gelangen, als während der gleichen Zeit durch spontane Emission vom Niveau »2« in das Grundniveau übergehen. Wir untersuchen nun, welche Pumpleistung zur Realisierung des Grenzfalls (6.18) erforderlich ist. Die Pumpintensität kann in der Form

$$I_p = i_p \cdot h\nu_{31} \quad (6.19)$$

geschrieben werden, wobei  $h\nu_{31}$  die Energie des absorbierten Quants bedeutet und  $i_p$  die Anzahl der Pumpquanten angibt, die pro Sekunde auf eine Fläche von  $1 \text{ cm}^2$  des Lasermaterials fallen. Außerdem gilt nach Gl. (6.11)

$$W_{13} = w(\nu_{31})B_{13}. \quad (6.20)$$

Mit Hilfe der Gleichungen (6.19) und (3.78) erhalten wir für die spektrale Energiedichte

$$w(\nu_p) = \frac{i_p h\nu_{31} n}{c} \quad (6.21)$$

sowie für die Anregungswahrscheinlichkeit des Niveaus »3«

$$W_{13} = \frac{n}{c} B_{13} I_p. \quad (6.22)$$

Daher muß die äußere Energiequelle nach Gl. (6.18) mindestens folgende Intensität besitzen:

$$I_{\min} = \frac{A_{21} c}{B_{13} n}. \quad (6.23)$$

Nun untersuchen wir, welche Ausgangsleistung  $P_{\text{aus}}$  man aus einem Lasermaterial mit dem Volumen  $V$  erhalten kann. Dazu vernachlässigen wir die spontane Emission von den Niveaus »3« und »2«. Dieses ist deshalb berechtigt, weil beim Laserbetrieb die induzierte Emission die spontane bei weitem überwiegt. Unter dieser Voraussetzung entspricht der Emission eines Photons mit der Energie  $h\nu_{21}$  die Absorption eines Photons  $h\nu_{31}$ . Daher ist der Wirkungsgrad

$$\eta = \frac{\nu_{21}}{\nu_{31}}. \quad (6.24)$$

Dieser Ausdruck ist natürlich nur als ein Idealwert anzusehen. Gehen wir nun dazu über, die ausgestrahlte Leistung des Lasers

zu bestimmen. Wenn der Laser an der Schwelle arbeitet, dann ist ungefähr  $N_1 = N_2$  und damit  $N_1 = N_0/2$ . Im Volumen  $V$  befinden sich dann  $N_0 V/2$  absorbierende Atome. Die Anzahl der pro Sekunde angeregten Atome wird dann

$$\frac{1}{2} i_p \tau_{13} N_0 V,$$

wobei  $\tau_{13}$  der Wirkungsquerschnitt des einzelnen Atoms ist. Alle diese Atome strahlen bei induzierter Emission Quanten der Energie  $h\nu_{21}$  aus, so daß die Anzahl der pro Sekunde ausgestrahlten Photonen

$$M_{\text{aus}} = \frac{1}{2} i_p \tau_{13} N_0 V$$

wird. Daher ist die ausgestrahlte Leistung

$$P_{\text{aus}} = M_{\text{aus}} h\nu_{21}.$$

Berücksichtigen wir Gl. (6.19), so erhalten wir einen Zusammenhang zwischen der Pumpintensität und der ausgestrahlten Leistung:

$$P_{\text{aus}} = \frac{1}{2} I_p \tau_{13} N_0 V \frac{\nu_{21}}{\nu_{31}}. \quad (6.25)$$

Wir haben schon mehrmals darauf hingewiesen, daß bei einem Laser Einschwingerscheinungen auftreten, wovon wir bisher aber absahen. Die Ausgangsleistung des Lasers beträgt nach Gl. (5.18)

$$P_{\text{aus}} = w(\nu_{21}) B_{12} (N_2 - N_1) h\nu_{21} V. \quad (6.26)$$

Nun betrachten wir den Fall, daß durch äußeres Pumpen gerade eine Besetzungsinversion erzeugt wurde. Dann beginnt die stimulierte Emission, und nach Gl. (6.26) wächst  $P_{\text{aus}}$  an. Dieses wiederum verursacht ein Ansteigen des in das Material zurückgekoppelten Anteils  $w(\nu_{21})$ , und die Besetzung des Niveaus »2« nimmt ab. In diesem Zustand zeigt die Besetzung dieses Niveaus, wieweit sie trotz der Emission durch das äußere Pumpen gesichert wird. Ist das Pumpen nicht stark genug, so fällt die Lichtintensität und damit  $w(\nu_{21})$  ab. Dann entsteht aber erneut eine Besetzungsinversion, und der soeben beschriebene Vorgang wiederholt sich. Diese Erscheinung nennen wir *Spiken* des Lasers. Untersuchungen haben ergeben, daß beim Spiken noch andere Faktoren eine Rolle spielen.

## 6.5. Aufbau eines Lasers und die wichtigsten Eigenschaften der Laserstrahlung

Nach dem in Kapitel 5. und in den Abschnitten 6.2. bis 6.4. Gesagten folgt, daß zur Realisierung eines Lasers neben dem *Lasermaterial* noch ein *Pumpsystem* sowie ein *Spiegelsystem*, der *Resonator*, erforderlich sind. In den vergangenen Jahren stellte sich heraus, daß sehr viele Stoffe als Lasermaterial verwendet werden können. Die am meisten verbreiteten Lasermaterialien sind

Festkörper (Kristalle und Gläser),  
Gase,  
Halbleiter,  
in Flüssigkeiten gelöste Moleküle bzw. Ionen.

Die ausgestrahlten Wellenlängen der zu den vier Gruppen gehörigen Lasermaterialien haben wir in Abb. 6.5 dargestellt.

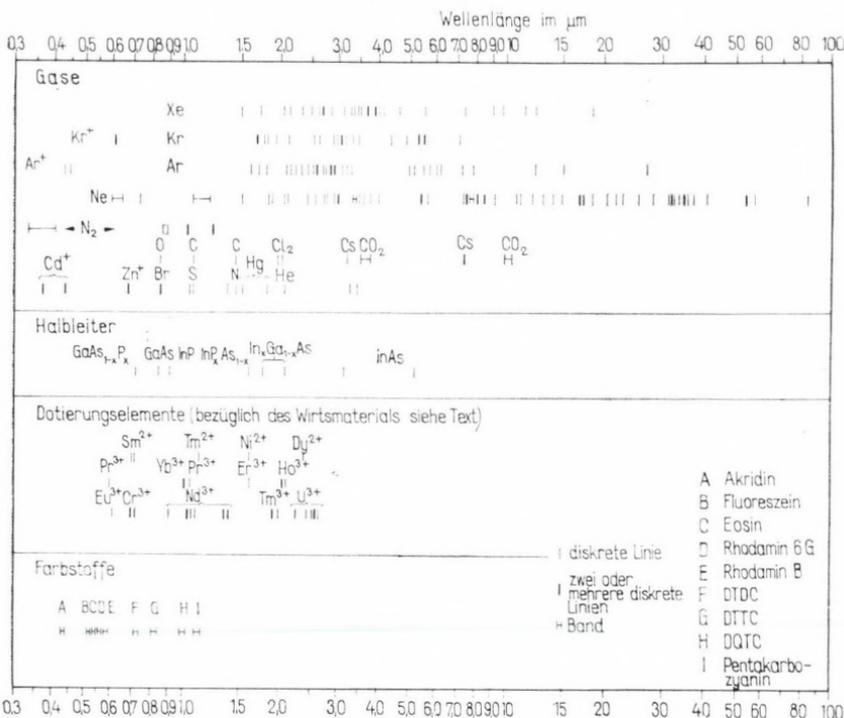


Abb. 6.5

Als Lasermaterialien können von den Festkörpern Einkristalle wie Rubin und mit verschiedenen Seltenen Erden versetztes Kalziumfluorid, Kalziumwolframat, Yttrium-Aluminium-Granat sowie mit Seltenen Erden versetzte Gläser verwendet werden.

Unter Verwendung von Edelgasen sowie  $N_2^-$ ,  $O_2^-$ ,  $CO_2^-$ ,  $CO$ -Molekülen werden Gaslaser gefertigt. Oft wird — zur Erzeugung der Besetzungsinversion — ein Gemisch zweier Gase wie z. B. Ne-He oder  $CO_2-N_2$  verwendet.

Halbleiterlaser werden aus intermetallischen Legierungen der in der III. und V. Gruppe des periodischen Systems stehenden Elemente hergestellt.

Bei Flüssigkeitslasern verwendet man in  $SeOCl$  aufgelöste Lanthanide, verschiedene Chelate und organische Farbstoffe. (Der Mechanismus und die Betriebsparameter der Flüssigkeitslaser stehen denen der Festkörperlaser am nächsten, aber ihre Herstellung ist wesentlich billiger, da nicht schwer zu erzeugende Kristalle, sondern Flüssigkeiten Träger des aktiven Materials sind.)

Das Pumpsystem ist für die verschiedenen Lasermaterialien sehr unterschiedlich. Bei Festkörper- und Flüssigkeitslasern wird im allgemeinen optisch gepumpt. Dabei wird die Besetzungsinversion in der Weise erreicht, daß das Lasermaterial mit dem Licht einer Pumplichtquelle bestrahlt wird, deren Frequenz dem Absorptionsband des Lasermaterials entspricht. Bei Gas- und Halbleiterlasern werden die Atome durch wesentlich kompliziertere Vorgänge angeregt. So werden die Gaslaser durch die im Gas erzeugte elektrische Entladung gepumpt, während man bei Halbleiterlasern einen Strom durch das aktive Material leitet.

Der als drittes Hauptelement erwähnte Resonator ist bei allen Lasern sehr ähnlich. Er besteht nämlich stets aus zwei Spiegeln, die entweder Plan- oder Kugelspiegel sind. Von diesen Spiegeln ist zumindest der eine teildurchlässig, damit die Laserstrahlung aus dem Resonator austreten kann.

Die Leistung, die spektrale Zusammensetzung und die Divergenz des Strahls sind bei den genannten Haupttypen (Festkörper-, Gas-, Halbleiter-, Flüssigkeitslaser) sehr unterschiedlich. Im weiteren wollen wir kurz die wichtigsten Merkmale dieser vier Lasertypen aufzählen.

Die mit Hilfe von Lasern erzeugte elektromagnetische Strahlung fällt im allgemeinen in den langwelligeren Teil des sichtbaren Spektralbereiches oder in den Bereich der Infrarotstrahlung. Die Wellenlängen der am meisten verwendeten Lasertypen liegen zwischen 6000 und 10 000 Å. Dementsprechend erstreckt sich der Frequenzbereich der Laserstrahlen von  $3 \cdot 10^{14}$  bis  $5 \cdot 10^{14}$  Hz.

Die *Linienbreite*  $\Delta\nu$  der ausgestrahlten Laserstrahlung bezieht man am zweckmäßigsten auf die mittlere Frequenz  $\nu$  des Lasers. Dieser Ausdruck beträgt bei Gaslasern

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} \approx 10^{-11} \dots 10^{-14}.$$

Die Linienschärfe ist damit wesentlich günstiger, als sie bisher in einem beliebigen Frequenzbereich verwirklicht werden konnte. Besonders vorteilhaft hebt sich die Monochromasie des Lasers natürlich von den herkömmlichen Lichtquellen wie Glühlampen, Gasentladungsröhren usw. ab. Die Bedeutung der Monochromasie der Laserstrahlen wird noch dadurch erhöht, daß die Laserfrequenz auch zeitlich außerordentlich stabil ist. Die Frequenzänderung, bezogen auf die Ursprungsfrequenz, ist nach achtstündigem Betrieb bei stabilisierten Lasern ebenfalls nicht größer als

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} \approx 10^{-9}.$$

In speziellen Fällen kann man mit rückgekoppelter Steuerung noch wesentlich günstigere Werte erreichen.

Die räumliche Konzentration der Laserstrahlung ist ebenfalls außerordentlich gut. Der für die Divergenz der Laserstrahlung charakteristische Winkel  $\delta$  hat ungefähr folgende Werte:

Festkörperlaser	$\delta_{fk} \approx 1^\circ$
Gaslaser	$\delta_g \approx 0,05^\circ$
Halbleiterlaser	$\delta_h \approx 1^\circ$
Flüssigkeitslaser	$\delta_{fl} \approx 1^\circ$

Diese Werte werden selbstverständlich ohne irgendeine Fokussierungseinrichtung erzielt. Der Durchmesser eines Strahls mit niedriger Divergenz wächst auch bei großen Entfernungen kaum an.

Nun interessiert uns die Frage, mit welchem *Wirkungsgrad* die Laserstrahlung erzeugt werden kann. Wenn wir die von außen eingespeiste Leistung (deren größter Teil zur Anregung erforderlich ist) mit  $P_{\text{ein}}$  bezeichnen, dann ist

$$\eta = \frac{P_{\text{aus}}}{P_{\text{ein}}}. \quad (6.27)$$

Tabelle 6.2

Lasertyp	Betriebsweise	ohne Fokussierung		mit Fokussierung	
		Querschnitt in $\text{cm}^2$	Leistungsdichte in $\text{W}/\text{cm}^2$	Querschnitt in $\text{cm}^2$	Leistungsdichte in $\text{W}/\text{cm}^2$
Festkörper	Impuls, 1 ms	0,1...1	$(1...5) \cdot 10^3$	$10^{-4}$	$(10...50) \cdot 10^6$
	Impuls, $(10...60) \cdot 10^{-9}$ s	0,1...1	$(1...10) \cdot 10^8$	$10^{-3}...10^{-4}$	$(0,1...11) \cdot 10^{12}$
	verstärkter Impuls $10^{-11}...10^{-12}$ s	10	$(1...10) \cdot 10^{10}$	$10^{-3}$	$(1...10) \cdot 10^{13}$
Gas: He-Ne	kontinuierlich	0,1...1	$(5...10) \cdot 10^{-2}$	$10^{-5}$	$(5...10) \cdot 10^3$
Ar <sup>+</sup>	kontinuierlich	0,1...1	1...100	$10^{-4}$	$(1...100) \cdot 10^4$
CO <sub>2</sub>	kontinuierlich	1...10	10...100	$10^{-4}$	$(1...10) \cdot 10^5$
N <sub>2</sub>	Impuls, $10^{-5}$ s	1	$10^6$	$10^{-4}$	$10^{10}$
Halbleiter	kontinuierlich	$10^{-2}$	$(0,5...2) \cdot 10^{-3}$	$10^{-4}$	
Flüssigkeit	Impuls, $3 \cdot 10^{-8}$ s	1	$(1...10) \cdot 10^6$	$10^{-1}$	$(1...10) \cdot 10^{10}$

Man erreicht bei den verschiedenen Lasertypen folgende Wirkungsgrade:

Festkörperlaser	$\eta_{fk} < 1\%$
Gaslaser <sup>1</sup>	$\eta_g < 0,1\%$
Halbleiterlaser	$\eta_h \approx 1...30\%$
Flüssigkeitslaser	$\eta_{fl} \approx 1...3\%$

Sehr hoch sind die mit Lasern erreichbaren Oberflächenleistungsdichten, besonders dann, wenn der Laserstrahl — die niedrige Divergenz ausnutzend — auf eine kleine Fläche fokussiert wird. Die erreichbaren Leistungsdichten sind in Tabelle 6.2 angegeben.

Besonders große Werte erhält man für die *spektrale Leistungsdichte* der Laserstrahlung. So wird z. B. bei einem Rubinlaser mit der Wellenlänge  $\lambda = 6943 \text{ \AA}$  die gesamte Strahlungsenergie in einem  $\Delta\lambda = 0,1 \text{ \AA}$  breiten Band ausgestrahlt. Daher ergibt sich für die spektrale Energiedichte  $w(\lambda)$  beim Rubinlaser

$$w(\lambda) = \frac{10\,000 \text{ GW/cm}^2}{\Delta\lambda} = 10^{14} \text{ Wcm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}.$$

Um die gleiche spektrale Leistungsdichte mit einer erhitzten Festkörperlichtquelle bei der Wellenlänge des Rubinlasers zu erreichen, müßte der Festkörper auf eine Temperatur von etwa  $10^{17} \text{ K}$  erhitzt werden. Das ist selbstverständlich unmöglich.

Die kurze Darstellung der Lasereigenschaften zeigt deutlich, daß die Laser zahlreiche Merkmale besitzen, über die die herkömmlichen Strahlungsquellen nicht verfügen. Damit sind die vier Lasertypen und ihre zahlreichen Ausführungsformen imstande, insgesamt sehr unterschiedlichen Forschungs- und Anwendungsansprüchen gerecht zu werden.

## 6.6. Optische Resonatoren

Im weiteren untersuchen wir die Eigenschaften und Aufgaben der optischen Resonatoren. Es ist bekannt, daß Resonatoren im Bereich relativ niedriger Frequenzen — in erster Linie in der Mikrowellentechnik — zu verschiedenen Zwecken verwendet werden. Dabei sind die Abmessungen der Hohlräume dieser Resonatoren von der Größenordnung der Wellenlänge des im Hohlraum vorhandenen elektromagnetischen Feldes.

<sup>1</sup> Eine Ausnahme bildet der  $\text{CO}_2$ -Laser mit  $\eta_g \approx 10 \dots 30\%$ .

Aus den Maxwell'schen Gleichungen folgt, daß in einem Hohlraumresonator mit hoher elektrischer Leitfähigkeit für das elektromagnetische Feld nur bestimmte Schwingungsformen, die sog. Moden, möglich sind. (Moden entstehen nicht nur in den Resonatoren für elektromagnetische Wellen, sondern überall dort, wo Schwingungen oder Wellen entstehen. Den Moden entsprechen in der Akustik die Schwingungen von Saiten und Pfeifen, genauer gesagt, die auf den Saiten und in den Pfeifen sich ausbildenden stehenden Wellen. Das sind eindimensionale Erscheinungen, die in Analogie zu den longitudinalen Moden des Lasers stehen. Moden entstehen natürlich auch in mehrdimensionalen Systemen, wie z. B. die Chladny-Figuren auf zweidimensionalen Platten. Den typischen Ton eines Instrumentes ergeben die im Resonanzkörper des dreidimensionalen Instrumentes entstehenden Moden. Obwohl mathematisch kompliziert, ist das sich im Resonator eines Lasers ausbildende Modenbild doch immer noch einfacher als z. B. die Modenstruktur eines Geigenkörpers.)

Man unterscheidet im Resonator zwischen axialen und transversalen Moden. Als axiale Moden werden diejenigen Schwingungsformen bezeichnet, die ihre Knotenpunkte auf einer in Fortpflanzungsrichtung der elektromagnetischen Welle zeigenden Achse besitzen. Die anderen Moden sind transversale Moden. Aus dem vorher Gesagten folgt, daß ein Mikrowellen-Hohlraum nur in wenigen Moden zu schwingen vermag, da seine Abmessungen und die Wellenlänge von der gleichen Größenordnung sind. Demgegenüber liegt die Wellenlänge für die in der Lasertechnik üblichen Resonatoren bei  $\lambda = 7 \cdot 10^{-5}$  cm, während die Länge  $L_0$  des Resonators mindestens 5 bis 10 cm beträgt. Zuweilen sind auch (z. B. bei Gaslasern) Längen von  $L_0 = 100$  cm anzutreffen. Dann ist also die Länge des Resonators das  $10^5$ - bis  $10^7$ -fache der Wellenlänge.

Wie wir bereits erwähnten, besteht ein Laserresonator im allgemeinen aus einem vollkommen und einem halbdurchlässigen oder aus zwei halbdurchlässigen Spiegeln, die sowohl eine ebene als auch eine Kugelfläche besitzen können. Die Einstellung der ebenen Spiegel wird so vorgenommen, daß der Lichtstrahl auf der Spiegelfläche in sich selbst reflektiert wird. Bei Kugelspiegeln müssen die optischen Achsen der beiden Spiegel auf einer Geraden liegen.

Eine hohe Güte kann man mit einem seitlich offenen Resonator nur dann erreichen, wenn die Spiegeleinstellung so genau ist, daß der Strahl mindestens 10- bis 15mal durch das Lasermaterial geht, ehe er aus diesem seitlich heraustritt. Außerdem ist erforderlich, daß der Durchmesser  $a$  der durch den Strahl auf den Spiegeln erleuchteten Flächen so groß bleibt, daß die Beugungsverluste (Kapitel 3.) keine bedeutende Rolle spielen. Im weiteren wollen wir unter

Spiegeldurchmesser den Durchmesser  $d$  bzw. den Radius  $r$  der ausgenutzten Spiegelfläche verstehen. Aus der Beugungstheorie folgt, daß im Falle von

$$L_0 \ll \frac{d^2}{\lambda} \quad (6.28)$$

die Beugungsverluste vernachlässigbar sind. Um die Bedeutung der Beugung zu charakterisieren, wird oft die sog. *Fresnel-Zahl* eingeführt:

$$N = \frac{1}{4} \frac{d^2}{\lambda L_0 n} \quad (6.29)$$

Dabei ist  $n$  der Brechungsindex des den Resonator ausfüllenden Mediums. Für  $N > 50$  ist die Rolle der Beugungsverluste unbedeutend.

Wir werden in den Kapiteln 7. und 8. sehen, daß bei Festkörperlasern (in erster Linie bei Rubinlasern mit  $\lambda = 6949 \text{ \AA}$ ,  $d = 1 \text{ cm}$ ,  $n = 1,76$  und  $L_0 = 5 \dots 10 \text{ cm}$ )

$$N = \frac{1}{4} \frac{d^2}{\lambda L_0 n} = 200 \dots 400$$

wird, während bei Gaslasern ( $\lambda = 11\,530 \text{ \AA}$ ,  $d = 0,3 \text{ cm}$ ,  $n = 1$  und  $L_0 = 100 \text{ cm}$ )

$$N \approx 2,5$$

beträgt. Dies bedeutet, daß man bei Gaslasern auch die Beugung berücksichtigen muß.

Nun befassen wir uns mit der Frage, welche Wellenlängen sich im Resonator ausbilden können. Bei Festkörperlasern kann die Strahlung innerhalb des Resonators durch eine ebene Welle angenähert werden. Diese Welle bewegt sich zwischen den beiden im Abstand  $L_0$  angebrachten Spiegeln hin und her, und es entsteht zwischen den Spiegeln eine stehende Welle (Abschn. 3.2.). Resonanz liegt dann vor, wenn die Länge des Resonators ein ganzzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge ist. (Die Knotenpunkte der stehenden Welle sind gerade eine halbe Wellenlänge voneinander entfernt.) Damit liegt auch auf den beiden Spiegeln je ein Knotenpunkt.) Pflanzt sich die ebene Welle senkrecht zu den Spiegeln fort, dann besagt die Resonanzbedingung, daß  $L_0$  ein ganzzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge der Laserstrahlung sein muß:

$$2L_0 = \frac{\lambda q}{n} \quad (6.30)$$

Hierbei ist  $q$  die sog. *Multiplizität*. Der Wert von  $q$  ist eine *ganze Zahl*, die bei Festkörperlasern in der Größenordnung von  $10^5$  bis  $10^6$  liegt, während sie bei Gaslasern  $10^6$  bis  $10^7$  beträgt. Nach entsprechendem Umordnen der Gl. (6.30) erhalten wir

$$\frac{q}{L_0} = 2n \frac{1}{\lambda}. \quad (6.31)$$

Wenn Gl. (6.31) als Funktion von  $q$  und  $\lambda$  angesehen wird, so kann man damit bestimmen, in welchem Abstand die nächste Resonanz liegt, die durch Änderung der Multiplizität um eine Einheit ( $\Delta q = 1$ ) entsteht. Aus Gl. (6.31) ergibt sich

$$\Delta \left( \frac{1}{\lambda} \right) = \frac{1}{2L_0 n}. \quad (6.32)$$

Für die relative Wellenlängenänderung erhalten wir

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{\lambda}{2L_0 n} = \frac{1}{q}. \quad (6.33)$$

Nach Gl. (6.33) ist also der Quotient aus der Wellenlängenänderung und der Wellenlänge umgekehrt proportional zur Multiplizität. (Das Vorzeichen von  $\Delta \lambda$  ist hinsichtlich der hier behandelten Problematik bedeutungslos.) Wenn wir mit  $q = 7 \cdot 10^5$  und  $\lambda = 7 \cdot 10^{-5}$  cm rechnen, dann erhalten wir aus Gl. (6.33)

$$\Delta \lambda \approx 10^{-10} \text{ cm} = 10^{-2} \text{ \AA}.$$

Dies bedeutet aber, daß zur Linienbreite eines Atoms (im allgemeinen beträgt sie einige Ångström) zahlreiche Resonanzfrequenzen des Resonators gehören. Die Linienbreite des Resonators ist also wesentlich kleiner als die Linienbreite eines Atoms, die infolge verschiedener Effekte entsteht (Abschn. 3.5.). Daher sichert der Resonator nicht nur das mehrfache Durchleiten der Strahlung durch das Lasermaterial, sondern nimmt auch noch — mit Hilfe seiner frequenzabhängigen Schwingungseigenschaften — einen schmalen Frequenzbereich aus der Linienbreite des atomaren Übergangs heraus.

Bei den real vorkommenden Resonatoren ist die Sache selbstverständlich komplizierter. Man muß nämlich bei diesen auch die senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung der Strahlung entstehenden Wellenformen berücksichtigen. Die Resonanzbedingung

eines mit rechteckigen Spiegeln versehenen sog. *Stabresonators* ist — verwendet man die in Abb. 6.6a gebrauchten Bezeichnungen —

$$\left(\frac{2n}{\lambda}\right)^2 = \left(\frac{q_1}{L_0}\right)^2 + \left(\frac{q_2}{a}\right)^2 + \left(\frac{q_3}{b}\right)^2, \quad (6.34a)$$

wobei  $q_1$  die axiale Multiplizität in Richtung von  $L_0$  und  $q_2$  sowie  $q_3$  die transversalen Multiplizitäten in den Richtungen von  $a$  bzw.  $b$  bedeuten. Der Wert von  $q_1$  ist, wie wir bereits erwähnten, eine

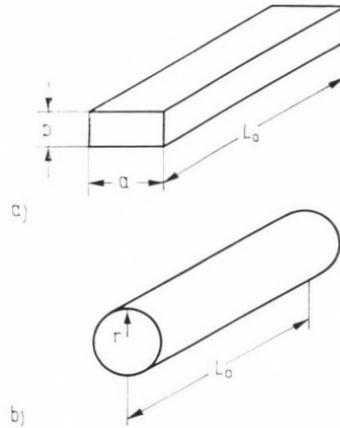


Abb. 6.6

große ganze Zahl, während  $q_2$  und  $q_3$  in der Regel kleine ganze Zahlen sind.

Die vorher erläuterte Gl. (6.31) erhalten wir aus Gl. (6.34a), wenn wir den Ansatz für den rein axialen Fall einsetzen:

$$q_2 = q_3 = 0 \text{ und } q_1 = q.$$

Die Größe  $\Delta\left(\frac{1}{\lambda}\right)$  kann in Abhängigkeit von den Multiplizitätsänderungen  $\Delta q_1$ ,  $\Delta q_2$  und  $\Delta q_3$  bei Stabresonatoren ebenfalls angegeben werden. Zur Vereinfachung nehmen wir  $a = b$  an und formen Gl. (6.34a) folgendermaßen um:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{2n} \frac{q_1}{q_0} \sqrt{1 + \frac{L_0^2}{a^2} \frac{q_2^2 + q_3^2}{q_1^2}}.$$

Damit bilden wir jetzt  $\Delta\left(\frac{1}{\lambda}\right)$  und berücksichtigen, daß  $q_2, q_3 \ll q_1$  gilt. Dann erhalten wir für die Änderung der reziproken Wellenlänge in Abhängigkeit von den in verschiedenen Richtungen angenommenen Multiplizitätsänderungen folgenden Ausdruck:

$$\Delta\left(\frac{1}{\lambda}\right) = \frac{1}{2L_0 n} \left\{ \Delta q_1 + \frac{L_0 n \lambda}{4a^2} [2q_2 \Delta q_2 + (\Delta q_2)^2 + 2q_3 \Delta q_3 + (\Delta q_3)^2] \right\}. \quad (6.35a)$$

Setzt man die Fresnel-Zahlen  $N$  [siehe Gl. (6.29)] ein, so ergibt sich

$$\Delta\left(\frac{1}{\lambda}\right) = \frac{1}{2L_0 n} \left\{ \Delta q_1 + \frac{1}{16 N} [2q_2 \Delta q_2 + (\Delta q_2)^2 + 2q_3 \Delta q_3 + (\Delta q_3)^2] \right\}. \quad (6.35b)$$

In der Praxis gilt meist  $q_2, q_3 < 10$ . Daher ist bei Resonatoren mit hohen Fresnel-Zahlen die Wellenlängenänderung bei Variation der transversalen Multiplizitäten um eine Einheit ( $\Delta q_2 = 1$  und  $\Delta q_3 = 1$ ) wesentlich geringer als dies bei Änderung der axialen Multiplizität nach Gl. (6.32) der Fall war.

Die mit kreisförmigen Spiegeln versehenen sog. *Zylinderresonatoren* (siehe Abb. 6.6b) besitzen eine größere praktische Bedeutung als die Stabresonatoren. Wenn wir die Bedeutung der Größen  $r$  und  $L_0$  der entsprechenden Abbildung entnehmen, kann die Resonanzbedingung für Zylinderresonatoren in folgender Form geschrieben werden:

$$\left(\frac{\chi_{q_2, q_3}}{r}\right)^2 + \left(\frac{\pi q_1}{L_0}\right)^2 = \frac{4\pi^2 n^2}{\lambda^2}. \quad (6.34b)$$

Mit  $\chi_{q_2, q_3}$  bezeichnen wir hier die  $q_3$ -te Nullstelle der Bessel-Funktion  $q_2$ -ten Grades. Die den axialen Moden entsprechende Bedingung erhalten wir aus Gl. (6.34b), wenn wir  $\chi_{q_2, q_3} = 0$  setzen. Die Resonanzbedingung für die erste außerhalb der Achse liegende Mode erhalten wir aus Gl. (6.34b) durch Einsetzen von  $\chi_{0,1} = 2,405$ .

Die zu den verschiedenen Multiplizitäten gehörenden Moden bedeuten, daß die Verteilung des elektromagnetischen Feldes innerhalb des Resonators unterschiedlich ist. Liegt die Achse des Resonators in Richtung der  $x$ -Achse, dann kann man das elektrische Feld durch folgende Funktion darstellen:

$$E = A(y, z; q_2, q_3) \sin\left(2\pi q_1 \frac{x}{L}\right) \cos \omega t. \quad (6.36)$$

Die Sinusfunktion beschreibt die stehende Welle. Die Amplitude  $A(y, z; q_2, q_3)$  hängt von den anderen beiden Koordinaten ab und ändert sich damit auch in den Richtungen senkrecht zur Achse des Resonators.

Einige typische Modenbilder für den Stab- (a) und den Zylinderresonator (b) sind schematisch in Abb. 6.7 dargestellt. Zur Kennzeichnung der einzelnen Moden dient die Bezeichnung des Types  $TEM_{q_1, q_2, q_3}$ , wobei TEM die Abkürzung von »transversales elektromagnetisches Feld« (Transverse Electric and Magnetic Field) ist, während die Indizes die Multiplizitätswerte bezeichnen. Bei den Modenbildern des zylindrischen Resonators gibt  $q_2$  die Anzahl der Knotenpunkte in radialer Richtung und  $q_3$  die in axialer Richtung an. Bei den Modenbezeichnungen wird  $q_1$  oft weggelassen. Daher

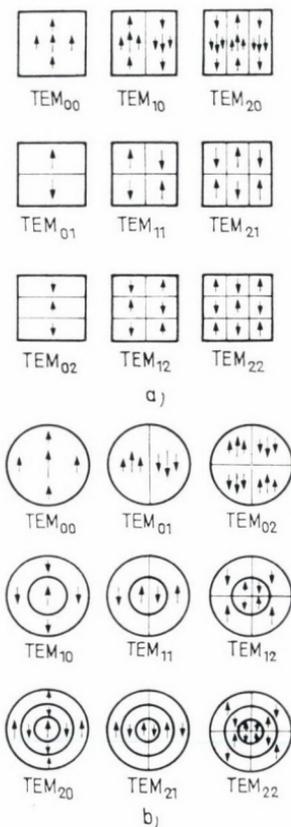


Abb. 6.7

geben wir in Abb. 6.7 diese Werte ebenfalls nicht an. Die Pfeile deuten an, daß innerhalb einer Mode nicht nur die Amplitude, sondern auch die Phase unterschiedlich ist. Die in entgegengesetzte Richtung zeigenden Pfeile beinhalten entgegengesetzte Phasen. Zum Schluß müssen wir noch bemerken, daß auch die Divergenz des Lichtstrahls mit wachsender transversaler Multiplizität wächst.

Der Resonator besitzt natürlich auch solche Eigenschaften, die die Linienbreite der Laserstrahlung beeinflussen. Alle Wellenlängen, die die Resonanzbedingung nicht erfüllen, werden im Resonator nicht mit der richtigen Phase reflektiert. Bei diesen Wellenlängen kommt die Verstärkerwirkung des Lasermaterials gar nicht oder nur in geringem Maße zur Geltung. Auf diese Weise trägt der Resonator selbst — wie dies auch aus dem zu Gl. (6.32) gegebenen Zahlenbeispiel hervorgeht — zum Einengen des Frequenzspektrums der Laserstrahlung bei.

Wie wir gesehen haben, sind die Wellenlängen bzw. die Frequenzen der verschiedenen Moden nicht vollkommen gleich. Darum ist es zweckmäßig, besonders in den Fällen, in denen ein schmales Spektrum der Laserstrahlung erforderlich ist, sog. *Modenselektoren* zu verwenden.

Untersuchen wir jetzt die zu der axialen und der ersten außerhalb der Achse liegenden Mode gehörige Resonanzfrequenz-Differenz bei einer vorgegebenen Resonatorlänge  $L_0$ . (Zur Vereinfachung bezeichnen wir die axiale Multiplizität weiterhin mit  $q_1 = q$ .) Nach Gl. (6.34b) gilt für die axiale und die erste außerhalb der Achse liegende Mode

$$\frac{4\pi^2 n^2}{\lambda_0^2} = k_0^2 = \left(\frac{\pi q}{L_0}\right)^2 \quad (6.37)$$

bzw.

$$\frac{4\pi^2 n^2}{\lambda_1^2} = k_1^2 = \left(\frac{\pi q}{L_0}\right)^2 + \left(\frac{\chi_{01}}{r}\right)^2. \quad (6.38)$$

Bilden wir die Differenz zwischen den Gleichungen (6.37) und (6.38), dann erhalten wir

$$k_1^2 - k_0^2 = \left(\frac{\chi_{01}}{r}\right)^2. \quad (6.39)$$

Berücksichtigen wir die Beziehung

$$k_1^2 - k_0^2 = (k_1 + k_0)(k_1 - k_0) \quad (6.40)$$

sowie die Tatsache, daß  $k_0$  nicht merklich von  $k_1$  abweicht, also

$$k_1 + k_0 \approx 2k_0, \quad (6.41)$$

dann kann Gl. (6.39) in folgender Form geschrieben werden:

$$k_1 - k_0 = \frac{\chi_{01}^2}{2k_0 r^2}. \quad (6.42)$$

Um die auf die Frequenz der axialen Mode bezogene Frequenzdifferenz zwischen der ersten außerhalb der Achse liegenden und der axialen Mode zu erhalten, müssen wir für  $k_0$  und  $k_1$  die Ausdrücke (6.37) bzw. (6.38) und an Stelle der Wellenlänge die entsprechenden Frequenzen einsetzen:

$$\frac{\nu_1 - \nu_0}{\nu_0} = \frac{\chi_{01}^2}{8\pi^2 n^2} \left( \frac{\lambda_0}{r} \right)^2. \quad (6.43)$$

Für einen Rubinlaser mit einem Durchmesser von  $2r = 1$  cm und der Wellenlänge  $\lambda_0 = 6943$  Å beträgt der auf der rechten Seite der Gleichung stehende Ausdruck  $4,56 \cdot 10^{-10}$ . Daraus ergibt sich eine Frequenzdifferenz von etwa  $\nu_1 - \nu_0 = 200$  kHz.

Nun gehen wir zur Besprechung der Beugungsverluste von Resonatoren über. Wie wir bereits in der Einführung zu Abschn. 6.6. erwähnt, muß man bei Resonatoren von Gaslasern unbedingt Beugungsverluste berücksichtigen, während die Beugung bei Festkörperlasern nur in bestimmten Fällen von Bedeutung ist. Zur Untersuchung der Beugung nehmen wir an, daß eine ideale ebene Welle auf den einen Spiegel des Resonators trifft. Infolge der endlichen Abmessungen des Spiegels entsteht am Rand des Spiegels bei der Reflexion ein auseinanderlaufender Beugungskegel (Abschn. 3.4.). Die im Beugungskegel vorhandene Lichtleistung tritt seitlich aus dem Resonator aus. Diese Leistung bezeichnen wir als *Beugungsverlust*. Für einen Umlauf im Resonator sind die Beugungsverluste in Abb. 6.8 aufgetragen. Daraus geht hervor, daß die Beugungsverluste der außerhalb der Achse liegenden Moden größer sind als die der axialen Moden. Diese Erscheinung bietet eine Möglichkeit zur Auswahl der axialen Moden (Abb. 6.9). Die Selektion der transversalen Moden erreicht man durch Fokussieren des Laserstrahls in einen einzigen Punkt. Die zu den außerhalb der Achse liegenden Moden gehörige Strahlung gelangt infolge ihrer Divergenz auf den Rand des abgebildeten Fleckes. Mit Hilfe einer Blende entsprechenden Durchmessers kann der Rand des Lichtfleckes abgeblendet werden, und man erhält nur die axiale Mode. Im wesentlichen wird das gleiche Prinzip der Modenselektion auch in dem in Abb. 6.10 dargestellten Modenselektor verwirklicht. Dabei hat man allerdings den Vorteil, daß keine Blende sehr kleiner Dimension benötigt wird, bei der stets die Gefahr des Ausbrennens durch die Laserstrahlung

besteht. Infolge der Beugung treten nicht nur Verluste auf, sondern die ebene Welle wird im Resonator auch verzerrt. Die Amplituden- und die Phasenverzerrung der Welle sind für einen Zylinderresonator in den Abbildungen 6.11 bzw. 6.12 in radialer Richtung des Resonators dargestellt.

Die Nachteile der aus ebenen Spiegeln bestehenden Resonatoren lenkten die Aufmerksamkeit bald auf andere, in erster Linie auf die sog. *konfokalen Resonatoren*. Ein konfokaler Resonator besteht

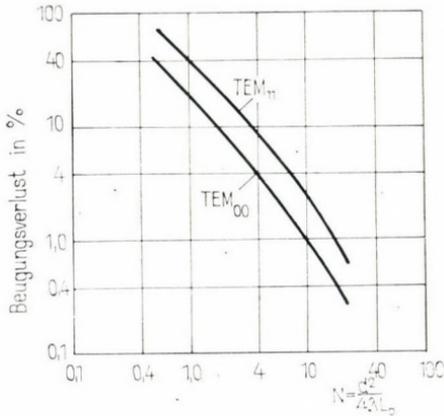


Abb. 6.8

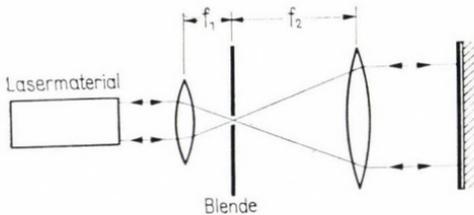


Abb. 6.9

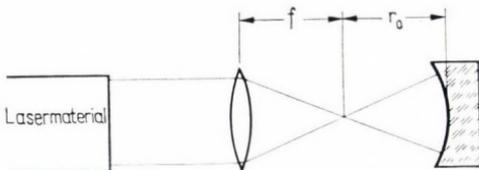


Abb. 6.10

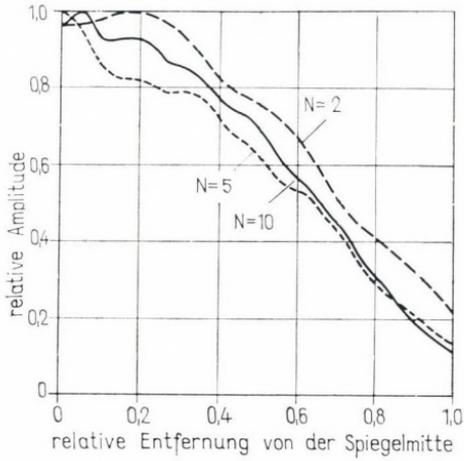


Abb. 6.11

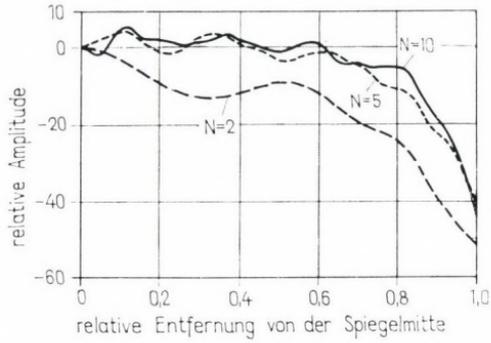


Abb. 6.12

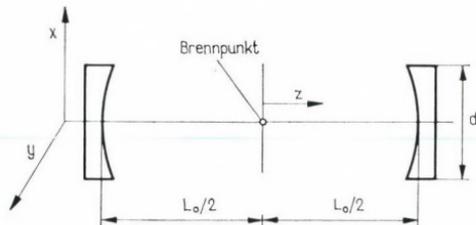


Abb. 6.13

aus zwei konkaven Spiegeln, die so angeordnet sind, daß ihre optischen Achsen und Brennpunkte (Fokuspunkte) zusammenfallen (Abb. 6.13). Die relative Feldstärkeänderung

$$\frac{E_{nm}^{(x)}}{E_0}$$

des in  $x$ -Richtung polarisierten elektrischen Feldes kann auf der Spiegelfläche wie folgt angegeben werden:

$$\frac{E_{q_1 q_2}^{(x)}}{E_0} = H_{q_2} \left[ y \left( \frac{2\pi}{\lambda L_0} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \cdot H_{q_3} \left[ z \left( \frac{2\pi}{\lambda L_0} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \cdot \exp \left[ -i\pi \frac{y^2 + z^2}{\lambda L_0} \right], \quad (6.44)$$

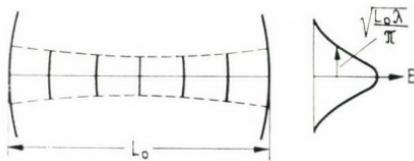


Abb. 6.14

wobei  $H_{q_2}$  und  $H_{q_3}$  die hermiteschen Polynome bedeuten und  $q_2, q_3$  das die Mode kennzeichnende Indexpaar ist.

Bei der niedrigsten Mode fällt die Feldstärke am Spiegel auf den  $e$ -ten Teil des Maximums ab, wenn der Durchmesser des Strahles den Wert

$$D' = \sqrt{\frac{L_0 \lambda}{\pi}} \quad (6.45)$$

annimmt (Abb. 6.14). Aus Gl. (6.44) folgt, daß die Intensitätsänderung im Strahlquerschnitt durch den Ausdruck

$$I \approx K \exp \left[ -\frac{y^2 + z^2}{D^2} \right] \quad (6.46)$$

bestimmt wird, wobei

$$D^2 = \frac{L_0 \lambda}{2\pi} \left( 1 + \frac{2x}{L_0} \right) \quad (6.47)$$

und  $K$  ein Proportionalitätsfaktor ist. Der Divergenzwinkel des ausgestrahlten Lichtes beträgt nach Gl. (6.47)

$$\theta = 2 \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \sqrt{\frac{\lambda}{L_0}} = 0,939 \sqrt{\frac{\lambda}{L_0}} \text{ rad.}$$

Als Resonanzbedingung ergibt sich bei einem konfokalen Resonator

$$\frac{4L_0}{\lambda} = 2q_1 + (1 + q_2 + q_3). \quad (6.49)$$

Aus dieser Gleichung ist ersichtlich, daß zur Änderung der axialen Mode entweder  $q_1$  oder  $(q_2 + q_3)$ , dann aber um den doppelten Wert, variiert werden können. Das bedeutet jedoch, daß der Resonator *entartet* ist, da zu verschiedenen  $(q_1, q_2, q_3)$ -Werten die gleiche Resonanzwellenlänge gehört. Diese Entartung kann beseitigt werden, indem die Spiegel des Resonators im Vergleich zur konfokalen Stellung weiter voneinander entfernt werden, damit  $L_0 > 2R'$  gilt.  $R'$  soll die Brennweite des Kugelspiegels bezeichnen. Die Resonanzbedingung sieht dann wie folgt aus:

$$\frac{2L_0}{\lambda} = q_1 + \frac{1}{\pi} (1 + q_2 + q_3) \cos^{-1} \left( 1 - \frac{L_0}{R'} \right). \quad (6.50)$$

Die Wellenlängendifferenz zwischen den Resonanzstellen beträgt im letzteren Fall

$$\Delta \left( \frac{1}{\lambda} \right) = \frac{1}{2L_0} \left[ \Delta q_1 + \frac{\Delta(q_2 + q_3)}{\pi} \cos^{-1} \left( 1 - \frac{L_0}{R'} \right) \right], \quad (6.51)$$

und der Strahldurchmesser auf der Spiegelfläche ist

$$x = \left( \frac{L_0 \lambda}{\pi} \right)^{1/2} \left( \frac{L_0}{2R' - L_0} \right)^{1/2}. \quad (6.52)$$

Untersuchen wir nun die Beugungseigenschaften des konfokalen Resonators. Eingehende Untersuchungen haben gezeigt, daß die Beugungsverluste durch

$$V_D = 10,9 \cdot 10^{-4,9N}$$

gegeben sind. Die Verluste für einen ebenen und einen konfokalen Resonator haben wir in Tabelle 6.3 für verschiedene  $N$ -Werte der

Tabelle 6.3

$N = \frac{d^2}{4\lambda L_0 n}$	1	2	4
Beugungsverlust ( $V_D$ ):			
ebener Resonator	1,8	0,8	0,3
konfokaler Resonator	$11 \cdot 10^{-5}$	$11 \cdot 10^{-10}$	$11 \cdot 10^{-20}$

Grundmode zusammengefaßt. Die Beugungsverluste der verschiedenen Resonatoren sind für die Grundmode und die höheren Moden in Abb. 6.15 dargestellt.

Weitere gebräuchliche Resonatortypen haben wir nur in Abbildungen wiedergegeben. Abb. 6.16 zeigt einen *zusammengesetzten ebenen Resonator*, der — wie aus der graphischen Darstellung der

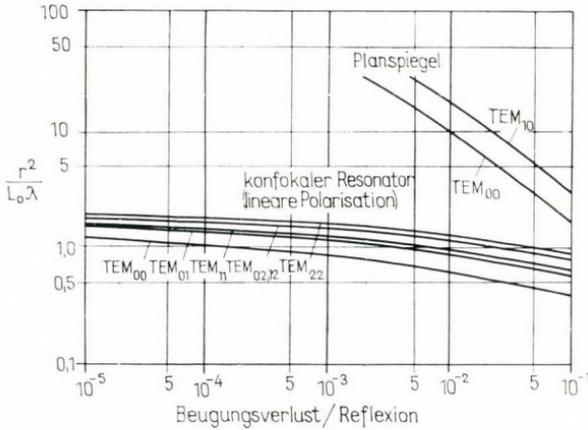


Abb. 6.15

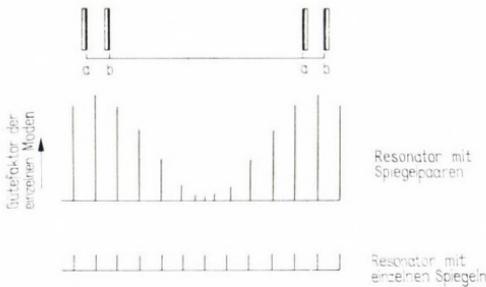


Abb. 6.16

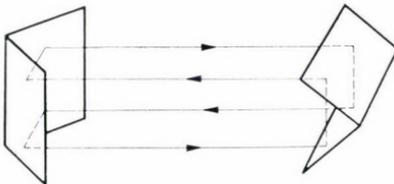


Abb. 6.17

Gütefaktoren für die einzelnen Moden im unteren Teil der Abbildung hervorgeht — Moden selektieren kann. In den Abbildungen 6.17 und 6.18 sind *Winkelreflexionsresonatoren* und in den Abbildungen 6.19 sowie 6.20 *dielektrische Resonatoren* dargestellt. Für bestimmte Verwendungszwecke sind die in Abb. 6.21 dargestellten *Ringresonatoren* (Abschn. 11.4.) vorteilhaft.

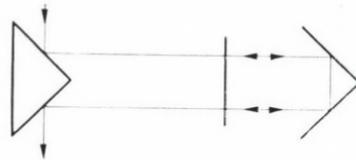


Abb. 6.18

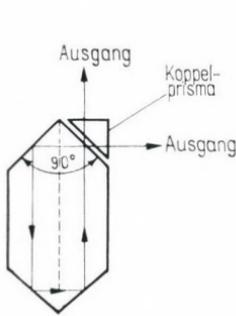


Abb. 6.19

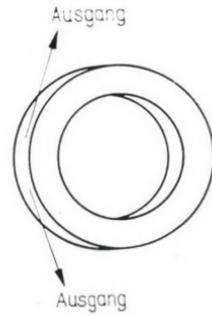


Abb. 6.20

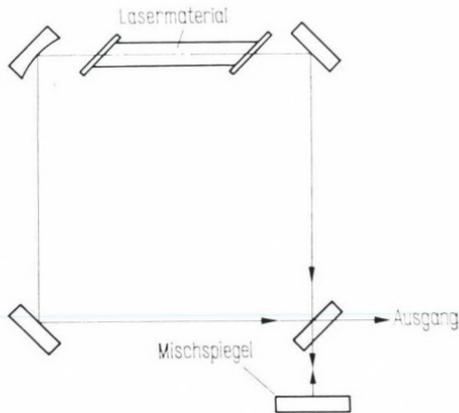


Abb. 6.21

### 6.7. Die Bilanzgleichungen des Lasers

Das von einem Laser ausgestrahlte elektromagnetische Feld wird von vielen Faktoren beeinflusst. Der wichtigste von allen ist selbstverständlich der Grad der Besetzungsinversion bzw. der diesen erzeugende Mechanismus. Jedoch wird die Struktur des elektromagnetischen Feldes — wie wir es in Abschn. 6.6. gesehen haben — auch durch den geometrischen Aufbau des Resonators und das Reflexionsvermögen der Spiegel beeinflusst. Außerdem muß man berücksichtigen, daß das Lasermaterial nicht nur verstärkt, sondern auch Verluste mit sich bringt. Diese sind in erster Linie durch die Inhomogenität des Materials bedingt. Neben dem aktiven Material müssen in den Resonator oft noch andere optische Elemente (Abschn. 7.7.) eingebaut werden. An den Flächen solcher »fremden« optischen Elemente treten Reflexionen und in ihnen Absorptionen auf. Diese führen zu einer Reduzierung des Laser-effektes. Die quantitative Behandlung des Lasers ist unter Berücksichtigung all dieser Umstände sehr kompliziert. Für die praktische Anwendung ist oft nur die Frage wesentlich, mit welcher Intensität das Licht aus dem Laser tritt. Diese Frage kann durch Lösung der Gleichungen für den stationären Fall beantwortet werden, die einen Zusammenhang zwischen der Besetzungsinversion und der Lichtintensität liefern.

Zuerst stellen wir die für die Lichtintensität gültige Bilanzgleichung auf. Die Änderung der spektralen Energiedichte des elektromagnetischen Feldes wird durch Gl. (5.20) beschrieben. Wir nehmen an, daß die Spektrallinie so schmal ist, daß jedes Atom nicht in ein Band, sondern mit einer scharfen Frequenz emittiert. In diesem Falle werden pro Volumeneinheit des Materials

$$N_2 B_{21} w(\nu)$$

Lichtquanten emittiert und

$$N_1 B_{12} w(\nu)$$

Lichtquanten absorbiert.  $N_1$  und  $N_2$  bezeichnen auch weiterhin die Atomdichten, und  $w(\nu)$  ist die Energiedichte. Die Änderung der Energiedichte ist also

$$\frac{dw}{dt} = h\nu w (B_{21} N_2 - B_{12} N_1).$$

Wir wollen im weiteren annehmen, daß die Energieniveaus nicht entartet sind. Dann gilt wegen Gl. (5.9)  $B_{12} = B_{21}$  und damit

$$\frac{dw}{dt} = h\nu w B_{21}(N_2 - N_1). \quad (6.53a)$$

An Stelle der Energiedichte führen wir jetzt die Intensität ein. Wir müssen dabei berücksichtigen, daß das Licht im Resonator in

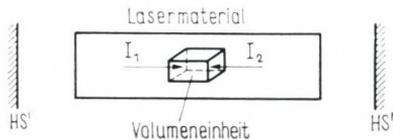


Abb. 6.22

jede Volumeneinheit aus zwei Richtungen einfällt (Abb. 6.22). Daher gilt

$$w = (I_1 + I_2) \frac{c}{n}, \quad (6.54)$$

wobei  $c/n$  die Lichtgeschwindigkeit im Material ist. Wenn wir die Summenintensität<sup>1</sup>

$$I = I_1 + I_2 \quad (6.55)$$

einführen, dann bleibt Gl. (6.53a) bei Berücksichtigung von Gl. (6.54) erhalten:

$$\frac{dI}{dt} = h\nu B_{21}(N_2 - N_1)I. \quad (6.53b)$$

Es ist üblich, die Intensität  $I$  durch die pro Sekunde ausgesandte Photonenzahl ( $i$ ) zu ersetzen [siehe Gl. (6.19)]:

$$i = \frac{I}{h\nu}.$$

An Stelle der Wahrscheinlichkeit  $B$  benutzt man den Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{21} = \frac{B_{21} h\nu}{c/n}. \quad (6.56)$$

<sup>1</sup> Diese Summenintensität ist ein fiktiver Begriff, da die Intensität zweier sich in verschiedene Richtungen fortpflanzender Lichtstrahlen physikalisch sinnlos ist. Daher ist die von uns eingeführte Summenintensität nur eine mathematische Vereinfachung.

Dann erhalten wir aus Gl. (6.53b)

$$\frac{di}{dt} = \frac{c}{n} \sigma_{21}(N_2 - N_1)i. \quad (6.57)$$

Wir verwiesen bereits darauf, daß im Laser Verluste auftreten, die in Gl. (6.57) nicht enthalten sind. Das gemeinsame Merkmal der oben aufgezählten Verluste (Austrittsverluste an den Spiegeln, Streuverluste im Lasermaterial und an anderen im Resonator angebrachten Elementen) besteht darin, daß sie zur im Resonator vorhandenen Energiedichte proportional sind. Zur Berücksichtigung der Verluste wird daher in Gl. (6.57) ein zusätzliches Glied eingeführt:

$$\frac{di}{dt} = \frac{c}{n} \sigma_{21}(N_2 - N_1)i - \frac{i}{T}. \quad (6.58)$$

Dabei ist  $\frac{1}{T}$  die Verlustkonstante. Das erste Glied auf der rechten Seite von Gl. (6.58) beschreibt die Verstärkung pro Zeiteinheit, während das zweite Glied die pro Zeiteinheit auftretenden Verluste angibt. Die eingeführte Konstante  $T$  können wir folgendermaßen veranschaulichen: Wenn wir  $N_2 - N_1 = 0$  setzen, dann erhalten wir aus Gl. (6.58)

$$\frac{di}{dt} = -\frac{1}{T}i.$$

Die Lösung dieser Gleichung lautet

$$i = i_0 e^{-t/T},$$

wobei  $i_0$  die Anfangsintensität zum Zeitpunkt  $t = 0$  ist.  $T$  ist damit die Zeitkonstante des Energieabbaus im Resonator. (Diese Größe nennt man auch Lebensdauer des Photons, obwohl diese Bezeichnung nicht exakt ist.) Wenn im Resonator überhaupt keine Verluste vorhanden wären und das Reflexionsvermögen der Spiegel genau 100% betragen würde, dann ergäbe sich  $T \rightarrow \infty$ , d. h., das Licht würde ewig im Resonator bleiben.

Wir beschäftigten uns bereits in Abschn. 6.3. mit den Verlusten des Lasers. Dort haben wir auch die Schwellbedingung für den Fall angegeben, daß nur an den Spiegeln des Resonators Verluste auftreten. Wir verglichen dort die auf der doppelten Laserlänge anfallende Verstärkung mit dem entsprechenden Verlust. Diese Verstärkung erhalten wir, indem wir die pro Zeiteinheit wirkende Verstärkung mit der Zeit multiplizieren, in der das Licht zwischen

den Spiegeln einmal hin- und herläuft. Diese Zeitdauer beträgt

$$t_0 = \frac{2L}{c/n}. \quad (6.59)$$

$t_0$  wird als Umlaufzeit bezeichnet. Die auf die doppelte Länge entfallende Verstärkung ist

$$t_0 \frac{c}{n} \sigma_{21} (N_2 - N_1) = 2L \sigma_{21} (N_2 - N_1).$$

Daraus ergibt sich die pro Längeneinheit wirkende Verstärkung zu

$$\alpha^* = \sigma_{21} (N_2 - N_1) \quad (6.60)$$

(vgl. dazu die Abschnitte 6.2. und 6.3.).

Die Schwellbedingung für den Laserprozeß kann unter Berücksichtigung der Gleichungen (6.5), (6.6) und (6.8) wie folgt aufgeschrieben werden:

$$\sigma_{21} (N_2 - N_1) = - \frac{\ln \sqrt{R_2 R_1}}{L}.$$

Nach einer einfachen Umformung erhält man

$$\sigma_{21} (N_2 - N_1) = - \frac{\ln \left( \frac{1}{R_2 R_1} \right)}{2L}. \quad (6.61)$$

Nach der Bilanzgleichung arbeitet der Laser nur dann, wenn  $\frac{di}{dt} \geq 0$  gilt. Daher wird die Schwellbedingung durch  $\frac{di}{dt} = 0$  gegeben. Damit erhalten wir aus Gl. (6.58)

$$\frac{c}{n} \sigma_{21} (N_2 - N_1) = \frac{1}{T}. \quad (6.62)$$

Weiterhin ergeben die Gleichungen (6.60), (6.61) und (6.62) für die Zeitkonstante  $T$  folgenden Wert:

$$\frac{1}{T} = \frac{c}{n} \frac{\ln \left( \frac{1}{R_1 R_2} \right)}{2L} = \frac{\ln \left( \frac{1}{R_1 R_2} \right)}{t_0}. \quad (6.63)$$

Berücksichtigen wir noch die Gleichungen (6.5) und (6.6), dann erhalten wir

$$T = \frac{t_0}{2\gamma}. \quad (6.64)$$

Aus Tabelle 6.1 entnimmt man, daß die Zeitkonstante bei Spiegeln mit hohen Verlusten wesentlich größer sein kann als die Umlaufzeit. Treten neben den Verlusten an den Resonatorspiegeln noch andere Verluste auf, so kann man diese — zumindest theoretisch — stets bestimmen. Es sei dieser Verlust, dem das Licht unterliegt, während es zwischen den beiden Spiegeln hin- und herläuft, durch

$$\beta i$$

gegeben. Den Verlust pro Zeiteinheit erhalten wir dann, indem wir diese Größe durch die Umlaufzeit dividieren. Mit Hilfe von Gl. (6.64) wird

$$T = \frac{t_0}{2\alpha + \beta}. \quad (6.65)$$

Die Bilanzgleichung für die Intensität lautet nach Gl. (6.58)

$$\frac{di}{dt} = \frac{c}{n} \sigma_{21} (N_2 - N_1) i - \frac{i}{t_0} (2\gamma + \beta). \quad (6.66)$$

Füllt das aktive Lasermaterial nicht den ganzen Hohlraum aus, so muß die Bilanzgleichung noch korrigiert werden.  $L_0$  sei die optische Länge des Lasers und  $L$  die Länge des aktiven Materials. Die Umlaufzeit beträgt dann

$$t_0 = \frac{2L_0}{c}. \quad (6.67)$$

Die Strahlung weilt aber bei einem Umlauf nur während der Zeit

$$t'_0 = \frac{2nL}{c} \quad (6.68)$$

im aktiven Material. Die Lichterzeugung wird verlangsamt, und wir müssen anstatt mit  $t$  mit der Zeit  $\frac{t'_0}{t_0}t$  rechnen. Die korrigierte Bilanzgleichung lautet dann

$$\frac{t_0}{t'_0} \frac{di}{dt} = \frac{c}{n} \sigma_{21} (N_2 - N_1) i - \frac{i}{t_0} (2\gamma + \beta). \quad (6.69)$$

Nun müssen wir noch eine Bilanzgleichung aufstellen, die bestimmt, wie sich die Besetzung infolge der Lichteinwirkung ändert. Dies haben wir bereits für einen optisch gepumpten Drei-Niveau-Laser [vgl. die Gleichungen (6.12) bis (6.15)] getan. Wir wollen jetzt einen allgemeineren Fall betrachten. Dazu bezeichnen wir

auch weiterhin das obere Niveau mit »2« und das untere mit »1«. Der Zustand »1« muß nicht unbedingt der Grundzustand sein.

Die Besetzung des Niveaus »2« wird durch folgende Vorgänge beeinflusst:

a) Vorgänge, die das Niveau bevölkern.

Dazu gehören z. B. das optische Pumpen und die Stöße, die bei Gaslasern sehr wichtig sind. Wir wollen mit  $M_2^{(+)}$  die Anzahl der Atome bezeichnen, die während der Zeiteinheit infolge irgendeines Anregungsvorganges auf das Niveau »2« gelangen. Besonders hervorheben möchten wir den Vorgang, bei dem die Atome durch Absorption von Strahlung mit der Frequenz  $\nu_{21}$  aus dem Zustand »1« in den Zustand »2« übergehen. Die Anzahl dieser Übergänge beträgt nach den Gleichungen (5.8) und (5.7)

$$w(\nu_{21})B_{21}N_1.$$

Unter Berücksichtigung der Gleichungen (6.54), (6.55) und (6.56) wird diese Zahl zu

$$\sigma_{21}iN_1.$$

b) Vorgänge, die das Niveau entvölkern.

Unter diesen muß in erster Linie der Vorgang berücksichtigt werden, infolgedessen die Atome unter induzierter oder spontaner Emission in den Zustand »1« übergehen. Die Anzahl dieser Übergänge ergibt sich aus den Gleichungen (5.6) und (5.7) zu

$$(A_{21} + w(\nu_{21})B_{21})N_2.$$

Unter Berücksichtigung der Gleichungen (6.54) bis (6.56) wird diese Zahl zu

$$(A_{21} + \sigma_{21}i)N_2.$$

Die Besetzung des Niveaus »2« kann sich auch dadurch verringern, daß Übergänge in andere Zustände als »1« möglich sind. Ihre Anzahl wollen wir mit  $M_2^{(-)}$  bezeichnen. Die Besetzungsänderung des Niveaus »2« wird also durch folgende Gleichung beschrieben:

$$\frac{dN_2}{dt} = M_2^{(+)} + \sigma_{21}iN_1 - (A_{21} + \sigma_{21}i)N_2 - M_2^{(-)}.$$

Wenn wir diesen Ausdruck ordnen, so erhalten wir als Bilanzgleichung für das Niveau »2«

$$\frac{dN_2}{dt} = -\sigma_{21}(N_2 - N_1)i - A_{21}N_2 + M_2^{(+)} - M_2^{(-)}. \quad (6.70)$$

In analoger Weise kann die Besetzungsänderung des Niveaus »1« bestimmt werden:

a) Als die Besetzung des Niveaus »1« vergrößernder Vorgang kommt in erster Linie der Übergang  $2 \rightarrow 1$  in Frage. Die Anzahl solcher Übergänge beträgt in Übereinstimmung mit dem oben Gesagten

$$(A_{21} + \sigma_{21}i)N_2.$$

Die Zahl der Vorgänge, die auf andere Weise das Niveau »1« bevölkern, wollen wir mit  $M_1^{(+)}$  bezeichnen.

b) Vermindert wird die Besetzung des Niveaus »1« in erster Linie durch die Absorption der Strahlung mit der Frequenz  $\nu_{21}$ . Die Zahl derartiger Übergänge beträgt

$$\sigma_{21}iN_1.$$

Schließlich wollen wir die Anzahl der übrigen Vorgänge, die die Besetzung des Niveaus »1« verringern, mit  $M_1^{(-)}$  bezeichnen.

Indem wir alle genannten Tatsachen berücksichtigen, gelangen wir zu folgender Bilanzgleichung für die Besetzung  $N_1$ :

$$\frac{dN_1}{dt} = \sigma_{21}(N_2 - N_1)i + A_{21}N_2 + M_1^{(+)} - M_1^{(-)}. \quad (6.71)$$

Die Gleichungen (6.69), (6.70) und (6.71) sind die Bilanzgleichungen des Lasers. Wir möchten noch bemerken, daß sich die ersten beiden Glieder auf der rechten Seite der Bilanzgleichungen für die Besetzungszahlen nur im Vorzeichen unterscheiden. Das ist auch nicht verwunderlich, da diese die Vorgänge zwischen den beiden Niveaus beschreiben.

Die Lösung der Bilanzgleichungen ist nur für den stationären Fall einfach. Dann reduzieren sie sich nämlich auf algebraische Gleichungen, da in diesem Fall

$$\frac{di}{dt} = \frac{dN_2}{dt} = \frac{dN_1}{dt} = 0$$

gilt. Die Lösung für den nichtstationären Fall ist sehr schwierig. Man kann hier nur mit Rechenmaschinen oder unter gewissen Näherungen Lösungen erhalten. Die Komplikation besteht darin, daß auf der rechten Seite die Produkte  $iN_1$  und  $iN_2$  auftreten. Diese machen das Gleichungssystem nichtlinear. In Kapitel 7. kommen wir in Verbindung mit einem konkreten Beispiel auf die Lösung dieser Gleichungen zurück.

## 7. Festkörperlaser

### 7.1. Einführung

Die Erscheinung der Photolumineszenz (Abschn. 3.5.) wird bei den Festkörperlasern zur Erzeugung von kohärentem Licht ausgenutzt. Der erste verwirklichte Laser — der Rubinlaser — gehört auch zu diesem Typ.

Das gemeinsame Merkmal der Festkörperlaser besteht darin, daß sie in irgendeinem Kristall oder Glas *Metallionen* enthalten. Die Metallionen sind das aktive, die Lasergeneration ermöglichende Medium. Ihr Energieschema besitzt ein breites *Absorptionsband* und ein unter diesem Band vorhandenes *Phosphoreszenz-Niveau* (Abschn. 3.5.). Dieses Niveau ist der obere Zustand des Laserüberganges. Das breite Absorptionsband ermöglicht dabei das optische Pumpen.

In Abschn. 7.2. erläutern wir die Konstruktion einiger typischer Festkörperlaser, anschließend (Abschn. 7.3.) beschäftigen wir uns mit Anregungseinrichtungen zum Erreichen einer Besetzungsinversion bei Festkörperlasern.

Die Anzahl der realisierten Festkörperlaser beträgt etwa 30 bis 40. Der erste Laser, den wir in Abschn. 7.4. beschreiben, ist der Rubinlaser. Hier ist der Wirtskristall  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , wobei die in das Kristallgitter eingebauten  $\text{Cr}^{3+}$ -Ionen an der Laseraktion teilnehmen. Das gemeinsame Merkmal der anderen Festkörperlaser besteht darin, daß in ihnen das aktive, strahlende Element ein Ion von Seltenen Erden ist, der Iontträger kann dabei ein Kristall oder Glas sein. Diese Laser beschreiben wir in Abschn. 7.5.

Die Festkörperlaser werden im allgemeinen dadurch charakterisiert, daß sie — von einigen speziellen Materialien und Konstruktionen abgesehen — im Impulsbetrieb arbeiten, die Emission des Lichtes erfolgt nur etwa eine Millisekunde lang, aber sie strahlen während dieser Zeit eine beträchtliche Energiemenge (1 bis 100 J) aus, und die ausgestrahlte Leistungsdichte ist ebenfalls sehr hoch (1 bis 10  $\text{kW/cm}^2$ ). Es sind auch solche Verfahren bekannt — die sog. Riesenimpuls laser oder Laser mit Güteschaltung —, mit deren Hilfe die Strahlungsdauer auf etwa  $10^{-8}$  s herabzusetzen ist und deren ausgestrahlte Leistungsdichte dementsprechend die Werte von 100 bis 1000  $\text{MW/cm}^2$  erreicht. Diese Laser behandeln wir in Abschn. 7.6.

Die Herabsetzung der Emissionsdauer zieht eine Erhöhung der Leistungsdichte nach sich. Heute kann man mit Hilfe der Modensynchronisation Signale mit einer Impulsdauer von  $10^{-12}$  s erzeugen, die Intensität erreicht nach Verstärkung den Wert von  $10^{11}$  W/cm<sup>2</sup> (Abschn. 7.7.).

Schließlich wird in Abschn. 7.8. eine Zusammenfassung und Einschätzung der Festkörperlaser gegeben.

## 7.2. Der Aufbau von Festkörperlaser

Wir verwenden in der Praxis zur Erreichung einer Besetzungsinversion in Festkörperlaser fast ausschließlich die optische Anregung oder — mit anderen Worten — das *optische Pumpen*, obwohl nach Versuchsergebnissen gewisse Festkörper auch auf eine andere Weise (z. B. mit Elektronen großer Energie) angeregt werden können. Das Lasermaterial, der Resonator und das optische Anregungssystem bilden bei den üblichen Ausführungen eine Einheit, die auch als Laserkopf bezeichnet wird. Zwei Festkörperlaser-Konstruktionen, die sich in der Praxis bewährt haben, sind in Abb. 7.1 dargestellt.

Die optische Anregung erfolgt meist mit Licht mehr oder weniger kontinuierlichen Spektrums (siehe Abb. 3.28) der Entladungen von Hochdruck-Gasentladungsröhren, das zur Sicherung eines besseren Anregungswirkungsgrades (und dadurch eines günstigeren Wirkungsgrades des ganzen Lasers) im allgemeinen mit einem Reflektor auf das Lasermaterial konzentriert wird. Obwohl die Verwendung eines Reflektors den Anregungswirkungsgrad eines Lasers beträchtlich erhöht, wirkt sich die dadurch entstandene Abmessungs- und Massezunahme auf manchen Gebieten der Laseranwendung (z. B. tragbare Laser) ungünstig aus. Die Abmessungszunahme ist gut vorstellbar, wenn wir bedenken, daß der Durchmesser eines Reflektors das 10- bis 20fache des Durchmessers des Lasermaterials beträgt. Aus diesem Grund entstand die in Abb. 7.1a dargestellte Konstruktion, bei der die anregende Hochdruck-Gasentladungsröhre spiralförmig ausgebildet und das anzuregende Material in der Achse der Spirale angeordnet ist. So entsteht zwar, wie wir später in Abschn. 7.3. sehen werden, ein niedrigerer Anregungswirkungsgrad als bei der Verwendung eines Reflektors, doch beträgt der Durchmesser des Laserkopfes kaum das 4- bis 5fache vom Durchmesser des Lasermaterials. Es ist zweckmäßig, die zum Austreten des Bündels aus dem Laserkopf angebrachte Öffnung mit einem Filter zu verschließen, das nur in dem Bereich der Laserwellenlänge durchlässig ist, wodurch die Möglichkeit des Austritts

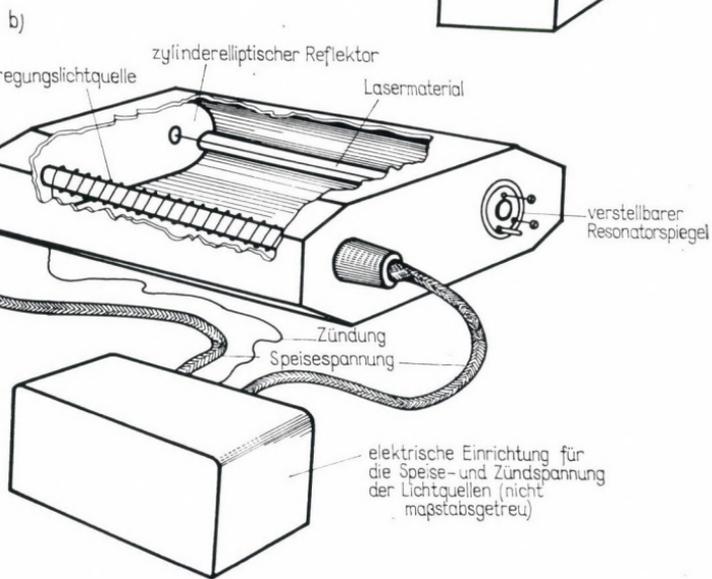
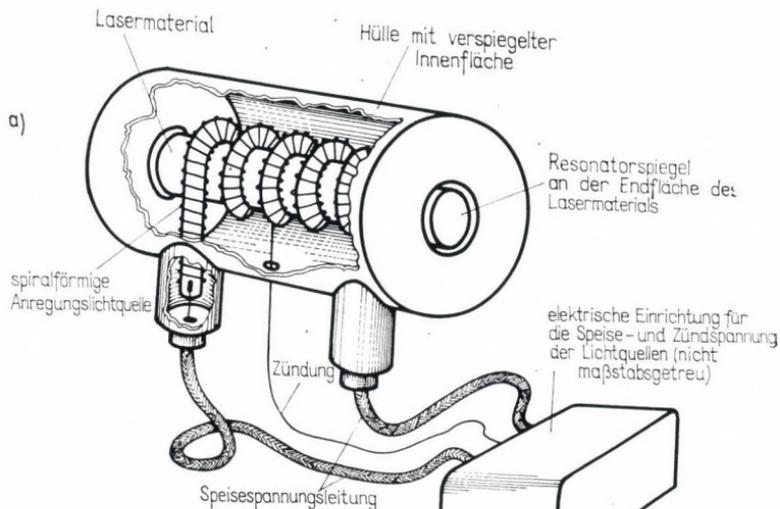


Abb. 7.1

von störendem Licht unmittelbar aus der Anregungslichtquelle vermieden wird.

Der Resonator ist bei Festkörperlasern oft so ausgebildet, daß die Spiegel direkt an den Stirnflächen des zylindrischen Lasermaterials angebracht sind. Dadurch kann man sichern, daß die Länge  $L_0$  des Resonators ohne besondere Konstruktionselemente durch die Länge  $L$  des Lasermaterials bestimmt wird und somit  $L = L_0$  ist. Wenn man berücksichtigt, daß das Lasermaterial ein Einkristall oder Glas ist, sichert diese Konstruktion, abgesehen von der Wärmeausdehnung des Lasermaterials, die durch die Anregung unvermeidbar auftritt (Abschn. 7.4.), einen ziemlich stabilen Resonatoraufbau.

Die an den Stirnflächen des Lasermaterials angebrachten Spiegel erübrigen eine besondere Justierung des Lasermaterials. Bei Hochleistungslasern hält aber der Spiegel oft der Strahlung nicht stand, er wird mit der Zeit unbrauchbar. Aus diesem Grund wird der Spiegel getrennt angebracht, um ihn leicht austauschen zu können. Der Aufbau eines Lasers mit einem Resonator dieses Typs sowie mit einem das Licht der Anregungslichtquelle auf das Lasermaterial konzentrierenden Reflektor ist in Abb. 7.1b zu sehen.

Bei Lasern mit höheren Folgefrequenzen kann eine Erwärmung des Lasermaterials infolge der Anregung auftreten. Darum müssen das Lasermaterial besonders bei 4-Niveau-Lasern, bei denen der Laser oft nur bei niedrigen Temperaturen arbeitet, und gegebenenfalls auch die Anregungslichtquelle gekühlt werden. In diesem Fall ist die Verwendung von Kühlsystemen (Abb. 7.2) erforderlich, die sowohl das Lasermaterial als auch den Resonator in sich aufnehmen und mit dem Reflektor des optischen Anregungssystems eine Einheit bilden.

Die *elektronischen Einrichtungen*, die die Stromversorgung und die Zündung der Hochdruck-Gasentladungsröhren sichern, müssen ebenfalls zu den zum Festkörperlaser gehörenden Elementen gezählt werden. Das Zündsystem dient oft nicht nur zum Starten der Laserwirkung, sondern auch zur genauen Festlegung des Erscheinungszeitpunktes des Laserlichtes. In diesem Fall muß gesichert werden, daß die Zeitverzögerung zwischen dem Auftreten des die Zündung bewirkenden elektrischen Signals und der Entstehung des Laserlichtes konstant ist.

Eine besondere Gruppe von Elementen der Festkörperlaser bilden diejenigen, die eine schnelle Änderung der Güte des Resonators bewirken (Blenden, sich drehende Resonatorspiegel, nicht-lineare Absorber usw.); wir werden sie kurz in Abschn. 7.6. erläutern.

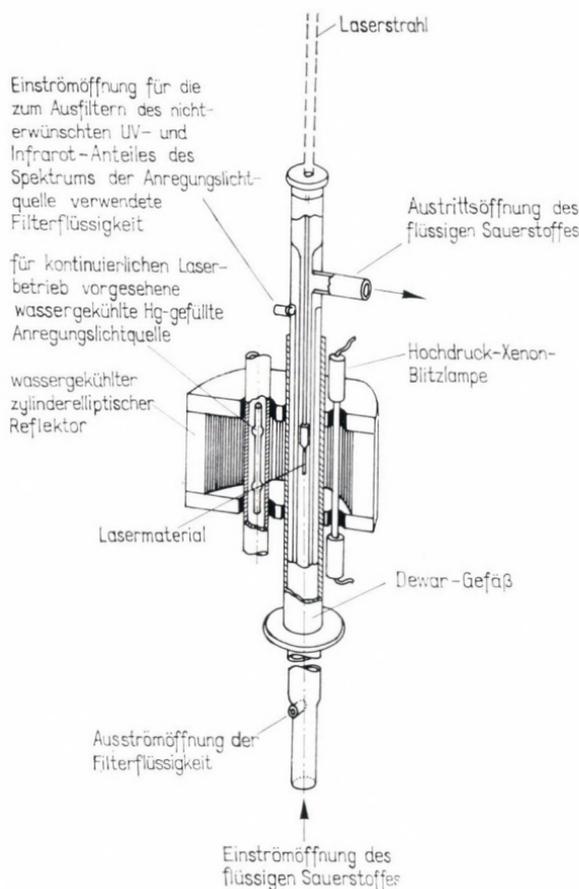


Abb. 7.2

### 7.3. Das optische Anregungssystem

Zum Zwecke der optischen Anregung werden im allgemeinen, wie wir es schon erwähnten, mit Edelgasen gefüllte Hochdruck-Gasentladungsröhren, sog. Blitzlampen, verwendet. Die Betriebsdaten einiger typischer Blitzlampen sind in Tabelle 7.1 zusammengestellt. Auch andere Methoden werden vereinzelt zur optischen Anregung verwendet, wie z. B. chemische Reaktionen, durch Explosionen erzeugte Lichterscheinungen bzw. auf das Lasermaterial fokussiertes Sonnenlicht.

Tabelle 7.1

Typ	maximale elektrische Eingangsleistung pro Impuls in J	Licht- leistung in cd <sup>1</sup>	Entladungs- dauer in $\mu$ s	Betriebsspannung in V	Lebensdauer <sup>2</sup>	maximale Folge- frequenz in Hz	Länge in mm
FX-1	400	2000	250	700...30000	$10^5$ (200 J; 100 $\mu$ F; 2 kV)	0,1	150
FX-45	2000 (500 $\mu$ F; 2,8 kV)	7500	1000	1000...3000	$10^3$ (2000 J; 1000 $\mu$ F; 2 kV; 300 $\mu$ H)	0,03	150
FX-47	1000 (2200 $\mu$ F; 3 kV)	40000	2200	1000...3000	50 (200 $\mu$ F; 3 kV; 850 $\mu$ H)	0,004	160
FX-33	100 (100 $\mu$ F; 1,4 kV)	200	150	500...2500	$10^4$ (100 J; 100 $\mu$ F; 1,4 kV)	0,1	40
FX-12	5	2,5	6	400...3000	6000 (1 J; 10,5 $\mu$ F; 2 kV)	600	6
G 479	1000 (800 $\mu$ H) 500 ( 0 H)	—	—	600...1500	—	—	60
G 498	1800 (100 $\mu$ H) 800 ( 0 H)	—	—	750...2000	—	—	100
G 499	2500 (100 $\mu$ H) 1300 ( 0 H)	—	—	1000...2000	—	—	150
G 523	15000 (500 $\mu$ H) 3000 ( 0 H)	—	—	2000...3000	—	—	300

<sup>1</sup> Definition der Einheit «Candela» siehe Abschn. 3.6.<sup>2</sup> Unter «Lebensdauer» verstehen wir die Anzahl von Impulsen, die bei Verwendung der mit der Entladungslampe in Reihe geschalteten Induktivität zu erreichen ist.

Im einfachsten der üblichen optischen Anregungssysteme ist das Lasermaterial in der Achse einer spiralförmigen Lampe (siehe Abb. 7.1a) untergebracht. In diesem Fall ist die Leistungsdichte des Anregungslichtes innerhalb der die Spirallampe umhüllenden reflektierenden Anordnung nach eingehender Untersuchung

$$W = k W_f \frac{A}{A_F + AT}, \quad (7.1)$$

wobei  $k$  ein Proportionalitätsfaktor,  $W_f$  die Leistungsdichte an der Oberfläche der Lichtquelle,  $A_F$  die Oberfläche der Lampe,  $A$  die Innenfläche des Reflektors und  $T = 1 - R$  ist ( $R$  ist der Reflexionskoeffizient des Reflektors). Aus der Gleichung ist ersichtlich, daß zur Erreichung eines Maximalwertes von  $W/W_f$   $A_F \gg AT$  sein muß, also der Reflektor klein, die Lampenfläche jedoch groß sein muß.

Ein besserer Anregungswirkungsgrad ist dann zu erreichen, wenn die Anregungslichtquelle in der einen, das Lasermaterial in der anderen Brennlinie eines zylinderelliptischen Spiegels angeordnet werden (Abb. 7.3). Es sind auch solche Anordnungen üblich, bei denen mehrere zylinderelliptische Spiegel eine gemeinsame Brennlinie besitzen, in der sich das Lasermaterial befindet. In diesem Fall kann nämlich das Licht mehrerer Lichtquellen auf das Lasermaterial konzentriert werden. Die so erreichbaren Vorteile werden aber dadurch beeinträchtigt, daß das System große Abbildungsfehler hat. Abb. 7.4 stellt den Querschnitt einer solchen Anordnung dar, bei der sich das Lasermaterial in der gemeinsamen Brennlinie von vier zylinderelliptischen Spiegeln befindet.

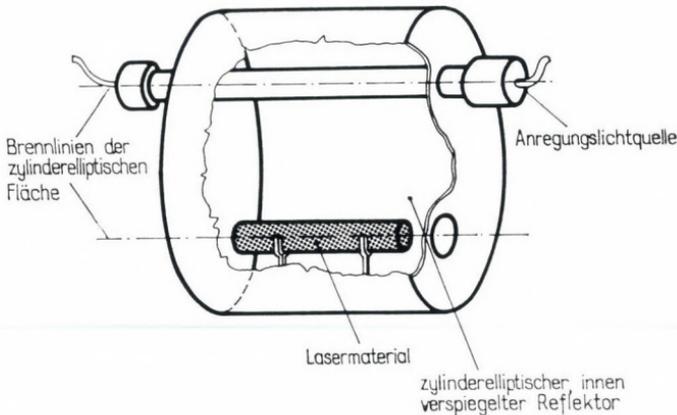


Abb. 7.3

Wenn die Abbildung eines zylinderelliptischen Reflektors ideal wäre und die Lichtquelle als linienförmig anzusehen wäre, würde das gesamte aus der Lichtquelle austretende Licht im Lasermaterial konzentriert werden. Einerseits sind diese Bedingungen aber nicht erfüllt, und andererseits ändert sich infolge der geometrischen Optik die Anregungsenergie in Abhängigkeit vom Radius  $r$  inner-

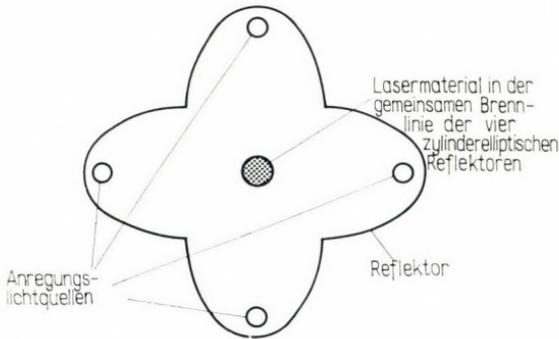


Abb. 7.4

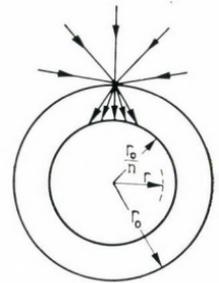


Abb. 7.5

halb des Lasermaterials (Abb. 7.5) auch dann, wenn auf das Material eine isotrope (z. B. in Blitzlampen erzeugte) Strahlung auftrifft.

Wenn man nämlich die Beleuchtung eines zylindrischen Lasermaterials näher untersucht, stellt sich heraus, daß das auf den Zylinder des Radius  $r_0$  einfallende Licht so gebrochen wird (siehe Abb. 7.5), daß der größte Teil der Leistungsdichte innerhalb eines Zylinders mit dem Radius  $\frac{r_0}{n}$  konzentriert wird.

Gut ersichtlich ist dies aus Abb. 7.6, in der die Leistungsdichte innerhalb eines Rubinkristalls (Brechungsindex  $n = 1,76$ ) dargestellt ist. Sie fällt gemäß Obengesagtem bei

$$\frac{r}{r_0} = \frac{1}{n} = \frac{1}{1,76} \approx 0,57$$

sprunghaft ab. Deshalb faßte man den Entschluß, den äußeren Zylinder mit der Dicke  $r_0 \left(1 - \frac{1}{n}\right)$  nicht aus Lasermaterial zu fertigen, wobei allerdings beachtet werden muß, daß der Brechungsindex dem des Lasermaterials gleich ist. So entstanden die in

Abb. 7.7 dargestellten, aus zwei Materialien zusammengesetzten Systeme. Es ist üblich, den äußeren Zylinder von Rubinlasern aus Saphir zu fertigen, der den oben angegebenen Bedingungen entspricht.

Neben dem schon erwähnten Ziel setzt auch die Verwendung einer Kühlflüssigkeit diese geometrisch-optische Wirkung herab. Bei Verwendung von Wasser ( $n = 1,33$ ) ist der relative Brechungs-

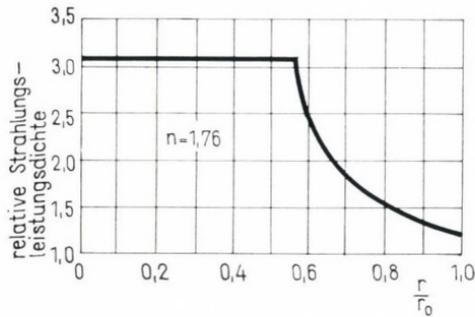


Abb. 7.6

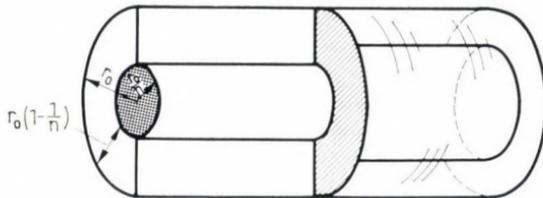


Abb. 7.7

index zwischen dem Rubinkristall und dem Wasser nur noch 1,3, die eingestrahelte Energie verteilt sich gleichmäßiger.

Ein Vergleich spiralförmiger Blitzlampen mit einem System Blitzlampe—Reflektoren ergibt, daß der mit zylinderelliptischen Reflektoren erreichbare Anregungswirkungsgrad um etwa eine Größenordnung günstiger ist als der mit spiralförmigen Lampen erreichbare Wirkungsgrad.

Um auch punktförmige Lichtquellen zur Anregung verwenden zu können, wurden die in den Abbildungen 7.8 und 7.9 dargestellten Methoden erarbeitet. Das durch ein Strahlungstor fallende Licht einer punktförmigen Lichtquelle wird, wie in Abb. 7.8 dargestellt, mittels eines nahe am Lasermaterial angeordneten Kegels aus

Material vom Brechungsindex  $n$ , einer sog. »Trompete«, in das Lasermaterial gekoppelt. Abb. 7.9a zeigt den Strahlengang im System der Abb. 7.8, Abb. 7.9b dagegen den in einer mit einem zylindrischen Koppellement arbeitenden Ausführung.

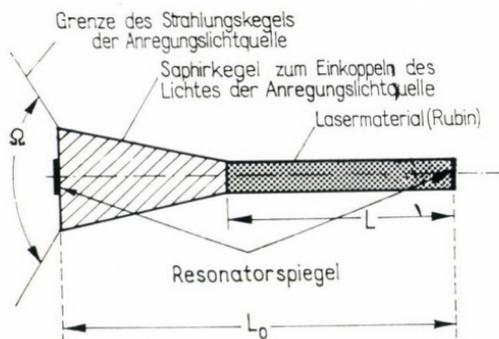


Abb. 7.8

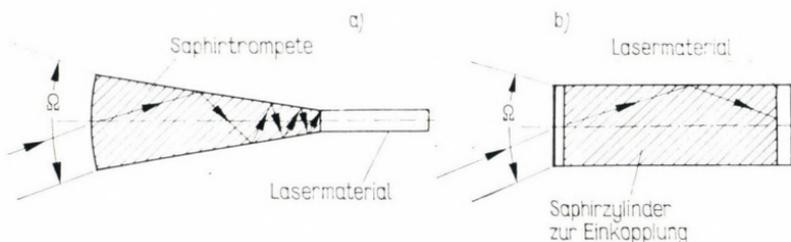


Abb. 7.9

#### 7.4. Der Rubinlaser

Wie wir schon mehrmals erwähnten, war der erste, wirklich arbeitende Laser ein Rubinlaser mit Strahlung bei einer Wellenlänge von 6943 Å.

Die chemische Zusammensetzung des zu Lasern geeigneten Rubinkristalls ist  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , in dem 0,04 bis 0,07 Masseprozent  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  enthalten ist. An der Laserwirkung nehmen die  $\text{Cr}^{3+}$ -Ionen teil. Eine Verunreinigung von 0,05 Masseprozent entspricht einer Chromionendichte von  $N_0 = 1,62 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ .

Die grundlegende Rolle bei der Generation in Rubinlasern spielen die  $3d$ -Elektronen ( $n = 3, l = 2$ ). Diese Elektronen befinden sich im elektrischen Feld des den Kristall bildenden Elementes,

und deshalb unterscheiden sich ihre Termschemata sowohl hinsichtlich ihres Aufbaus als auch hinsichtlich der Lage der einzelnen Niveaus von denen freier Cr-Ionen. Das Termschema eines im  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Kristall eingebauten  $\text{Cr}^{3+}$ -Ions zeigt Abb. 7.10. Hieraus ist ersichtlich, daß der Rubinlaser, obwohl er als das typische Beispiel von Drei-Niveau-Lasern erwähnt wird, in Wirklichkeit ein ziemlich kompliziertes — aus wesentlich mehr als aus drei Niveaus beste-

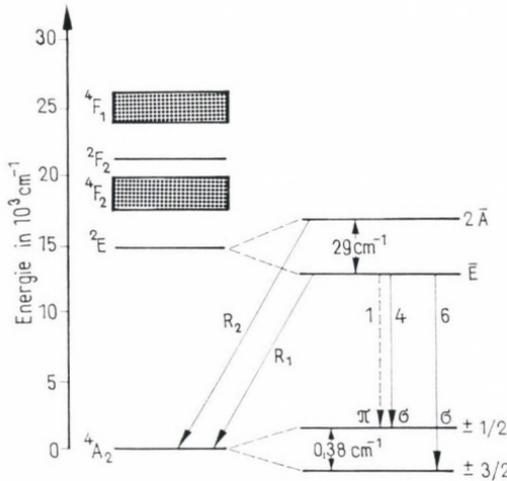


Abb. 7.10

hendes — Termschema besitzt. Trotzdem spielen sich die für den Lasereffekt wichtigen Vorgänge im wesentlichen wie bei einem Drei-Niveau-Laser ab, wenn wir die Niveaus  $^4F_1$  und  $^4F_2$  zusammen als ein mit »3« bezeichnetes Niveau, das  $^2E$ -Niveau als mit »2« bezeichnetes Niveau und das  $^4A_2$ -Niveau als Grundniveau »1« ansehen. Die Abbildung zeigt — stark vergrößert — die Aufspaltung des Niveaus  $^2E$  in die Terme  $^2\bar{A}$  und  $\bar{E}$  sowie auch die Aufspaltung des Niveaus  $^4A_2$ . (Die Bezeichnung des aufgespaltenen Niveaus weicht von den in Kapitel 2. erläuterten Bezeichnungen ab und folgt der in der Literatur üblichen Bezeichnungsweise.)

Die Rolle der einzelnen Niveaus des Rubinlasers werden wir im folgenden betrachten. Die optische Anregung kann durch die Absorption in die Bänder  $^4F_2$  und  $^4F_1$  erfolgen. Wie ersichtlich, erfolgt die Absorption in zwei Bänder mit endlicher Breite. Wenn wir den Absorptionsfaktor in Abhängigkeit von der Wellenlänge darstellen, erhalten wir die in Abb. 7.11 dargestellte Kurve. Die Abbildung zeigt links an der Ordinate den Absorptionskoeffizienten

in Einheiten von  $\text{cm}^{-1}$ , rechts den Absorptionswirkungsquerschnitt in Einheiten von  $\text{cm}^2$ . Aus diesen Messungen geht hervor, daß die Absorptionseigenschaften von Rubin von dem Winkel zwischen der Ausbreitungsrichtung des einfallenden Lichtes und der optischen Achse (sog.  $C$ -Achse) des Kristalls abhängig sind. In der Abbildung wurde mit dem Zeichen  $\parallel$  der Fall gekennzeichnet, in dem die Ausbreitungsrichtung und die  $C$ -Achse parallel verlaufen, und mit  $\perp$  der Fall, in dem die beiden Richtungen senkrecht zueinander stehen.

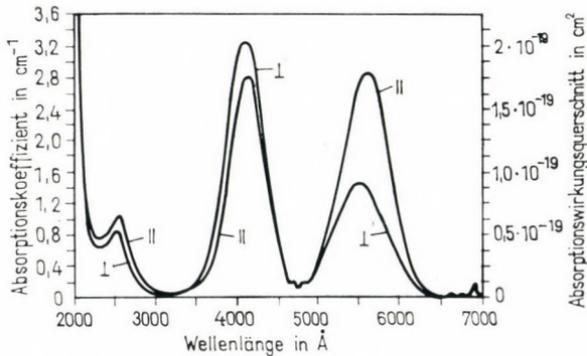


Abb. 7.11

Die in der Nähe von 4000 und 5000 Å befindlichen Spitzenwerte der Absorptionskurve entsprechen den Mittellinien der Absorptionsbänder  ${}^4F_1$  und  ${}^4F_2$  des Energietermschemas. Die bei 6943 Å sichtbare Spitze des Absorptionsfaktors entspricht dem Übergang  $W_{12}$  der Abb. 6.4.

Der Übergang vom Niveau »2« auf das Niveau »1« enthält die in Abb. 7.10 gezeichneten Übergänge  $R_1$  und  $R_2$ , eigentliche Laserstrahlung erfolgt aber nur auf der mit  $R_1$  bezeichneten Wellenlänge  $\lambda = 6943$  Å. Einige zu den Berechnungen gemäß Abschn. 5.3. erforderliche Werte sind der Abb. 7.11 zu entnehmen. So beträgt z. B. das Maximum des Absorptionskoeffizienten, auf die Linie  $R_1$  bezogen, wenn sich das Licht in dem Rubinkristall parallel zur  $C$ -Achse fortpflanzt, bei Zimmertemperatur  $\mu_{m0} = 0,4 \text{ cm}^{-1}$ .

Der Absorptionswirkungsquerschnitt beträgt bei dem gleichen Übergang  $\sigma_0 = 2,5 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ . Bei Zimmertemperatur, also bei 300 K, beträgt die Lebensdauer des Niveaus  $\bar{E}$   $\theta_e = 3,0$  ms. Die Lebensdauer, die zu dem in Abb. 6.4 mit  $S_{32}$  gekennzeichneten Übergang gehört, beträgt  $\theta'_e = 5 \cdot 10^{-8}$  s. Es ist also richtig, daß die zu  $1/\theta'_e$  proportionale Wahrscheinlichkeit des zuletzt erwähnten Überganges im Vergleich zu  $W_{21}$  groß ist. Nach Meßergebnissen

hängt die Linienbreite von  $R_1$  stark von der Temperatur des Rubins ab. So beträgt bei 380 K die Linienbreite  $21 \text{ cm}^{-1}$ , bei 77 K  $0,3 \text{ cm}^{-1}$ , bei 2 K nur noch  $0,07 \text{ cm}^{-1}$ . Es ist noch zu bemerken, daß die Linienbreite stark von mechanischen Spannungen in dem Kristall abhängt. Es stellte sich heraus, daß die Wellenlänge der Fluoreszenzlinien von der Temperatur des Kristalls abhängt. Diese Abhängigkeit beträgt in dem Temperaturbereich von  $-180^\circ \text{C}$  bis

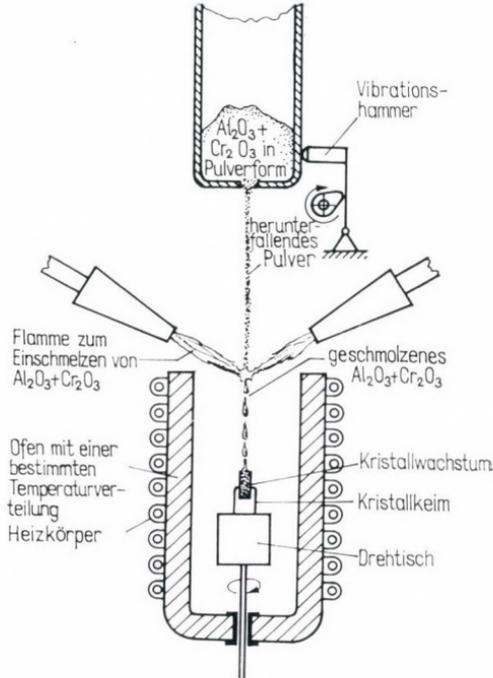


Abb. 7.12

$0^\circ \text{C}$  durchschnittlich  $0,045 \text{ \AA}/\text{grd}$ , in dem Temperaturbereich von  $+20^\circ \text{C}$  bis  $80^\circ \text{C}$  ist sie etwas höher, durchschnittlich  $0,065 \text{ \AA}/\text{grd}$ .

Für die Zwecke der Lasertechnik sind solche Einkristalle erforderlich, in denen die  $\text{Cr}^{3+}$ -Ionen völlig gleichmäßig verteilt und in denen weder mechanische Spannungen noch andere Inhomogenitäten oder Verunreinigungen vorhanden sind. Kristalle, die solchen Qualitätsansprüchen genügen, werden mit besonderen Kristallzuchtmethoden hergestellt, bei denen der vollkommen reine Rohstoff dem Kristallkeim in einer der Wachstumsgeschwindigkeit des Kristalls entsprechenden Menge als Schmelze zugeführt wird (Abb. 7.12).

Die Kristallisation erfolgt in einem solchen Ofen, in dem die Temperatur und ihre Verteilung genau bestimmten Gesetzmäßigkeiten folgen.

Der Durchmesser der verwendeten Rubinstäbe beträgt 0,5 bis 1,5 cm, ihre Länge 5 bis 25 cm. Es muß betont werden, daß die Oberflächenbearbeitung und die Parallelität der Stirnflächen außerordentlich wichtig sind. Der Kristall muß so bearbeitet werden, daß die beiden Stirnflächen des Zylinders einen Winkel von höchstens  $1'$  einschließen (Abb. 7.13). Diese Bedingung ist besonders

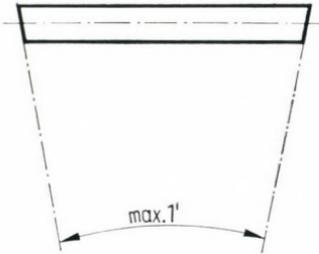


Abb. 7.13

dann bedeutungsvoll, wenn die beiden Spiegel des Resonators unmittelbar an den Stirnflächen des Kristalls angebracht sind. In diesem Falle passiert es nämlich, wenn die Parallelität der die beiden Reflexionsflächen tragenden Stirnflächen nicht zufriedenstellend ist, daß der ursprünglich parallel zur geometrischen Achse des Kristalls einfallende Strahl nach mehrmaliger Reflexion die Mantelfläche des Kristalls berührt. Bei der Bestimmung des zulässigen Parallelitätsfehlers ist es üblich, davon auszugehen, daß der wesentliche Teil des Laserbündels nach mindestens 10facher Reflexion (Kapitel 6.) die Zylindermantelfläche immer noch nicht erreicht. Es muß erwähnt werden, daß die Totalreflexion infolge des hohen Brechungsindex des Kristalls den durch das Austreten des Lichtes an der Mantelfläche entstehenden Leistungsverlust herabsetzt, gleichzeitig entstehen aber innerhalb des Kristalls unübersichtliche Phasenzustände.

Es ist noch üblich, den Rubinstab mit Stirnflächen zu versehen, die mit der Achse den Brewster-Winkel einschließen, in erster Linie bei einem gütegeschalteten Betrieb (Abschn. 7.6.).

Gehen wir jetzt zu der Behandlung der Betriebsverhältnisse des Rubinlasers über. Zuerst untersuchen wir, wie der zeitliche Verlauf des aus dem Rubinlaser ausgestrahlten Impulses aussieht. Da wir einerseits die zur optischen Anregung erforderliche Lichtleistung

mit den zur Verfügung stehenden Blitzlampen (Abschn. 7.3.) im allgemeinen nur für die Zeitdauer in der Größenordnung von Millisekunden sichern können, andererseits infolge der optischen Anregung auch Kühlprobleme entstehen, erzeugt der Rubinlaser in seiner üblichen Betriebsweise Laserimpulse mit Längen in der Größenordnung von Millisekunden. Der zeitliche Verlauf des Laserimpulses und des anregenden Lichtimpulses sind in Abb. 7.14 dargestellt. Die Lichtleistung des Lasers ist nach dem in Abschn. 6.4. Gesagten von den Abmessungen des Rubinkristalls abhängig.

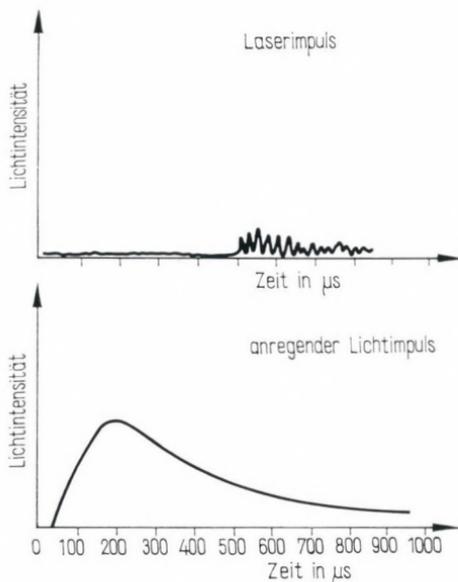


Abb. 7.14

Bei Rubinkristallen mit einem Durchmesser von 1 cm und einer Länge von 4 bis 5 cm liegt die Spitzenleistung bei 10 bis 30 kW. Die gesamte Lichtenergie des Impulses beträgt bei einem Kristall ähnlicher Abmessungen 0,1 bis 2 Ws.

Wie Abb. 7.14 zeigt, beginnt der Laserimpuls um etwa 0,5 ms später als der Pumpimpuls. Auffallend ist die schnelle zeitliche Intensitätsänderung, die sog. Pulsation der Laserstrahlung (Abschn. 6.4.). Das plötzliche Ansteigen der Intensität von Laserimpulsen bezeichnet man üblicherweise als Spitze oder als »Spike«. Die Form der Spitzen zeigt zur besseren Übersicht in einer gestreckten Zeitskala Abb. 7.15.

Das in den Abbildungen 7.14 und 7.15 dargestellte unregelmäßige Impulsbild wird neben dem in Abschn. 6.4. im Zusammenhang mit der Pulsation Gesagten noch von vielen anderen Faktoren beeinflusst. So konnte z. B. festgestellt werden, daß die Temperatur des Kristalls auch einen Einfluß auf die Erzeugung des Impulses insofern ausübt, daß die Spikes bei niedrigen Temperaturen (z. B. bei der Temperatur des flüssigen Stickstoffs) verschwinden.

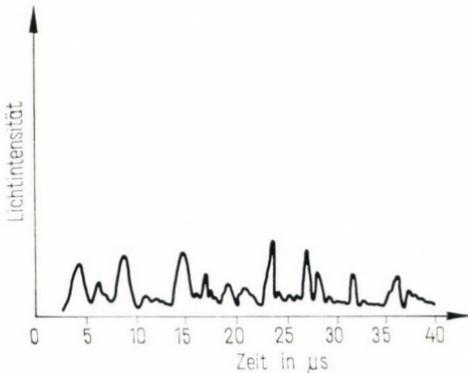


Abb. 7.15

Für die Linienbreite des Laserimpulses ergibt sich  $\Delta\lambda = 0,1 \text{ \AA}$ . Diese — im Vergleich zu den klassischen Lichtquellen günstigere — für die Laser ungewöhnlich große Linienbreite stammt größtenteils vermutlich daher, daß der Kristall während der optischen Anregung erwärmt wird und sich dadurch die Wellenlänge des vom Laser ausgestrahlten Lichtes ändert. Man hat festgestellt, daß die Temperaturabhängigkeit der Wellenlänge des Lasers im Temperaturbereich von 20 bis 80 °C durch folgende empirische Gleichung gegeben ist:

$$\lambda(T) = 6943,25 - 0,068(T - 20) \text{ in \AA}, \quad (7.2)$$

wobei  $T$  in °C gegeben ist.

Man muß auch auf die Polarisationsverhältnisse des vom Laser ausgestrahlten Lichtes hinweisen. Es wurde festgestellt, daß, falls die geometrische Achse und die Kristallachse (sog.  $C$ -Achse) einen Winkel von 60 oder 90 Grad einschließen, die austretende Strahlung linear polarisiert ist und der Vektor der elektrischen Feldstärke der elektromagnetischen Strahlung senkrecht auf der Ebene steht, die die  $C$ -Achse enthält.

In Abschn. 6.5. erwähnten wir schon, daß die durch Rubinlaser erzeugte Strahlung günstige Divergenzeigenschaften besitzt. Da innerhalb des Laserresonators im Idealfall ebene Wellen entstehen, wird die Divergenz des austretenden Bündels theoretisch nur durch die Beugung bestimmt, die an den Stirnflächen des Lasermaterials oder an den Resonatorspiegeln als Apertur erfolgt. Es ist üblich, die Divergenz durch die Lage des ersten Maximums der Beugungsintensität

$$\delta_{\text{theor.}} = \frac{1,22 \lambda}{d} \text{ rad} \quad (7.3)$$

zu kennzeichnen, wobei  $\lambda$  die Wellenlänge und  $d$  den kleineren Durchmesser vom Lasermaterial oder von den Resonatorspiegeln bedeuten.

Bei  $d = 1$  cm ergibt sich aus Gl. (7.3) im Falle eines Rubinlasers für  $\delta_{\text{theor.}} = 0,085$  mrad.

Gleichzeitig war z. B. die Divergenz bei einem verwirklichten Laser  $\delta = 17,5$  mrad, also wesentlich höher als  $\delta_{\text{theor.}}$ . Ursachen dieses Unterschiedes zwischen  $\delta$  und  $\delta_{\text{theor.}}$  können folgende sein: Wir nehmen bei der theoretischen Behandlung des Laserprozesses an, daß die Phasenflächen der elektromagnetischen Strahlung über den gesamten Querschnitt des verwendeten Rubinkristalls eben sind. In der Praxis trifft aber diese Annahme infolge von Kristallfehlern nicht ganz zu. Im Rubinkristall entstehen nämlich während der Lasergeneration voneinander unabhängig sog. schwingende Filamente (oder »heiße Zonen«), und das, was wir bei der Bestimmung von  $\delta_{\text{theor.}}$  für den gesamten Rubinkristall sagten, ist nur für die Filamente, die einen im Vergleich zum Lasermaterial kleinen Durchmesser besitzen, gültig.

Das Auftreten dieser Filamente wurde auch experimentell überprüft. In den Strahlengang des vom Rubinkristall ausgestrahlten Lichtes setzte man einen Schirm, der zwei Löcher mit Durchmessern von etwa  $100 \mu\text{m}$  besaß. Indem man die Entfernung zwischen den beiden Löchern änderte, untersuchte man die Interferenz der aus den Löchern austretenden Strahlung. Als Ergebnis fand man, daß eine Interferenz nur bis zu einer Entfernung der beiden Löcher von 0,1 bis 0,5 mm auftritt, was in guter Übereinstimmung mit dem aus der Bündeldivergenz errechneten Durchmesser  $d_f$  der Filamente steht.

Es muß bemerkt werden, daß das Entstehen von Filamenten nicht nur die Divergenz der Strahlung beeinflußt, sondern unmittelbar auch den Wirkungsgrad des Lasers, da die Phasen in den verschiedenen Filamenten unterschiedlich sind.

Abb. 7.16 stellt eine schematische Zeichnung der elektronischen Einrichtung zum Zünden und Speisen der der optischen Anregung dienenden Blitzlampen dar. Die Energieversorgung der Blitzlampen erfolgt durch eine Kondensatorbatterie hoher Spannung (1 bis 5 kV) und hoher Kapazität (1 bis 1000  $\mu\text{F}$ ). Zu Beginn der Entladung

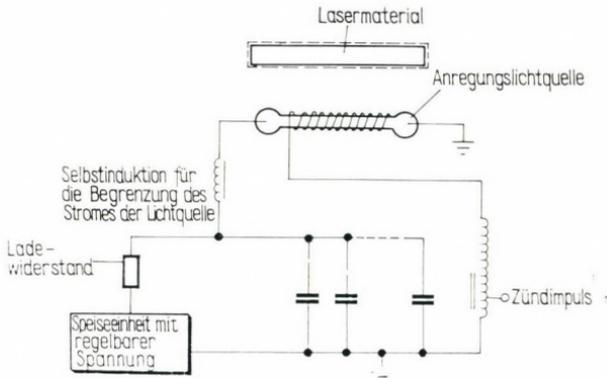


Abb. 7.16

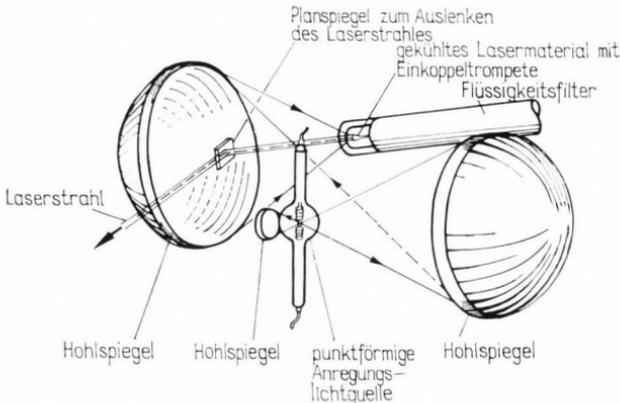


Abb. 7.17

wird der durch die Blitzlampen fließende Strom durch die Selbstinduktion behindert (siehe Tabelle 7.1). Zum Zünden der Blitzlampen dienen Transformatoren. Es ist zweckmäßig, die Blitzlampe durch ein Filter oder eine Luftsperr von dem Lasermaterial zu trennen, um die Erwärmung des Materials herabzusetzen. Bei einer entsprechenden Kühlung und Anregung (siehe Abbildungen 7.8 und 7.9) ist es möglich, einen Rubinlaser bei niedriger Leistung auch kontinuierlich zu betreiben (Abb. 7.17).

Ein Festkörperlaser kann nicht nur zur Erzeugung von Laserstrahlung, sondern auch zur Lichtverstärkung verwendet werden. In diesem Falle lassen wir das zu verstärkende Lichtsignal auf einen Rubin auftreffen, der sich im Zustand der Besetzungsinversion befindet. Das aus dem Rubin austretende verstärkte Lichtsignal folgt in seiner Form dem Eingangssignal. Die erreichbare Verstärkung wird durch das Rauschen begrenzt.

Eine sehr vorteilhafte Eigenschaft des Rubinlasers für bestimmte Anwendungszwecke (z. B. Modulation) ist, daß sich das Termschema — und damit die emittierte Strahlung — des Lasers infolge elektrischer oder magnetischer Felder verändert. Wenn sich z. B. der Rubinkristall in einem elektrischen Feld von  $1,7 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$  befindet, ändert sich die Laserfrequenz um  $3 \cdot 10^{10} \text{ Hz}$ .

## 7.5. Andere Festkörperlaser

Die Bedeutung der  $3d$ -Elektronen ist, wie wir schon erwähnten, bei dem Rubinlaser vorrangig. Es wurde auch ein weiteres Lasermaterial entdeckt, bei dem ebenfalls die  $3d$ -Elektronen grundlegende Bedeutung besitzen. Dieses besteht aus in Magnesiumfluorid-Kristall eingebrachten  $\text{Ni}^{2+}$ -Verunreinigungen. Die Wellenlänge der von  $\text{MgF}_2 : \text{Ni}^{2+}$  ausgestrahlten Laserstrahlung beträgt  $6164 \text{ \AA}$ .

Eine größere Gruppe von Lasermaterialien bilden diejenigen Kristalle, in denen die Lasergeneration durch die  $4f$ -Elektronen ( $n = 4, l = 4$ ) der Ionen von Seltenen Erden (Lanthaniden) entsteht. Ein charakteristisches Merkmal dieser Gruppe ist es, daß im allgemeinen vier Niveaus am Laservorgang teilnehmen, also das untere Niveau des Laserüberganges nicht das Grundniveau ist. So ist, wie wir es schon in Kapitel 5. erwähnten, bei diesen Lasermaterialien theoretisch ein besserer Wirkungsgrad zu erwarten als bei Drei-Niveau-Materialien.

Das untere, mit »4« bezeichnete Niveau des Laserüberganges (siehe Abb. 6.3) liegt bei Vier-Niveau-Lasern in den meisten Fällen nahe dem Grundniveau. Dies hat zur Folge, daß das mit »4« bezeichnete Niveau bei Zimmertemperatur teilweise besetzt ist, sogar dann, wenn keine Strahlung auf das Material fällt. Die Sättigung beschreibt Gl. (5.13). Bei  $300 \text{ K}$  sind nur die beiden unteren (die mit »1« und »4« bezeichneten) Niveaus besetzt, da  $kT = 4,8 \cdot 10^{-14} \text{ erg}$  ist. Dieser Energiewert entspricht einem Wellenzahlwert von  $\bar{\nu} = 200 \text{ cm}^{-1}$ . Der Abstand der anderen Niveaus vom Grund-

niveau ist so groß, daß die Sättigungswahrscheinlichkeit vernachlässigbar klein ist:

$$g_i = C e^{-E_i/kT}.$$

So beträgt die Anzahl der Atome im Zustand »1«, da  $E_1 = 0$  ist,

$$N_1 = CN_0,$$

wobei  $N_0$  die Gesamtzahl der Atome bedeutet. Im Zustand »4« ist folgende Anzahl von Atomen gegeben:

$$N_4 = CN_0 e^{-E_4/kT}.$$

Wenn wir berücksichtigen, daß

$$N_1 + N_2 = N_0$$

ist, erhalten wir für die Besetzung des Niveaus »4«

$$N_4 = N_0 \frac{e^{-E_4/kT}}{1 + e^{-E_4/kT}}.$$

Wenn das Niveau »4« nur um  $200 \text{ cm}^{-1}$  vom Grundniveau entfernt ist, dann sind 37% des Bandes im Zustand »4«. Bei einem Abstand von  $400 \text{ cm}^{-1}$  beträgt die Sättigung des Niveaus »4« immer noch 12%. Wenn aber der Kristall bis zur Temperatur des flüssigen Stickstoffes auf 100 K gekühlt wird, betragen diese Werte nur noch 5% bzw. 0,25%.

Die Laser, die Ionen Seltener Erden enthalten, müssen wegen des niedrigen Abstandes gekühlt werden. Eine Ausnahme bildet das  $\text{Nd}^{3+}$ -Ion, bei dem der Abstand der beiden Niveaus  $2000 \text{ cm}^{-1}$  beträgt. Aus diesem Grund sind Laser mit  $\text{Nd}^{3+}$ -Ionen neben dem Rubinlaser am meisten verbreitet.

Die von den Seltenen Erden emittierte Laserstrahlung liegt im Bereich von 0,315 bis  $2,36 \mu\text{m}$ , wobei die Wellenlänge in erster Linie von dem verwendeten Ion, weniger von dem Wirtsmaterial bestimmt wird. Das Trägermaterial kann ein Kristall ( $\text{CaWO}_4$ ,  $\text{SrWO}_4$ ,  $\text{CaMO}_4$ ,  $\text{SrMO}_4$ ,  $\text{PbMO}_4$ ,  $\text{CaF}_2$ ,  $\text{SrF}_2$ ,  $\text{BaF}_2$ ,  $\text{LaF}_2$ ,  $\text{CeF}_2$ ,  $\text{CdO}_2$ ,  $\text{Y}_3\text{Al}_2\text{O}_{12}$ , . . .), Glas oder eine Flüssigkeit sein. Obwohl die letzten beiden keine Festkörper sind (das Glas ist hinsichtlich seiner Struktur als Flüssigkeit anzusehen), entspricht die Betriebsweise eines solchen Lasers doch der von Lasern mit Kristallträgermaterialien.

Für die Praxis ist es wichtig, daß für einen bestimmten Verwendungszweck ein Laser mit einer entsprechenden Wellenlänge zur Verfügung steht. Im weiteren erläutern wir einige Lasertypen.

*Laser mit dreiwertigen Ionen.* Das Termschema der zu dieser Gruppe gehörenden wichtigsten Lasermaterialien zeigen die Abbildungen 7.18 und 7.19. Die breiten punktierten Banden bzw. die Linien mit nach unten zeigenden Dreiecken kennzeichnen die für die optische Anregung wesentlichen Absorptionsbanden bzw. -linien. Die Laserübergänge sind in den Abbildungen durch Linien mit

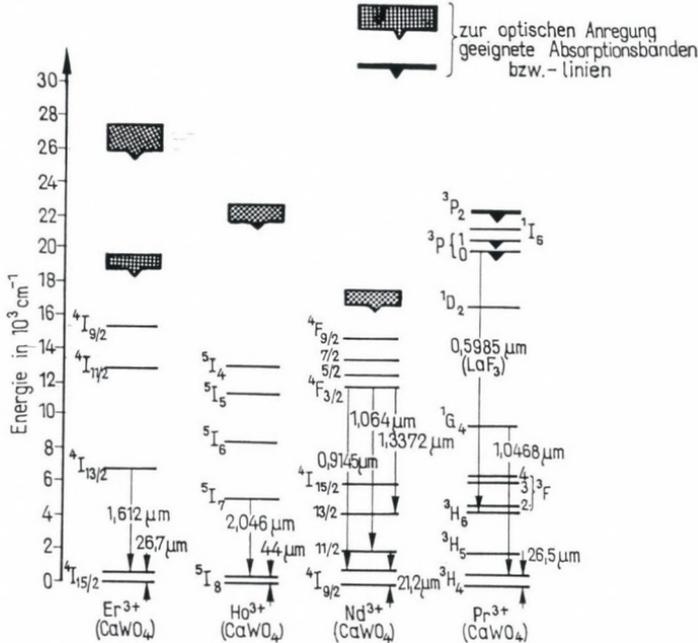


Abb. 7.18

nach unten zeigenden Pfeilen gekennzeichnet, an denen die zu dem jeweiligen Übergang gehörende Wellenlänge in  $\mu\text{m}$  angegeben ist.

a) Glas mit Neodym-Ionen. Das Glas hat als Wirtsmaterial zahlreiche Vorteile gegenüber einem Kristall, in erster Linie den, daß es einfach, also billig, in beliebiger Form und in beliebigen Abmessungen herstellbar ist. Dies macht es möglich, große Ausgangsleistungen zu erhalten (einige tausend Wattsekunden). Das Glas ist makroskopisch viel homogener als ein Kristall. Aus diesem Grunde ist der Wirkungsgrad der Glaslaser höher als der von Kristalllasern.

Das Glas besitzt den Nachteil, daß das Spektrum des Lasers breiter ist als bei Kristallen. Die aktiven Ionen werden nämlich

bei den Kristallen immer an exakt bestimmten Punkten des Kristallgitters eingebaut. Die Atome, die sich um das aktive Ion gruppieren, beeinflussen zwar die Energieniveaus des Ions, jedoch aller Ionen gleichermaßen. Das Glas besitzt keine definierte Struktur, alle Ionen werden in unterschiedliche Mikroumgebungen eingebaut. Diese Mikroinhomogenität ist die Ursache der Verbreiterung

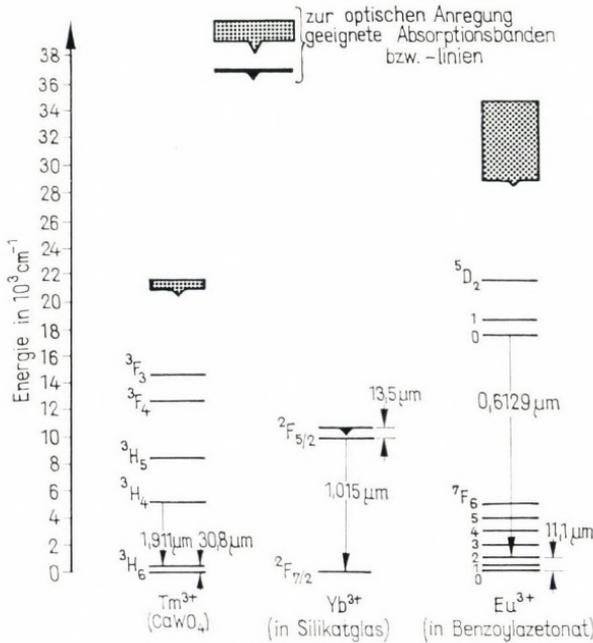


Abb. 7.19

des Spektrums. Der andere Nachteil ist, daß die Gläser schlechte Wärmeleiter sind, so daß die Folgefrequenz der Impulse nur klein sein kann.

In das Glas werden im allgemeinen 3 bis 6% Nd-Atome eingebaut.

Das Absorptionsspektrum eines mit  $\text{Nd}^{3+}$ -Ionen dotierten Borsilikat-Glases ist in Abb. 7.20 dargestellt. Der Laser kann auf drei Wellenlängen ausstrahlen ( $\lambda = 0,9; 1,06; 1,33 \mu\text{m}$ ). Das Termschema ist gleich dem der in  $\text{CaWO}_4$ -Kristalle eingebauten  $\text{Nd}^{3+}$ -Ionen (siehe Abb. 7.18). Die drei Übergänge entsprechen drei verschiedenen Laserniveaus, der intensivste ist die Linie mit der

Wellenlänge von  $1,06 \mu\text{m}$ . Bei dieser Wellenlänge gelang es, Laser mit der *größten Energie* bzw. mit der *größten Leistung* herzustellen.

b) Mit Nd-Ionen dotierter YAG-Kristall. Das  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  (Yttrium-Aluminium-Granat = YAG) ist ein idealer Wirtskristall, da das Yttrium in ihm leicht durch Neodym zu ersetzen ist. Der  $\text{Nd}^{3+}$ -YAG-Laser zeichnet sich den anderen gegenüber dadurch aus, daß er bei einer sehr niedrigen Schwelle arbeitet. Die Schwellenenergie beträgt  $2 \text{ J}$ . Dieses Lasermaterial arbeitet schon bei Zimmer-

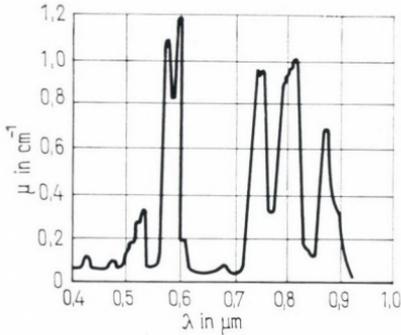


Abb. 7.20

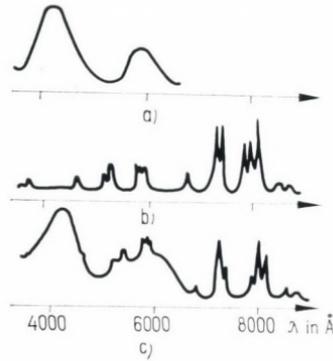


Abb. 7.21

temperatur. Zum optischen Pumpen eines  $3 \text{ cm}$  langen Kristalls mit einem Durchmesser von  $2,5 \text{ mm}$  genügt eine Glühlampe mit der Leistung von  $360 \text{ W}$ . Selbstverständlich beträgt die Ausgangsleistung nur einige Milliwatt.

Der Wirkungsgrad von Kristalllasern mit  $\text{Nd}^{3+}$ -Ionen kann durch die Beigabe von  $\text{Cr}^{3+}$ -Ionen erhöht werden. Ein nur Nd enthaltender Laser absorbiert nur einige Prozent des Lichtes der Pumpquelle. Durch die Beigabe von Cr kann der Wirkungsgrad erhöht werden. Abb. 7.21 stellt die Absorption von a) reinem  $\text{Cr}^{3+}$ , b) reinem  $\text{Nd}^{3+}$ , c)  $\text{Cr}^{3+}$ - $\text{Nd}^{3+}$ -Gemisch dar. Es ist ersichtlich, daß sich die Absorption im dritten Fall auf einen breiteren Teil des Spektrums erstreckt. Gleichzeitig kann — bei einer entsprechenden Cr- und Nd-Konzentration — erreicht werden, daß die  $\text{Cr}^{3+}$ -Ionen ihre Anregungsenergie den  $\text{Nd}^{3+}$ -Ionen übertragen.

c) Andere Kristalle mit  $\text{Nd}^{3+}$ -Ionen. Es gibt neben den oben erwähnten Kristallen noch weitere Kristalle, bei denen Laser-generation beobachtet wurde (Tabelle 7.2). Ein gemeinsames Merkmal dieser Laser ist, daß sie unabhängig vom Wirtskristall Wellenlängen um  $1,06 \mu\text{m}$  besitzen.

Tabelle 7.2

Lasermaterial	Temperatur in K	Wellenlänge in $\mu\text{m}$	Lebensdauer der angeregten Zu- stände in ms	Betriebsart	Pumpschwellenwert in J bzw. W	maximale Ausgangsenergie in J	maximale Ausgangsleistung im Riesen- impulsbetrieb in MW
Rubin ( $\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{Cr}^{3+}$ )	77	0,6943	4,2	Impuls	20 J (Xe-Lampe)	500	2000
	300	0,6943	3	kontinuierlich	800 W (Hg-Lampe)		
YAG ( $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12} : \text{Nd}^{3+}$ )	300	1,0648	0,2	Impuls	23 J (Xe-Lampe)		
				kontinuierlich	200 W (Glühlampe)		
$\text{CaWO}_4 : \text{Nd}^{3+}$	77	1,06	0,15	Impuls	110 J (Xe-Lampe)		
	300	1,0582	0,15	kontinuierlich	400 W (Hg-Lampe)		
$\text{CaWO}_4 : \text{Pr}^{3+}$	77	1,0468	0,05	Impuls	20 J (Xe-Lampe)		
$\text{CaWO}_4 : \text{Er}^{3+}$	77	1,612		Impuls	800 J (Xe-Lampe)		
$\text{CaWO}_4 : \text{Tm}^{3+}$	77	1,911		Impuls	60 J (Xe-Lampe)		
$\text{CaWO}_4 : \text{Ho}^{3+}$	77	2,092		Impuls	260 J (Xe-Lampe)		
Glas : $\text{Nd}^{3+}$	300	1,06	0,4	Impuls	5 J (Xe-Lampe)	2000	6000
				kontinuierlich	1400 W (Hg-Lampe)		

d) Mit Europium-Ionen dotiertes Kalzium-Wolframat ( $\text{CaWO}_4 : \text{Er}^{3+}$ ). Es ist zur Erzeugung von Laserstrahlung der Wellenlänge  $\lambda = 16\,120 \text{ \AA}$  bei der Temperatur des flüssigen Stickstoffes geeignet.

e) Mit Holmium-Ionen dotiertes Kalzium-Wolframat ( $\text{CaWO}_4 : \text{Ho}^{3+}$ ). Bei einer 0,5%igen Holmiumkonzentration kann bei 77 K der Lasereffekt beobachtet werden. Das untere Niveau liegt um

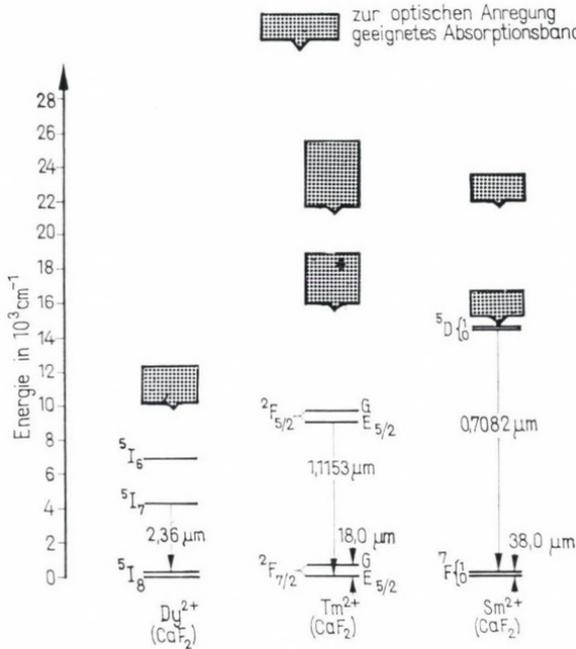


Abb. 7.22

$230 \text{ cm}^{-1}$  oberhalb des Grundniveaus. Die Wellenlänge der Laserstrahlung beträgt  $20\,460 \text{ \AA}$ .

f) Mit Praseodym-Ionen dotiertes Kalzium-Wolframat bzw. Lanthan-Fluorid ( $\text{CaWO}_4 : \text{Pr}^{3+}$  bzw.  $\text{LaF}_3 : \text{Pr}^{3+}$ ). Im Falle von  $\text{CaWO}_4 : \text{Pr}^{3+}$  kann bei 20 K bis 90 K Laserstrahlung einer Wellenlänge von  $\lambda = 10\,468 \text{ \AA}$  erzeugt werden. Das untere Niveau liegt um  $377 \text{ cm}^{-1}$  oberhalb des Grundniveaus. Die Wellenlänge der Laserstrahlung von  $\text{LaF}_3 : \text{Pr}^{3+}$  beträgt bei 77 K  $5985 \text{ \AA}$ .

g) Mit Thulium-Ionen dotiertes Kalzium-Wolframat ( $\text{CaWO}_4 : \text{Tm}^{3+}$ ). Das auf 77 K gekühlte Kalzium-Wolframat strahlt bei einer 0,5%igen Thulium-Ionen-Konzentration Laserstrahlung der

Wellenlänge  $\lambda = 19\ 110\ \text{\AA}$  aus. Das untere Niveau liegt um  $325\ \text{cm}^{-1}$  höher als das Grundniveau.

h) Mit Ytterbium-Ionen dotierte Silikatgläser. Bei der Temperatur des flüssigen Stickstoffes ist eine Laserstrahlung der Wellenlänge  $\lambda = 10\ 150\ \text{\AA}$  zu beobachten.

*Zweiwertige Ionen* der Seltenen Erden enthalten folgende Lasermaterialien (das Termschema der wichtigsten Materialien ist aus Abb. 7.22 ersichtlich).

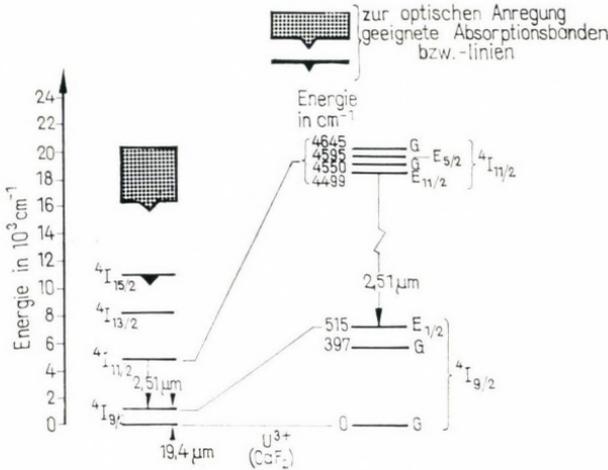


Abb. 7.23

a) Mit Dysprosium-Ionen dotiertes Kalzium-Fluorid ( $CaF_2:Dy^{2+}$ ). Eine kontinuierliche Laserstrahlung kann man bei einer Wellenlänge von  $23\ 600\ \text{\AA}$  erzeugen. Der günstige Wirkungsgrad der optischen Anregung ergibt sich daraus, daß das Material bei einer den Emissionslinien von Xenon entsprechenden Wellenlänge ein Absorptionsband besitzt. Das untere Niveau des Laserüberganges liegt um  $35\ \text{cm}^{-1}$  oberhalb des Grundniveaus. Nach Versuchsergebnissen kann mit dem Zeeman-Effekt in einem Bereich von  $5\ \text{cm}^{-1}$  mit  $0,5\ \text{MHz}$  moduliert werden.

b) Mit Thulium-Ionen dotiertes Kalzium-Fluorid ( $CaF_2:Tm^{2+}$ ). Dieses Material funktioniert interessanterweise wie ein Drei-Niveau-Laser und emittiert bei der Wellenlänge  $\lambda = 11\ 160\ \text{\AA}$ . Man kann in einem Bereich von  $1,5\ \text{cm}^{-1}$  mit einem Magnetfeld abstimmen.

Nach theoretischen Überlegungen werden in der Zukunft *die mit Ionen der Aktiniden-Reihe dotierten Kristalle* eine andere größere

Gruppe von Festkörperlaser-Materialien bilden. Bei diesen Materialien sind die  $5f$ -Ionen von entscheidender Bedeutung für den Lasereffekt. Es gelang bis jetzt aber nur bei einem der zu dieser Gruppe gehörenden Material den Lasereffekt zu erhalten. Es ist das mit Uranionen dotierte Kalzium-Fluorid ( $\text{CaF}_2 : \text{U}^{3+}$ ). Das untere Niveau des Laserüberganges liegt um  $515 \text{ cm}^{-1}$  oberhalb des Grundniveaus. Dieses Niveau ist bei der Temperatur des flüssigen Stickstoffes größtenteils unbesetzt. Bei einer geringen  $\text{U}^{3+}$ -Konzentration hat die Laserstrahlung eine Wellenlänge von  $\lambda = 25\,100 \text{ \AA}$ , die sich aber bei höherer Konzentration auf  $\lambda = 26\,100 \text{ \AA}$  bzw.  $\lambda = 25\,700 \text{ \AA}$  verschiebt. Letztere Wellenlänge wird sonst bei einer höheren (Zimmertemperatur entsprechenden) Temperatur emittiert, die zuerst erwähnten entsprechen einer Temperatur von  $77 \text{ K}$ . Bei Verwirklichung von bestimmten Bedingungen kann auch bei  $\lambda = 21\,400 \text{ \AA}$  eine Laserstrahlung erzeugt werden. Das Termschema von  $\text{CaF}_2 : \text{U}^{3+}$  ist in Abb. 7.23 dargestellt.

## 7.6. Gütegeschaltete Laser

Wir haben schon in den Abschnitten 6.4. und 7.4. erwähnt, daß der Laserprozeß sofort nach dem Entstehen einer Besetzungsinversion auftritt. Demzufolge steigt die Übergangswahrscheinlichkeit  $W_{21}$  an, und die Besetzungsinversion wird allmählich herabgesetzt. Wenn das Pumpen nicht schnell genug erfolgt, bricht die Generation ab und tritt erst dann wieder auf, wenn wieder eine Besetzungsinversion vorliegt. Die so entstehende *Pulsation* hat zur Folge, daß die Energie des Laserimpulses auf viele Spikes verteilt ist. Aus diesem Grund suchte man ein Verfahren, mit dem zu erreichen ist, daß die Lasergeneration bis zum Erreichen einer durch den pumpenden Lichtimpuls maximal erreichbaren Besetzungsinversion verzögert wird.

Folgendes Verfahren wendet man zur Verwirklichung dieses Zieles an. Man bringt den einen teilweise durchlässigen Resonatorspiegel ( $HS_1$ ) an dem einen Ende (gegebenenfalls direkt an der Stirnseite) des Lasermaterials an, während der andere teilweise durchlässige Resonatorspiegel ( $HS_2$ ) vom Lasermaterial weiter entfernt angeordnet wird (Abb. 7.24). Zwischen diesem Spiegel und dem Lasermaterial ist ein optisches Tor eingebaut. Die optische Anregung des Lasermaterials erfolgt wie üblich, während der Anregung ist aber das Tor geschlossen. Demzufolge fehlt die für den Laserprozeß innerhalb des Resonators notwendige Rückkopplung. Abb. 7.25 zeigt den Aufbau der Besetzung des oberen Niveaus, den Lichtimpuls der Blitzlampe sowie den zeitlichen Verlauf des

entsprechenden Laserimpulses. Es ist zu betonen, daß wir zur besseren Veranschaulichung des Vorganges den Laserimpuls mit einem wesentlich geringeren Anstieg und einer geringeren Impulsdauer eingezeichnet haben, als er in Wirklichkeit besitzt.

An Hand der Abb. 7.25 können wir den Ablauf des Vorganges verfolgen. Infolge der optischen Anregung erfolgt der Übergang

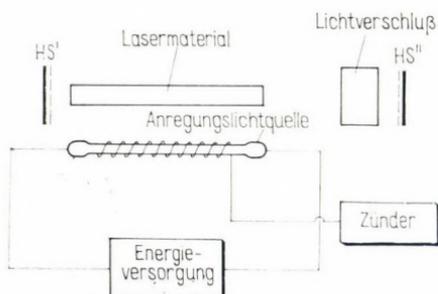


Abb. 7.24

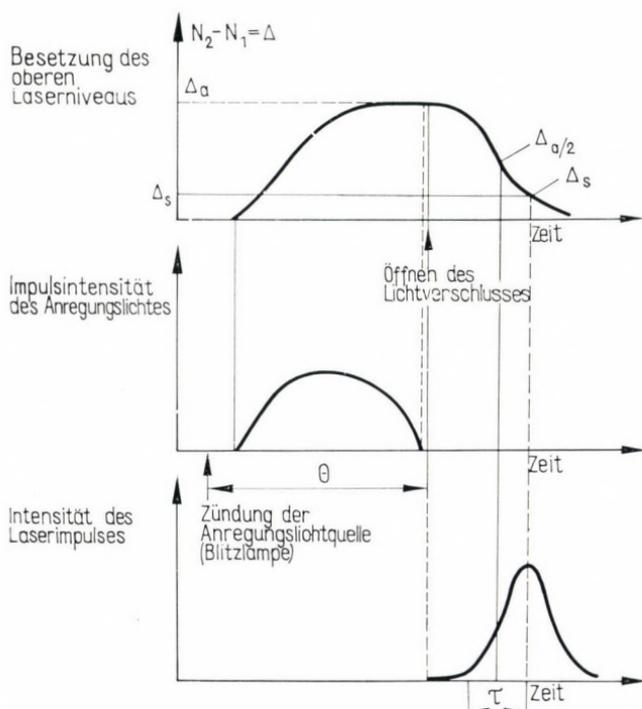


Abb. 7.25

von Elektronen aus dem Grundniveau in das mit »3« bezeichnete Niveau (Abschn. 6.4.). Die Elektronen gelangen dann vom Absorptionsband in das sog. obere mit »2« bezeichnete Laserniveau.

Die Besetzung erreicht denjenigen Schwellenwert, bei dem der Laser strahlen würde, wenn das Tor offen wäre und die Verluste allein von den in Abschn. 6.4. beschriebenen Faktoren abhängig wären. Der Lasereffekt tritt aber nicht auf, da das Tor den einen Spiegel unwirksam macht. Dadurch erreicht die Inversion einen sehr hohen Wert. Im Augenblick des Öffnens des Tores ist deshalb die Verstärkung sehr hoch. Die Verluste verringern sich plötzlich, und demzufolge ist die Verstärkung wesentlich größer als zur Kompensation der Verluste erforderlich. Die Intensität steigt schnell an, während die Besetzung abnimmt.

Die Intensität wächst an, solange die Verstärkung größer ist als die Verluste, d. h., bis die Besetzungsinversion auf den Schwellenwert gesunken ist. Nun erst fällt die Intensität.

Verfolgen wir jetzt auch quantitativ mit Hilfe der Bilanzgleichungen den Laserprozeß.

Bezeichnen wir die Besetzungsinversion mit

$$\Delta = N_2 - N_1. \quad (7.4)$$

Dann hat die Gleichgewichtsgleichung (6.69) die Form

$$\frac{t_0}{t'_0} \frac{dI}{dt} = \frac{c}{n} \sigma_{21} \Delta I - \frac{I}{T}. \quad (7.5)$$

$T$  ist dabei die Verlustzeit bei offenem Tor. Der Schwellenwert  $\Delta_s$  kann aus der folgenden Bedingung bestimmt werden:

$$\frac{dI}{dt} = 0.$$

Damit folgt aus Gl. (7.5)

$$\frac{1}{T} = \frac{c}{n} \sigma_{21} \Delta_s. \quad (7.6)$$

Das in Gl. (7.5) eingesetzt, ergibt

$$\frac{t_0}{t'_0} \frac{dI}{dt} = \frac{c}{n} \sigma_{21} (\Delta - \Delta_s) I. \quad (7.7)$$

Untersuchen wir jetzt, wie sich die Intensität im Augenblick des Öffnens des Tores ändert. Der Anfangswert der Inversion sei  $\Delta_a$ . In

Übereinstimmung mit dem vorher Gesagten ist dieser Wert höher als die Schwelleninversion  $\Delta_s$ . Die Zeitmessung beginne im Augenblick des Öffnens des Tores. Da dann

$$\frac{t_0}{t'_0} \frac{dI}{dt} = \frac{c}{n} \sigma_{21} (\Delta_a - \Delta_s) I > 0$$

ist, steigt die Intensität an.

Eine gewisse Zeit lang fällt die Inversion nach dem Öffnen des Tores nicht wesentlich ab. Für Gl. (7.7) können wir dann schreiben:

$$\frac{t_0}{t'_0} \frac{dI}{dt} = \frac{c}{n} \sigma_{21} (\Delta_a - \Delta_s) I. \quad (7.8)$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung lautet

$$I = I_0 \exp \left( \frac{c}{n} \frac{t'_0}{t_0} \sigma_{21} (\Delta_a - \Delta_s) t \right).$$

$I_0$  ist die Intensität zum Zeitpunkt  $t = 0$ . Diese Intensität rührt von der spontanen Strahlung der Atome her.

Untersuchen wir jetzt konkret bei einem Rubinlaser, wie schnell die Intensität wächst. Der Brechungsindex von  $\text{Al}_2\text{O}_3$  beträgt  $n = 1,76$ , der Wirkungsquerschnitt bei Zimmertemperatur  $\sigma_{21} = 2,5 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ . Die Ionenkonzentration ist  $N_0 = 1,6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Die Anfangsbesetzungsinversion  $\Delta_a$  sei so groß, daß

$$\Delta_a - \Delta_s = \frac{\Delta_a}{10}$$

ist und

$$t'_0 \approx t_0.$$

Dann ist

$$\frac{c}{n} \sigma_{21} (\Delta_a - \Delta_s) = 7 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}.$$

Für die Intensitätszunahme gilt die Gleichung

$$I = I_0 e^{7 \cdot 10^8 t}.$$

Demnach beträgt der Anstieg nach 10 ns

$$I = I_0 e^7 = 10^3 \cdot I_0.$$

So steigt also die Intensität während jeder  $10^{-8} \text{ s}$  um das Tausendfache.

Für eine zu große Zeitdauer ist jedoch Gl. (7.8) nicht gültig, da die Änderung der Besetzungsinversion ebenfalls berücksichtigt werden muß.

Es ist ersichtlich, daß die Vorgänge schnell ablaufen und die Gleichungen (6.70) und (6.71) deshalb vereinfacht werden können. Die Änderung der Besetzung beider Niveaus infolge des Pumpens und der spontanen Emission kann vernachlässigt werden, da diese wesentlich langsamer ist als die Wirkung der induzierten Vorgänge. So erhalten wir an Stelle der Gleichungen (6.70) und (6.71) folgendes Gleichungspaar:

$$\frac{dN_2}{dt} = -\sigma_{21}(N_2 - N_1)I, \quad (7.9)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \sigma_{21}(N_2 - N_1)I. \quad (7.10)$$

Die Differenz beider Gleichungen und die Berücksichtigung von Gl. (7.4) ergeben für die Änderung der Besetzungsinversion

$$\frac{d\Delta}{dt} = -2\sigma_{21}I\Delta. \quad (7.11)$$

Die Gleichungen (7.8) und (7.11) sind die Bilanzgleichungen des Riesenimpulslasers. Leider sind sie nichtlinear, sie enthalten das Produkt  $I\Delta$  und besitzen keine Lösung in geschlossener Form. Trotzdem haben wir eine Möglichkeit, die maximale Intensität und die ausgestrahlte Leistung zu bestimmen, ohne die Zeitabhängigkeit der Intensität und der Inversion zu kennen.

Wenn wir Gl. (7.8) durch Gl. (7.10) dividieren, erhalten wir einen Zusammenhang zwischen der Intensität und der Inversion  $\Delta$ :

$$\frac{dI}{d\Delta} = -\frac{1}{2} \frac{t'_0}{t_0} \frac{c}{n} \left( 1 - \frac{\Delta_s}{\Delta} \right). \quad (7.12)$$

Die Lösung der Gleichung lautet

$$I = I_0 + \frac{t'_0}{t_0} \frac{c}{2n} \left[ (\Delta_a - \Delta) + \Delta_s \ln \frac{\Delta}{\Delta_a} \right]. \quad (7.13)$$

Aus dieser Gleichung geht hervor, daß sie die Anfangsbedingung erfüllt; den Laser haben wir bei  $\Delta = \Delta_a$  eingeschaltet. Diese Anfangsintensität  $I_0$  kann im weiteren vernachlässigt werden.

Die maximale Intensität erhalten wir aus der Bedingung

$$\frac{dI}{d\Delta} = 0.$$

Aus Gl. (7.12) folgt, daß bei  $\Delta = \Delta_s$   $I = I_{\max}$  ist, wobei die maximale Intensität durch

$$I_{\max} = \frac{t'_0}{t_0} \frac{c}{2n} \Delta_a \left( 1 - \frac{\Delta_s}{\Delta_a} + \frac{\Delta_s}{\Delta_a} \ln \frac{\Delta_s}{\Delta_a} \right) \quad (7.14)$$

gegeben ist.

Führen wir die Bezeichnung

$$f\left(\frac{\Delta_s}{\Delta_a}\right) = 1 - \frac{\Delta_s}{\Delta_a} + \frac{\Delta_s}{\Delta_a} \ln \frac{\Delta_s}{\Delta_a} \quad (7.15)$$

ein, dann ist

$$I_{\max} = \frac{t'_0}{t_0} \frac{c}{2n} \Delta_a f\left(\frac{\Delta_s}{\Delta_a}\right). \quad (7.16)$$

Abb. 7.26 zeigt die Funktion  $f(\Delta_s/\Delta_a)$ . Für das Beispiel des Rubinlasers findet man im Fall

$$t_0 \simeq t'_0, \quad \frac{\Delta_s}{\Delta_a} = 0,5, \quad \Delta_a - \Delta_s = N_0$$

für die maximale Intensität

$$I_{\max} = 10^{28} \text{ s}^{-1},$$

was einer Leistung von 3 GW entspricht.

Wie wir bei der qualitativen Beschreibung des Riesenimpuls-  
lasers gesagt haben, wächst die Intensität nur so lange, bis die  
Inversion auf den Schwellenwert abgesunken ist. Die Lasergenera-  
tion hört dann immer noch nicht auf, nur die Intensität fällt, wie  
dies aus Gl. (7.8) zu ersehen ist:  $\frac{dI}{dt} < 0$ . In dem Hohlraum verbleibt  
immer noch elektromagnetische Energie, also ist noch induzierte

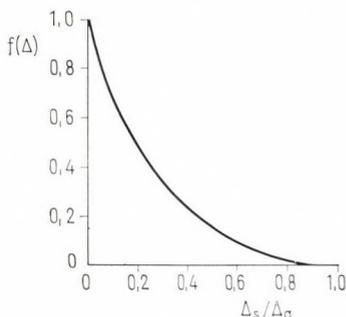


Abb. 7.26

Emission vorhanden, nur sind eben die Verluste größer als die Verstärkung. Die Laserfunktion hört dann auf, wenn die Intensität erneut den Anfangswert von  $I_0$  erreicht. Die Besetzungsinversion in diesem Endzustand kann aus Gl. (7.13) durch das Einsetzen von  $I = I_0$  bestimmt werden. Man erhält

$$\Delta_a - \Delta_e = -\Delta_s \ln \frac{\Delta_e}{\Delta_a}, \quad (7.17)$$

wobei  $\Delta_e$  die Inversion im Endzustand bedeutet. Die Lösung der Gleichung zeigt Abb. 7.27. Es ist ersichtlich: Wenn die Anfangs-

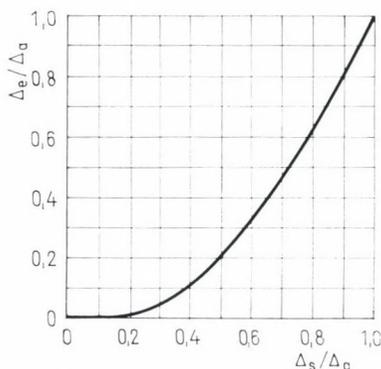


Abb. 7.27

inversion  $\Delta_a$  den Schwellenwert  $\Delta_s$  bedeutend übersteigt, wird die Endinversion  $\Delta_e$  praktisch 0 betragen.

Während der Lasergeneration treten aus der Volumeneinheit  $\Delta_a - \Delta_e$  Quanten aus. Die Gesamtenergie, die in einem Riesenimpuls austritt, beträgt

$$E = V(\Delta_a - \Delta_e) h\nu. \quad (7.18)$$

Kehren wir jetzt zur Behandlung des zeitlichen Ablaufes der Laserintensität zurück. Ebenso wie am Anfang des Entstehens des Impulses können wir die Intensität in Abhängigkeit von der Zeit näherungsweise berechnen. Am Ende des Impulses ist die Besetzungsinversion so niedrig, daß die Verstärkung nach einer gewissen Zeit vernachlässigbar ist. Dann sehen die Bilanzgleichung (7.5) und ihre Lösung folgendermaßen aus:

$$\frac{dI}{dt} = -\frac{I}{T}$$

bzw.

$$I(t) = I(t') e^{-\frac{t-t'}{T}}. \quad (7.19)$$

Für das Zeitintervall, in dem die Änderung der Besetzungsinversion nicht vernachlässigbar ist, müssen, wie wir schon erwähnten, die Gleichungen numerisch gelöst werden. Den zeitlichen Verlauf der Intensität zeigt Abb. 7.28. Nach einem anfangs exponentiell ansteigenden Teil folgt ein weiterer Anstieg der Intensität, dann

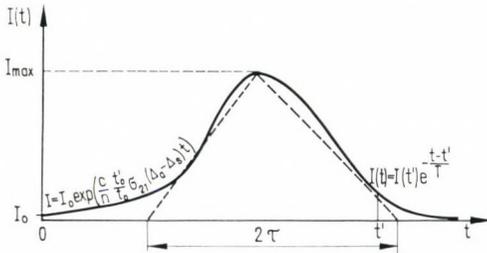


Abb. 7.28

geht er nach dem Erreichen eines Maximalwertes in den exponentiell fallenden Abschnitt über.

Wenn wir die Halbwertsbreite der Kurve bestimmen, ersetzen wir sie durch ein dreieckiges Signal. Die Höhe des Dreiecks entspricht dem Wert  $I_{\max}$ , seine Grundlinie ist die zweifache Halbwertsbreite.

Da sich die Besetzungsinversion am Anfang des Signals nicht wesentlich ändert und am Ende des Signals vernachlässigbar klein ist, fällt die gesamte ausgestrahlte Energie in den mittleren Abschnitt. Die gesamte ausgestrahlte Energie ist also proportional der Fläche des Dreieckes.

Die halbe Breite des Signals ist

$$\tau = \frac{E}{P_{\max}}. \quad (7.20)$$

Die maximale Lichtleistung ist

$$P_{\max} = I_{\max} F h\nu, \quad (7.21)$$

wobei  $F$  der Querschnitt des Lasermaterials ist. Wenn wir be-

rücksichtigen, daß das Volumen des Lasers  $V = FL$  ist, ergibt sich nach den Gleichungen (7.16), (7.18), (7.20) und (7.21)

$$\tau = \frac{t}{t'_0} \frac{2L}{c} \frac{1 - \frac{\Delta_\epsilon}{\Delta_a}}{f\left(\frac{\Delta_s}{\Delta_a}\right)}. \quad (7.22)$$

Wir geben jetzt ein numerisches Beispiel an. Es sei  $\Delta_s/\Delta_a$  erneut 0,5. Dann ist nach Abb. 7.26  $f = 0,15$  und nach Abb. 7.27  $\Delta_\epsilon/\Delta_a = 0,2$ . Die Impulsdauer beträgt also bei einem 20 cm langen Resonator  $\tau = 7 \cdot 10^{-9}$  s. Der Riesenimpulslaser gibt seine Energie tatsächlich in sehr kurzer Zeit ab.

Unsere bisherigen Überlegungen bezogen sich auf die Verhältnisse innerhalb des Lasers. Die durch die Spiegel des Lasers austretende Intensität wird durch die Auskopplung bestimmt. Wählen wir den einen Spiegel des Lasers mit einer Reflexion von  $R_1 = 100\%$ . Dann ist

$$I_{\text{aus}} = I \ln \frac{1}{\sqrt{R_2}}.$$

Die austretende maximale Leistung ergibt sich nach den Gleichungen (7.14), (7.15) und (7.21) zu

$$P_{\text{aus, max}} = h\nu F \ln \frac{1}{\sqrt{R_2}} I_{\text{max}} = h\nu F \ln \frac{1}{\sqrt{R_2}} \frac{c}{2n} \Delta_a f(\Delta_s/\Delta_a). \quad (7.23)$$

Da auch der Wert der Schwelleninversion  $\Delta_s$  eine Funktion des Reflexionsvermögens ist, ergibt sich unter Berücksichtigung der Gleichungen (7.6), (6.6), (6.59) und (6.65), daß

$$P_{\text{aus, max}} = \frac{1}{t} h\nu \frac{c}{n} F \Delta_a \ln \frac{1}{\sqrt{R_2}} \times \left[ 1 - \frac{1}{\sigma_{21} \Delta_a} \left( L_0 \beta + \ln \frac{1}{\sqrt{R_2}} \right) \left( 1 + \ln \frac{\sigma_{21} \Delta_a}{L_0 \beta + \ln \frac{1}{\sqrt{R_2}}} \right) \right] \quad (7.24)$$

ist.

Die Ausgangsleistungsdichte in Abhängigkeit vom Reflexionsvermögen ist für Rubin in Abb. 7.29 für verschiedene Anfangsverstärkungen gezeichnet, wobei  $\beta L_0 = 0,15$  angenommen wurde.

Es ist ersichtlich, daß einem optimalen Auskopplungsverhältnis Spiegel mit einem Reflexionsvermögen von 60 bis 75% entsprechen. Die Ausgangsleistung liegt in der Größenordnung von 100 MW bis 1 GW.

Wir müssen hinzufügen, daß die beim Riesenimpuls laser entstehenden Lichtintensitäten so groß sind, daß die Materialien durch verschiedene Mechanismen aus bisher noch nicht völlig geklärten Gründen zerstört werden können. In erster Linie sind dielektrische Spiegel gegenüber der Wirkung von hochintensivem Licht empfindlich. Auch das Laser material selbst kann zerstört werden, in dem Kristall entstehen kleine Risse. Die Folge hiervon ist, daß die Intensität nicht beliebig gesteigert werden kann. Die Grenze liegt bei Rubinlasern bei  $2 \text{ GW/cm}^2$ , bei Neodym-Glas-Lasern bei 6 bis  $10 \text{ GW/cm}^2$  (im Falle von Riesenimpulsbetrieb).

Zum Schalten eines Lasers wendet man verschiedene Verfahren an.

Als Schalter verwendet man meist eine Kerr- oder Pockels-Zelle (Abschn. 4.4. und Abb. 7.30).

Es gibt auch Anwendungsgebiete, wo es vorteilhafter ist, mechanische Schalter zu verwenden. Hierbei dreht ein Motor (Abb. 7.31) den einen Spiegel des Resonators. Der gedrehte Spiegel befindet sich nur für eine durch die Winkelgeschwindigkeit des Motors bestimmte kurze Zeitdauer in einer Lage, in der die Verluste klein sind (z. B.  $\pm 1'$  Abweichung von der Parallellage der beiden

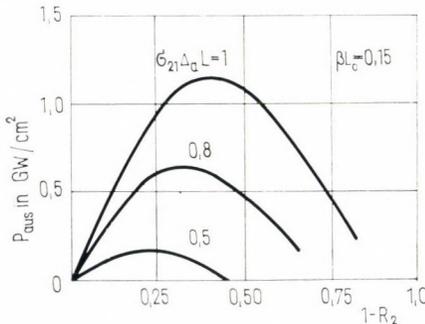


Abb. 7.29

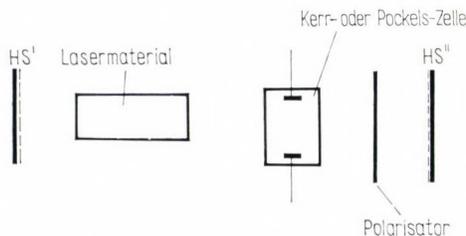


Abb. 7.30

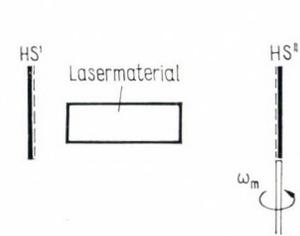


Abb. 7.31

Spiegel), während des größten Teiles der Umdrehung jedoch ist der Resonatorverlust hoch.

Als Lichtsperrre kann ein in den Resonator eingebautes Ultraschallgitter verwendet werden.

Für die Güteschaltung verwendet man immer häufiger nicht-lineare Absorber (Abb. 7.32). Diese besitzen, wenn die Lichtinten-

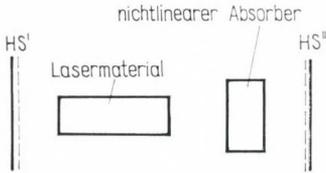


Abb. 7.32

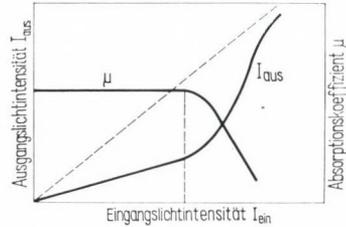


Abb. 7.33

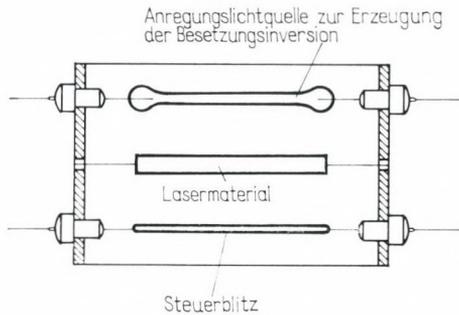


Abb. 7.34

sität im Resonator gering ist, eine große Absorption (Abb. 7.33). Dann fällt die Absorption bei einer entsprechenden Lichtintensität plötzlich ab, und dadurch verringern sich die Verluste des Resonators. Es entstehen so eine für die Lasergeneration erforderliche Rückkopplung und ein kurzer Lichtimpuls hoher Energie. Der Vorteil eines Lasers mit einem solchen passiven Schalter ist, daß er kein kompliziertes elektrisches Steuer- und Zeiteinstellungs-System erfordert.

Eine besondere Ausführung der Güteschaltung hat man bei den doppelangeregten Lasern (Abb. 7.34). Hierbei bringen wir das Lasermaterial in die gemeinsame Brennpunktlinie eines doppelelliptischen Reflektors und in die beiden anderen Brennpunktlinien je eine

Blitzlampe. Durch das Zünden der einen Lampe erzeugen wir auf dem mit »2« bezeichneten Niveau einen der Besetzungsinversion nahekommenden Zustand, in dem  $N_2 N_1$  gerade nicht übersteigt. Danach zünden wir kurzzeitig die andere Lampe einer wesentlich geringeren Leistung und erhalten für eine kurze Zeitdauer eine Besetzungsinversion. Wenn der Lichtimpuls der zweiten Lampe beendet ist, fehlt eine Besetzungsinversion, und damit fällt

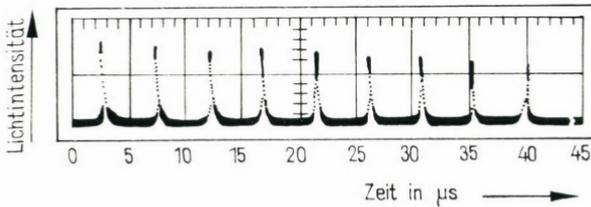


Abb. 7.35

die Intensität des Laserimpulses auf Null herab, obwohl die erste Lampe das Lasermaterial währenddessen unverändert pumpt. So kann der Erscheinungszeitpunkt des Laserimpulses mit der zweiten Blitzlampe gesteuert werden, und es können Laserimpulszüge mit einer ziemlich hohen Folgefrequenz erzeugt werden (Abb. 7.35).

### 7.7. Laser mit Subnanosekunden-Impulsen

Das Tor öffnet sich bei den Riesenimpulslasern nach dem Erreichen der gewünschten Besetzungsinversion, und die Inversion sinkt infolge der Lasergeneration unter den vom Resonator bestimmten Schwellenwert. Wenn das Tor vor dem Erreichen des Schwellenwertes geschlossen wird, so kann durch sein erneutes Öffnen ein weiterer Riesenimpuls erzeugt werden. Dieser neue Riesenimpuls besitzt dann die gleiche Form, wie wir es in Abschn. 7.6. beschrieben haben. Der Impuls besteht aus einem verhältnismäßig langen Anfangsabschnitt niedrigerer Intensität, aus einem in der Größenordnung von  $10^{-9}$  bis  $10^{-8}$  s anhaltenden Abschnitt hoher Intensität und aus einem ebenfalls langen abfallenden Teil geringer Intensität.

In vielen Fällen ist der Impuls immer noch zu lang für den bestimmten Verwendungszweck. In manchen Fällen ist es weiterhin wichtig, daß eine Impulsreihe zur Verfügung steht, in der die Impulse schnell aufeinander folgen.

Den Impuls kürzen — indem die Sperre erneut geschlossen wird, wie dies beim Riesenimpuls laser erfolgt — kann man nicht, da die schnellsten Sperren auch nur während einiger Nanosekunden geschlossen und geöffnet werden können. Die Frequenz kann ebenfalls nicht erhöht werden, da jeder einem Impuls vorangehende Anfangsabschnitt lang ist. Diese Zeit ist erforderlich, um das Ansteigen der elektromagnetischen Energiedichte um mehrere Größenordnungen über den von der spontanen Emission bestimmten Wert zu ermöglichen.

Die Frequenz könnte man dann steigern, wenn die elektromagnetische Energiedichte, die zum Entstehen eines Signals hoher Intensität erforderlich ist, in dem Resonator verbleiben würde.

Die Energiespeicherung und damit die Verkürzung der Impulsdauer sowie die Erzeugung von Impulszügen ermöglichen die mit Modensynchronisation arbeitenden Laser.

Zwischen den einzelnen axialen Moden innerhalb des Lasers entstehen Schwebungen (Abschn. 3.2.), da ihre Wellenlänge, also auch ihre Frequenz, nahezu gleich ist. Abb. 6.36 zeigt, wie die Amplitudenverteilung der elektromagnetischen Welle im Resonator zu einem gegebenen Zeitpunkt bei einer, zwei, drei, vier und zehn Moden aussieht. Es ist zu erkennen, daß mit der Erhöhung der Modenzahl im Resonator Wellenpakete entstehen. Im Falle von einer geraden Zahl von Moden entstehen Wellenpakete in einer ungeraden Zahl, bei einer ungeraden Anzahl von Moden ist die Anzahl der Wellenpakete gerade.

Weiterhin ist zu ersehen, daß die Wellenpakete ungleich groß sind. Es gibt mindestens ein Wellenpaket, das eine größere Amplitude besitzt als die anderen. Diese Wellenpakete bewegen sich mit Lichtgeschwindigkeit zwischen den Resonatorspiegeln hin und her.

Die Erscheinung ist dann stationär, wenn die Phase der Moden zeitlich unveränderlich ist. Im allgemeinen ist die Phase nicht konstant, sie ist langsam oder schnell veränderlich. Demzufolge ist die Bewegung der Wellenpakete nicht regelmäßig. Die Amplitude des einen Wellenpaketes wächst, die des anderen fällt den augenblicklichen Phasenwerten entsprechend. Wenn es jedoch gelingt, die Moden zu synchronisieren, entsteht durch das Zusammenschwingen vieler Moden gerader Anzahl ein Impuls. Es gibt einen Wellenzug, der eine kürzere Länge besitzt, als dem Resonator entspricht, seine Zeitdauer ist also kürzer als die sog. »round up time«  $t_0 = 2L/c$ . Wenn der Wellenzug den Auskoppelspiegel erreicht, tritt ein Teil der Energie aus, demzufolge ist die Zeit zwischen den ausgestrahlten Impulsen  $t_0$ .

Die Moden werden automatisch synchronisiert, wenn wir die Sperre mit der Frequenz  $1/t_0$  öffnen. Eine gegebene Besetzungsinversion

beeinflusst auch die zulässigen Verluste. Mit einer periodisch arbeitenden Sperre ist es zu erreichen, daß die Verluste nur für einen Bruchteil der Periode unter den Schwellenwert sinken (siehe Abb. 6.37). Das im Hohlraum vorhandene elektromagnetische Feld wird nur dann mit genügender Intensität reflektiert, wenn die Sperre den Resonator gerade unterhalb der Schwelle öffnet. So entsteht ein Wellenpaket, das den Weg einmal hin und zurück hinterlegt, sich verstärkt und genau zum richtigen Zeitpunkt (nach  $t_0$ ) zu der offenen Sperre zurückkehrt. Im stationären Fall wird ein solcher Impuls entstehen, der so aussieht wie einer, der aus der Kopplung vieler Moden entstand. Deswegen heißt dieses Verfahren »Modensynchronisation«.

Die Anzahl der Moden wird einerseits bestimmt durch die Länge des Resonators, andererseits durch die Bandbreite des Lasermaterials. Die Anzahl der Moden beträgt

$$\frac{2L(\Delta\nu)}{c}, \quad (7.25)$$

wobei  $(\Delta\nu)$  die Bandbreite des Lasermaterials bedeutet. Es ist ersichtlich, daß viele Moden nur bei einem langen Resonator und bei einem Material mit großer Bandbreite anschwingen.

Man kann heute schon erreichen, daß die Impulslänge von Festkörperlaserimpulsen  $10^{-11}$  bis  $10^{-12}$  s beträgt.

Als Lichtsperre verwendet man Pockels- oder Kerr-Zellen, die mit periodischen Signalen gesteuert werden. Einige Farbstoffe mit nicht zu langer Lebensdauer ihrer erregten Zustände können ebenfalls verwendet werden. Da wegen der innerhalb des Lasers vorhandenen Fluktuationen ebenfalls Wellenpakete kurzer Lebensdauer entstehen können, ist ein Wellenpaket größerer Intensität in stande, das Durchlaßvermögen des Farbstoffes herabzusetzen und ihn nach Reflexion und Verstärkung erneut zu öffnen und somit einen regenerativen Vorgang in Gang zu setzen.

## 7.8. Einschätzung der Festkörperlaser

Zusammenfassend kann über Festkörperlaser festgestellt werden, daß sie sich in der Praxis gut bewährt haben, in erster Linie zur Erzeugung von Laserimpulsen kürzerer Impulsdauer (in der Größenordnung von  $10^{-3}$  bis  $10^{-12}$  s). Ein herausragendes Merkmal der Festkörperlaser ist, daß mit ihnen für kurze Zeit derartige Leistungsdichten (besonders bei Fokussierung auf kleine Flächen)

zu erzeugen sind, die um Größenordnungen die Leistungsdichten übersteigen, die mit anderen Methoden zu erreichen sind.

Gleichzeitig sind aber einige Eigenschaften des Festkörperlasers den entsprechenden Eigenschaften anderer Lasertypen gegenüber schlechter. So sind z. B. weder die Divergenzeigenschaften noch die Monochromasie des Festkörperlasers herausragend.

Nachteilig ist für mehrere Anwendungen, daß der kontinuierliche Betrieb eines Festkörperlasers — in erster Linie infolge von Kühlproblemen — noch nicht in einer für die Praxis notwendigen Weise gelöst wurde. Unbedingt zu den Nachteilen ist zu zählen, daß die Herstellung des Lasermaterials besonders guter Qualität (mit entsprechender Homogenität und genauer Bearbeitung) sehr kostenaufwendig ist. Dies beeinträchtigt die Verbreitung des Gebrauchs von Festkörperlasern in vielen Anwendungsgebieten.

Eine Zusammenstellung der Festkörperlaser geben wir in Tabelle 7.2.

## 8. Gaslaser

### 8.1. Einführung

Bevor wir zur eingehenden Behandlung der Gaslaser kommen, möchten wir erwähnen, daß als erstes Material zur Verwirklichung negativer Absorption bei Lasern ein Gas vorgeschlagen wurde. So erwähnte der sowjetische Wissenschaftler W. A. FABRIKANT, der 1939 in seiner Dissertationsarbeit den ersten Vorschlag zur Erzeugung negativer Absorption getan hatte, die in einem Gas erzeugte elektrische Entladung als praktische Methode der Verwirklichung der Besetzungsinversion. Der Nachweis negativer Absorption wurde zuerst von KOPFERMANN und LADENBURG 1928 in einer Neon-Gasentladung erbracht.

Die Gaslaser verbreiteten sich, betrachten wir ihre Verwendung, noch stärker als die Festkörperlaser. Es gibt praktisch kein Material der Gasphase, das unter bestimmten Bedingungen zur Herstellung eines Lasers nicht geeignet wäre, sogar Metaldämpfe wurden in der letzten Zeit verwendet. Ein Atom oder Molekül kann — von den Bedingungen der Anregung und den Eigenschaften des Resonators abhängig — auf mehreren Wellenlängen ausstrahlen. So beobachtete man beim Neon auf mehr als 120 Linien eine stimulierte Strahlung. Selbstverständlich werden nicht alle Laser in der Praxis realisiert.

Den Aufbau der Gaslaser erläutern wir in Abschn. 8.2. Anschließend behandeln wir die Methoden der Anregung und der Inversion (Abschn. 8.3.). Die Abschnitte 8.4. bis 8.7. geben eine Übersicht über die Eigenschaften der in der Praxis am meisten verbreiteten oder perspektivisch eine Bedeutung besitzenden Laser (Helium-Neon-, Kohlendioxid-, Argon-Ionen- und Metaldampf-Laser). Schließlich werden in Abschn. 8.8. eine Zusammenfassung und eine tabellarische Übersicht über die Gaslaser gegeben.

### 8.2. Der Aufbau der Gaslaser

Die meistverbreiteten Ausführungsformen der Gaslaser sind in den Abbildungen 8.1, 8.2 und 8.3 wiedergegeben. Obwohl es Gaslaser gibt, deren Aufbau vollkommen denen der Festkörperlaser entspricht (siehe zum Beispiel den in Abb. 8.1 dargestellten op-

tisch angeregten Cs-Laser), unterscheiden sich die Gaslaser in vieler Hinsicht von den Festkörperlasern.

Der Unterschied besteht in erster Linie in der Anregung der Gaslaser (Abb. 8.2 und Abb. 8.3). Die Anregung der Gaslaser erfolgt nämlich durch die im gasförmigen Lasermaterial mittels

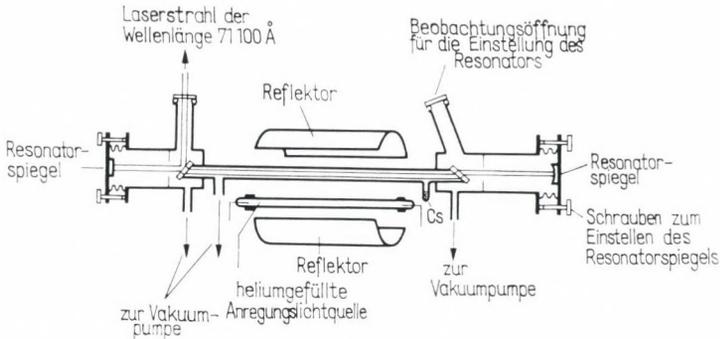


Abb. 8.1

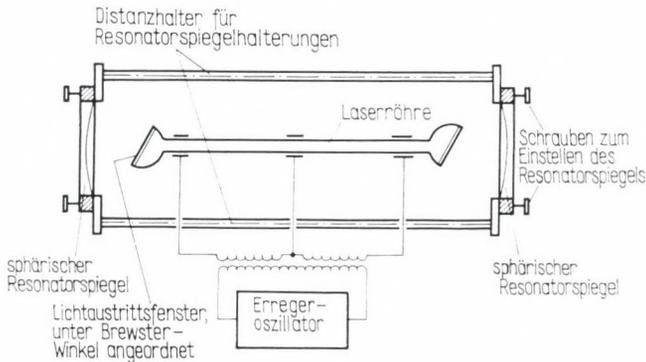


Abb. 8.2

Wechsel- oder Gleichstrom erzeugte elektrische Entladung. Die Laserröhre wird z. B. im Falle des He-Ne-Lasers mit einem Gemisch zweier Gase gefüllt, von denen das eine durch entsprechende atomare Vorgänge infolge der während der Entladung aufgenommenen Energie in dem anderen Gas durch Energieübergabe eine Besetzungsinversion erzeugt.

Wir erwähnten schon in Kapitel 6., daß die Leistung der Gaslaser im allgemeinen viel kleiner ist als die der Festkörperlaser. Jedoch strahlen die Gaslaser, die durch eine elektrische Entladung angeregt

werden, ihre Laserstrahlung kontinuierlich aus, wobei die Strahlung ausgezeichnete Divergenzeigenschaften und eine sehr gute Monochromasie besitzt. Die von den Gaslasern ausgesandte Strahlung hat also alle diejenigen Eigenschaften, die wir bei der Einschätzung der Festkörperlaser (Abschn. 7.6.) bemängelt haben.

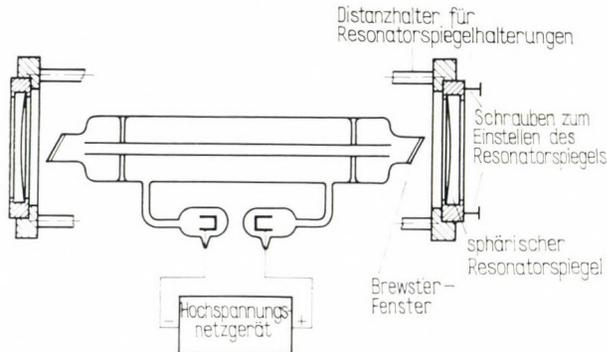


Abb. 8.3

### 8.3. Anregungsmethoden der Gaslaser

Die optische Anregung erwies sich — bis auf einige Ausnahmen — für Gase im allgemeinen als nicht erfolgreich. Obwohl es so scheint, daß die Bedingungen des zur Verwirklichung einer Besetzungsinversion erforderlichen Pumpens eines Gases mit einem entsprechenden Termschema durch die Belichtung mittels einer mit dem gleichen Gas gefüllten Lichtquelle zu realisieren ist, waren die mit einem solchen optischen Anregungssystem ausgerüsteten Gaslaser doch nicht funktionsfähig. Jedoch konnte ein Erfolg erzielt werden, wenn der als Lasermaterial verwendete Cs-Dampf mittels des Lichtes einer mit Helium gefüllten Blitzlampe angeregt wurde (siehe Abb. 8.1). Bei der Anregung der *Cs-Laser* nutzt man die Tatsache aus, daß das Helium bei der Wellenlänge  $\lambda = 3888 \text{ \AA}$  eine starke Emissionslinie besitzt und daß es bei der gleichen Wellenlänge stark absorbiert. D. h., daß bei der Cs-Lasergeneration die zwischen dem mit »3« bezeichneten Niveau und dem Grundniveau vorhandene Energiedifferenz  $E_3 - E_1$  gerade der Quantenenergie  $h\nu$  des Niveauübergangs des Heliums bei der Wellenlänge  $\lambda$  entspricht, also

$$E_3 - E_1 = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad (8.1)$$

ist.

Die optische Anregung von Gasen — in einem von der bisherigen Bedeutung abweichenden Sinne — kann unter Ausnutzung der Erscheinung der molekularen Photodissoziation erfolgen. Bei diesem Vorgang dissoziiert ein aus den Atomen  $A$  und  $B$  bestehendes, mit  $AB$  bezeichnetes Molekül bei der Bestrahlung mit Licht entsprechender Frequenz in die Atome  $A$  und  $B$ , von denen eines (oder beide) in einen angeregten Zustand gelangt.

Neben den obenerwähnten Anregungsmethoden untersucht man die Möglichkeit einer Anregung mit Hilfe von Moleküldissoziation infolge chemischer Reaktionen.

Die im Lasermaterial erzeugte elektrische Entladung wird am erfolgreichsten und demzufolge am meisten verbreitet als Anregungsprozeß angewendet. Eingehende Untersuchungen (siehe weiter unten) erwiesen, daß einige der als Lasermaterial in Frage kommenden Gase mit einer elektrischen Entladung nicht unmittelbar zum Lasereffekt anzuregen sind. Aus dem Grunde mischt man zu dem als Lasermaterial dienenden Gas ein entsprechend ausgewähltes anderes Gas (Puffergas): Die elektrische Entladung wird in dieser Mischung durchgeführt. Die Entladung regt die Atome des Puffergases und diese regen die Atome des als Lasermaterial verwendeten Gases durch unelastischen Stoß an.

Dieser Vorgang ist aber recht kompliziert, so daß wir nur seine wesentlichen Züge erläutern.

Zuerst befassen wir uns mit der Frage, wie in einem Gas die Besetzungsinversion ausschließlich mit Hilfe des Elektronenstoßes erzeugt werden kann, dann gehen wir auf die sich in Gasmischungen abspielenden Vorgänge ein.

Einzelne Atome des Gases geben während der elektrischen Entladung Elektronen ab, und es entstehen Ionen. Gerade das Vorhandensein von geladenen Teilchen sichert, daß in einer Entladungsröhre Strom fließt. Die Ionen und Elektronen erhalten ihre kinetische Energie von der die Entladung speisenden Stromquelle. Die mittlere kinetische Energie der Ionen wird wesentlich geringer sein als die der Elektronen. Die Energieverteilung der Elektronen folgt der durch die sog. Elektronentemperatur  $T_e$  gekennzeichneten Maxwell-Boltzmann-Verteilung, wobei  $T_e$  durch die kinetische Energie der Elektronen bestimmt wird. Die Elektronen können in allgemeinen infolge ihrer höheren kinetischen Energie während eines Stoßes an das Atom Energie abgeben. Das bezeichnet man als *Stoß erster Art*. Die von einem Atom aufgenommene Energie kann aber immer nur den Betrag annehmen, der der Energiedifferenz zwischen zwei beliebigen in dem Termschema des Atoms auftretenden Energiezuständen entspricht.

Die Besetzung  $N_r$  eines Niveaus  $r$  bei einer bestimmten Elektro-

temperatur  $T_e$  ändert sich infolge der Stöße mit Elektronen wie folgt:

$$\frac{dN_r}{dt} = \sum_s (N_s W_{sr}^{(e)} - N_r W_{rs}^{(e)}), \quad (8.2)$$

wobei  $W_{ij}^{(e)}$  die Übergangswahrscheinlichkeit vom Niveau  $i$  zum Niveau  $j$  infolge von Elektronenstößen bedeutet. Die Summierung in Gl. (8.2) muß sich über alle Terme des Atoms erstrecken.

Gl. (8.2) können wir analog dem in Abschn. 2.3. Gesagten unter Berücksichtigung des Zusammenhanges

$$W_{sr}^{(e)} = \frac{1}{\theta_{sr}} \quad (8.3)$$

(wobei  $\theta_{sr}$  die mittlere Lebensdauer der zum Elektronenstoß gehörigen Übergänge bedeutet) in folgender Form schreiben:

$$\frac{dN_r}{dt} = \sum_s \left( \frac{N_s}{\theta_{sr}} - \frac{N_r}{\theta_{rs}} \right). \quad (8.4)$$

Wir müssen betonen, daß gegenüber den sog. *strahlenden Übergängen*, die mit Emission bzw. Absorption der elektromagnetischen Strahlung verbunden sind, d.h., bei denen die Übergangswahrscheinlichkeiten nur von den Eigenschaften des Atoms bestimmt werden, hier der Wert  $W_{sr}^{(e)}$  (und damit gemäß Gl. (8.3) der Wert von  $\theta_{sr}$ ) von der während der Gasentladung entstandenen Elektrodendichte  $N_e$  und der Elektronengeschwindigkeit abhängt.

In einem stationären Zustand muß  $\frac{dN_r}{dt} = 0$  sein, somit ergibt sich die Gleichgewichtsbedingung für das Niveau  $i$  unter Verwendung von Gl. (8.4)

$$\sum_s \left( \frac{N_{0s}}{\theta_{sr}} - \frac{N_{0r}}{\theta_{rs}} \right) = 0, \quad (8.5)$$

wobei  $N_{0i}$  die Besetzung des Niveaus  $i$  im stationären Zustand ist.

Damit die Besetzung eines beliebigen mit  $r$  bezeichneten Niveaus zeitlich konstant ist, ist weiterhin erforderlich, daß die folgende Gleichung für beliebige Werte  $s$  und  $r$  gelte:

$$\frac{N_{0s}}{\theta_{sr}} - \frac{N_{0r}}{\theta_{rs}} = 0. \quad (8.6)$$

Da der stationäre Zustand einem thermischen Gleichgewichtszustand entspricht, der bei einer Elektronentemperatur  $T_e$  entstand,

kann unter Berücksichtigung der Boltzmann-Verteilung (Abschn. 5.4.) und Gl. (8.6) geschrieben werden, daß

$$\frac{N_{0r}}{N_{0s}} = \frac{\theta_{rs}}{\theta_{sr}} = \frac{g_r}{g_s} \exp\left(-\frac{E_r - E_s}{kT_e}\right) \quad (8.7)$$

ist, wobei  $g_r$  und  $g_s$  die Multiplizität der mit  $r$  bzw.  $s$  bezeichneten Terme bedeuten.

Wenn wir — den wahren Verhältnissen der Gasentladung entsprechend — neben den Elektronenstößen auch die während der Entladung auftretenden Strahlungsverhältnisse berücksichtigen, so wird Gl. (8.7) selbstverständlich das Verhältnis der Besetzungszahlen  $N_{0s}$  und  $N_{0r}$  nicht mehr richtig angeben.

Betrachten wir als Beispiel den Fall, daß die Atome des Gases insgesamt nur zwei Terme besitzen, die wir mit  $\alpha$  bzw.  $\beta$  bezeichnen und dabei annehmen, daß  $\alpha < \beta$  ist. Dann gilt für die zeitliche Änderung der Besetzung des Niveaus  $\beta$

$$\frac{dN_\beta}{dt} = \frac{N_\alpha}{\theta_{\alpha\beta}} - \frac{N_\beta}{\theta_{\beta\alpha}} - \frac{N_\beta}{\tau_\beta}, \quad (8.8)$$

wobei  $\tau_\beta$  die Lebensdauer des mit  $\beta$  bezeichneten Zustandes ist, die durch die strahlenden Übergänge bestimmt wird.

In einem Gleichgewichtszustand erhalten wir dann

$$\frac{N_\beta}{N_\alpha} = \frac{1}{\frac{1}{\theta_{\beta\alpha}} + \frac{1}{\tau_\beta}}. \quad (8.9)$$

Wenn die Wahrscheinlichkeit eines strahlenden Überganges sehr groß ist, d. h., daß  $\tau_\beta \ll \theta_{\beta\alpha}$  ist, dann gilt in guter Näherung

$$\frac{N_\beta}{N_\alpha} \approx \frac{\tau_\beta}{\theta_{\alpha\beta}}. \quad (8.10)$$

In diesem Fall werden die Besetzungszahlen der Niveaus  $\alpha$  und  $\beta$  durch den Zusammenhang

$$\frac{N_\beta}{N_\alpha} = \frac{g_\beta}{g_\alpha} \frac{\tau_\beta}{\theta_{\beta\alpha}} \exp\left(-\frac{E_\beta - E_\alpha}{kT_e}\right) \quad (8.11)$$

ausgedrückt. Der auf der rechten Seite stehende Faktor  $\tau_\beta/\theta_{\beta\alpha}$  ist

als Maß der Abweichung von der Boltzmann-Verteilung charakteristisch. Wenn wir berücksichtigen, daß

$$\theta_{\beta\alpha} \sim \frac{1}{N_e} \quad (8.12)$$

ist, also daß der Wert von  $\theta_{\beta\alpha}$  umgekehrt proportional der während der Entladung auftretenden Elektronendichte  $N_e$  ist, kann der Wert von  $N_\beta/N_\alpha$  durch die Steigerung der Elektronendichte erhöht werden. Diese Möglichkeit wird aber dadurch begrenzt, daß der Wert von  $\theta_{\beta\alpha}$  bei der Steigerung von  $N_\beta$  abfällt, und demzufolge wird die Gültigkeitsbedingung der Gl. (8.11) (nach der  $\theta_{\beta\alpha} \gg \tau_\beta$  ist) immer weniger erfüllt.

Wenn wir drei Niveaus annehmen, die in der Reihenfolge der steigenden Energie mit »1«, »2« und »3« bezeichnet werden, dann beträgt das Verhältnis der Besetzungszahlen der Niveaus »1« und »3« nach Gl. (8.11)

$$\frac{N_3}{N_1} \sim \frac{g_3}{g_1} \frac{\tau_3}{\theta_{31}} \exp\left(-\frac{E_3 - E_1}{kT_e}\right). \quad (8.13)$$

Das Verhältnis der Besetzungszahlen der Niveaus »1« und »2« ergibt sich ebenfalls nach Gl. (8.11)

$$\frac{N_2}{N_1} \sim \frac{g_2}{g_1} \frac{\tau_2}{\theta_{21}} \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT_e}\right). \quad (8.14)$$

Wenn wir annehmen, daß zwischen den Niveaus »2« und »3« keine Übergänge vorhanden sind, dann erhalten wir aus den Gleichungen (8.13) und (8.14)

$$\frac{N_3}{N_2} \simeq \frac{g_3}{g_2} \frac{\tau_3}{\tau_2} \frac{\theta_{21}}{\theta_{31}} \exp\left(-\frac{E_3 - E_2}{kT_e}\right). \quad (8.15)$$

Aus Gl. (8.15) geht hervor, daß, obwohl das exponentielle Glied wesentlich kleiner ist als der Wert von  $T_e$ , durch die entsprechende Wahl des Multiplikators erreicht werden kann, daß  $N_3 > N_2$  ist, es entsteht also eine Besetzungsinversion. Wenn die Multiplizität der beiden Niveaus gleich ist, also  $g_3 = g_2$  ist, kann eine Besetzungsinversion erhalten werden, falls für die beiden Niveaus für nicht zu kleines  $\theta_{21}/\theta_{31}$  das Verhältnis  $\tau_3/\tau_2$  groß genug ist.

Es ergibt sich für die Zustände  $3^1D$  und  $2^1P$  des Heliums aus Versuchsergebnissen bei den Niveaus »3« bzw. »2«, daß

$$\frac{\tau_3}{\tau_2} = 35 \quad \text{und} \quad \frac{\theta_{21}}{\theta_{31}} \approx 0,066$$

ist. So scheint — nach der obigen vereinfachten Behandlung — gemäß Gl. (8.15) eine Besetzungsinversion realisierbar zu sein.

Von grundsätzlicher Bedeutung ist aber bei der Anwendung der Gl. (8.15), daß der Quotient  $\tau_i/\theta_{i1}$  für alle Niveaus gleich ist, bei denen die Auswahlgesetze Übergänge ermöglichen. Wenn also ein Übergang von den Niveaus »2« und »3« in den Grundzustand überhaupt möglich ist, beträgt der Wert des Faktors vor dem exponentiellen Glied in Gl. (8.15) annähernd 1, also läßt sich die Besetzungsinversion bei einem solchen Gas nicht verwirklichen.

Wenn wir aber ein Gas verwenden, bei dem der Übergang auf das Grundniveau mindestens von einem der beiden Niveaus verboten ist und dieses Niveau durch Elektronen angeregt wird, kann theoretisch eine Besetzungsinversion erzeugt werden.

Bei Elektronen-Atom-Stößen werden immer die Niveaus stark angeregt, von denen ein Übergang auf das Grundniveau erlaubt ist. Wenn also vom unteren Zustand ein strahlender Übergang vorhanden ist, dann wird dieses Niveau durch Elektronenstoß besetzt. Es ist günstiger, wenn der Übergang in den Grundzustand von beiden Niveaus verboten ist.

Es spielen aber zahlreiche, im vorangehenden nicht berücksichtigte Faktoren bei dem Vorgang unter praktischen Bedingungen eine Rolle. So z. B. folgendes:

a) Die Atome haben neben den oben berücksichtigten drei Niveaus zahlreiche andere Terme, bei denen die Übergangswahrscheinlichkeit auf das untere, mit »2« bezeichnete Niveau oft größer ist als die auf das mit »3« bezeichnete, und demzufolge beeinträchtigen die so entstehenden zusätzlichen Besetzungen die Besetzungsinversion (das geschieht, wie wir schon erwähnten, beim Neon). Bei Entladungen höherer Ladungsdichte müssen auch die Strahlungsvorgänge berücksichtigt werden.

b) Falls die Übergänge von den am Lasereffekt beteiligten Niveaus auf das Grundniveau durch die Auswahlgesetze ermöglicht sind (Abschn. 2.3.), wird die Strahlung, die beim Niveau »2« bzw. »3« bei einer spontanen Emission entsteht, reabsorbiert und trägt zur Verlängerung der Lebensdauer der erwähnten Niveaus bei. Wenn diese Wirkung auch für das mit »2« bezeichnete Niveau bedeutend ist, kann dies ebenfalls eine Beeinträchtigung der Besetzungsinversion verursachen.

Trotz obiger Schwierigkeiten gelang es, Atome ausschließlich durch Elektronenstöße anzuregen und damit eine Besetzungsinversion zu erreichen. Diese Laser besitzen aber eine niedrige Leistung.

Große Leistung vermögen die Ionenlaser auszustrahlen. Das obere Niveau wird bei Ionenlasern ausschließlich mit Elektronen-

stoß-Anregung in zwei Stufen angeregt. Zuerst werden die Atome ionisiert, in der zweiten Stufe werden die Ionen auf das obere Laserniveau angeregt. In diesem Falle ist der Grundzustand der Ionen. Dieser ist aber nicht stabil, da bei Gasentladung neben der Ionisation auch eine Rekombination Ion—Elektron auftritt. Die Besetzungsinversion ist infolge der Doppelanregung dem Quadrat der Elektronenanzahl, also dem des Stromes proportional.

Untersuchen wir jetzt die Verhältnisse, die in einer Mischung zweier Gase bei Entladung entstehen. Das Termschema des als La-

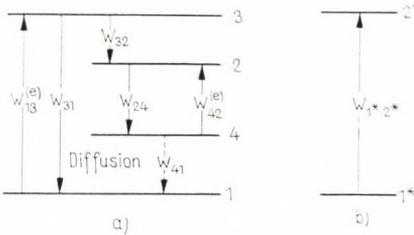


Abb. 8.4

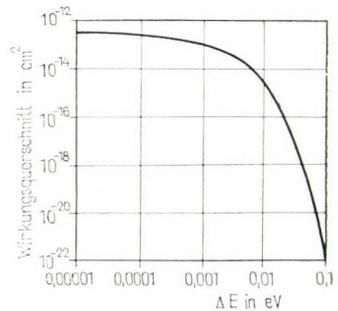


Abb. 8.5

sermaterial verwendeten Gases stellt Abb. 8.4a dar, das Termschema des Puffergases entspricht dem der Abb. 8.4b. Die meisten der Bezeichnungen entsprechen denen in Abb. 6.3, die dort auch erläutert wurden. Wir kommen auf die Bedeutung der Übergangswahrscheinlichkeit später zurück. Wir wählen das Anregungspuffergas so aus, daß sein Term (Abb. 8.4b, mit 2\* bezeichnet) dem mit »3« bezeichneten Niveau des Lasergases (Kapitel 6.) möglichst weitgehend entspricht. In dem so gewählten Gasgemisch spielt sich folgender Vorgang ab. Die Atome des Puffergases werden durch die in dem Gemisch erzeugte Gasentladung auf das mit 2\* bezeichnete Niveau der Abb. 8.4b angeregt. Die Atome des Puffergases regen die Atome des als Lasermaterial verwendeten Gases mittels unelastischen Stoßes an. Demzufolge steigt die Besetzung des mit »3« bezeichneten Niveaus. Gleichzeitig tragen aber — nach Abb. 8.4a — auch andere Übergänge zur Besetzung bzw. Depopulation des mit »3« bezeichneten Niveaus bei.

Die sich zwischen den Atomen der beiden Gase abspielenden Vorgänge, die mit Energieübertragung verbunden sind, bezeichnen

wir auch als Stöße zweiter Art. Die Wahrscheinlichkeit für das Erfolgen eines Stoßes kann in folgender Form angegeben werden:

$$p = C \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right), \quad (8.16)$$

wobei  $\Delta E$  die Energiedifferenz zwischen den beiden Termen der Atomtermschemata der Gasmischung bedeutet, die in der Energieübertragung eine Rolle spielt;  $C$  ist dabei ein Proportionalitätsfaktor. Wir zeichnen in Abb. 8.5 den Wirkungsquerschnitt der Energieübertragung für Stöße unterschiedlicher Atome in Abhängigkeit von  $\Delta E$  auf.

Neben den erwähnten Vorgängen kann während der Entladung auch eine spontane oder stimulierte Emission sowie Absorption der angeregten Atome als eine Folge obengenannter Vorgänge auftreten.

Die Besetzung des mit »3« bezeichneten Niveaus der Atome des Lasermaterials, dessen Termschema in Abb. 8.4a dargestellt ist, ändert sich zeitlich nach folgendem Zusammenhang:

$$\frac{dN_3}{dt} = N_1(W_{13}^{(e)} + W_{ba}) - N_3(W_{ab} + W_{32} + W_{31} + W_3^{(e)}). \quad (8.17)$$

Die in Gl. (8.17) stehenden Größen geben wir im folgenden an.

$W_{13}^{(e)}$  ist die Wahrscheinlichkeit für das Zustandekommen von Übergängen vom Niveau »1« auf das Niveau »3« infolge von Elektronenstößen erster Art. Dafür gilt

$$W_{13}^{(e)} = N_e \overline{(\sigma_{13} v)}, \quad (8.18a)$$

wobei  $N_e$  die Elektronendichte,  $\sigma_{13}$  den Wirkungsquerschnitt und  $v$  die relative Geschwindigkeit der zusammenstoßenden Teilchen bedeuten. Da  $\sigma_{13}$  von der Geschwindigkeit  $v$  abhängig ist, steht in Gl. (8.18a) der Mittelwert vom Produkt des Wirkungsquerschnittes und der relativen Geschwindigkeit.

$W_{ba}$  ist die Wahrscheinlichkeit für die Energieüberführung infolge des Stoßes zwischen den Atomen des Puffergases und des als Lasermaterial verwendeten Gases:

$$W_{ba} = N_2^* \overline{(\sigma_{ba} v)}, \quad (8.18b)$$

wobei  $N_2^*$  die Besetzung des mit »2« bezeichneten Niveaus im Puffergas bedeutet und  $\sigma_{ba}$  den Wirkungsquerschnitt (siehe Abb. 8.5) der Energieübertragung infolge von Stößen und  $v$  die relative Geschwindigkeit darstellen.

$W_{ab}$  ist die Wahrscheinlichkeit für den in der entgegengesetzten Richtung ablaufenden Vorgang, also Energieübertragung von Ato-

men des Lasermaterials auf die Atome des Puffergases. Weiterhin ist  $W_{31}$  die Übergangswahrscheinlichkeit von dem mit »3« bezeichneten Niveau auf das Grundniveau.

$W_{32}$  ist die Wahrscheinlichkeit des Überganges vom Niveau »3« (sog. oberes Laserniveau) auf das Niveau »2« (unteres Laserniveau).

Mit  $W_3^{(e)}$  bezeichnen wir die Übergangswahrscheinlichkeit vom Niveau »3« auf alle anderen Niveaus infolge von Stößen zweiter Art, so ist

$$W_3^{(e)} = W_{31}^{(e)} + W_{32}^{(e)}.$$

Die Übergänge vom Niveau »2« auf das mit »3« bezeichnete infolge von Stößen erster Art vernachlässigten wir in Gl. (8.17), da die Besetzung des Niveaus »2« in dem Lasermaterial wesentlich niedriger ist als die des Grundniveaus.

Die Besetzungsänderung des Niveaus »2« kann in einem der Gl. (8.17) ähnlichen Zusammenhang aufgeschrieben werden:

$$\frac{dN_2}{dt} = N_4 W_{42}^{(e)} - N_2(W_{21}^{(e)} + W_{24}) + N_3(W_{32}^{(e)} + W_{32}). \quad (8.19)$$

Die Bedeutung der in Gl. (8.19) stehenden Größen folgt sinngemäß aus den Definitionen, die wir bei der Erläuterung der Gl. (8.17) gegeben haben. So bedeutet  $W_{ij}$  die Übergangswahrscheinlichkeit der Energieübertragung infolge von Elektronenstößen zwischen den Niveaus  $i$  und  $j$ .

Die Wahrscheinlichkeit für die Übergänge zwischen dem Grundniveau und dem mit »2« bezeichneten Niveau steht nicht in Gl. (8.19), da diese Übergänge bei den zur Verwendung als Lasermaterial im Gaslaser geeigneten Materialien verbotene Übergänge sind, oder sie sind für die Praxis vernachlässigbar.

Wenn wir berücksichtigen, daß für die Verhältniszahl  $W_{ba}/W_{ab}$  sowie für das Besetzungsverhältnis  $N_{1^*}/N_{2^*}$  zwischen den Niveaus »1« und »2« des Puffergases nach der Theorie der Elektronenstöße gelten muß

$$\frac{W_{ba}}{W_{ab}} = \frac{N_{1^*}}{N_{2^*}}, \quad (8.20)$$

dann kann die Realisierung der Besetzungsinversion, also für die Erfüllung der Ungleichung  $N_2 < N_3$ , in einem stationären Zustand, d. h. für

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{dN_3}{dt} = 0,$$

durch folgende Bedingung bestimmt werden:

$$\frac{W_{ba}}{W_{13}^{(e)}} \left[ 1 - \frac{N_{1^*}}{N_{2^*}} \exp\left(-\frac{E_2}{kT}\right) + \frac{1}{W_{24}} (W_{24} - W_{32} - W_{32}^{(e)}) \right] > \frac{1}{W_{31}^{(e)}} (W_3^{(e)} + W_{31} + W_{32}) \exp\left(-\frac{E_3 - E_2}{kT}\right) - 1 \quad (8.21) + \frac{1}{W_{24}^{(e)}} (W_{32} + W_{32}^{(e)} - W_{24}).$$

Es gelang, die in Gl. (8.21) aufgeschriebene Bedingung schon mit mehreren Gasgemischen zu realisieren. Das meistverbreitete dieser Gasgemische ist das Helium-Neon-Gemisch.

### 8.4. Der Helium-Neon-Laser

Der meist verwendete Gaslaser ist der Helium-Neon-Laser. In diesem wird Neon als Lasermaterial verwendet. Die Anregung des Neons erfolgt durch die unelastischen Stöße mit den als Puffergas zugegebenen Heliumatomen. Die sich bei dem Helium-Neon-Laser abspielenden Vorgänge sind aus Abb. 8.6 abzulesen, wo die hinsichtlich der Entstehung der Besetzungsinversion wichtigen Terme sowohl des Neons als auch des Heliums aufgezeichnet sind. In dem Termschema verwendeten wir die in der Spektroskopie

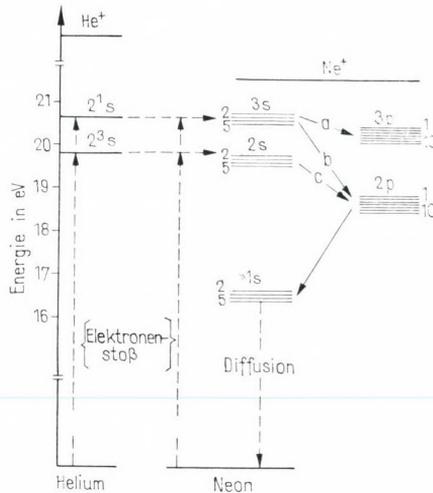


Abb. 8.6

üblichen Termbezeichnungen (nach PASCHEN). Wenn wir das in Abschn. 8.3. Gesagte und die Bezeichnungen der Abb. 8.4 berücksichtigen, dann können wir feststellen, daß die Rolle des mit »3« bezeichneten Niveaus des Lasermaterials entweder ein  $3s$ - oder ein  $2s$ -Niveau des Neonatoms spielt, dem mit »2« bezeichneten Niveau entspricht ein  $2p$ - und dem mit »4« bezeichneten Niveau ein  $1s$ -Niveau. Die Lebensdauer des Niveaus  $3s$  oder  $2s$  ist um etwa eine Größenordnung größer als die Lebensdauer des Niveaus  $2p$ , d. h., daß die Bedingungen für das Entstehen einer Besetzungsinversion erfüllt sind. Das mit  $1s$  bezeichnete Niveau ist metastabil, und somit kann seine Besetzung stark ansteigen. Die Strahlung aber, die infolge der Übergänge vom Term  $2p$  auf den Term  $1s$  die Besetzung des Terms  $1s$  so erhöht, ermöglicht, daß die bei dem  $2p \rightarrow 1s$ -Übergang entstehenden Quanten reabsorbiert werden. Somit repopulieren sie den Term  $2p$ . Diese Wirkung hat weiterhin zur Folge, daß die Lebensdauer des Niveaus  $2p$  ebenfalls ansteigt. Da das Niveau  $1s$  — wie wir schon erwähnten — metastabil ist, können die einzelnen Atome von diesem Niveau in den Grundzustand nur durch Stöße mit der Wanderung des das Gasgemisch aufnehmenden Glasgefäßes übergehen. Dies hat zur Folge, daß der Betrieb eines Helium-Neon-Lasers stark vom Durchmesser der Entladungsröhre aufgrund der genannten Wandrekombination beeinflusst wird.

In Abhängigkeit davon, welcher von den in Abb. 8.6 eingezeichneten Übergängen vollzogen wird, fällt die Laserwellenlänge in einen der folgenden Bereiche:

$$\lambda = 28\,000 \dots 40\,000 \text{ \AA} \quad [3s \rightarrow 3p\text{-Übergang, in Abb. 8.6 mit »a« bezeichnet}],$$

$$\lambda = 5\,900 \dots 7\,300 \text{ \AA} \quad [3s \rightarrow 2p\text{-Übergang, in Abb. 8.6 mit »b« bezeichnet}],$$

$$\lambda = 11\,000 \dots 15\,000 \text{ \AA} \quad [2s \rightarrow 2p\text{-Übergang, in Abb. 8.6 mit »c« bezeichnet}].$$

Theoretisch kann die Laserwirkung auf etwa dreißig diskreten Wellenlängen innerhalb obiger Bereiche entstehen. Nur wenige davon konnten bisher experimentell nachgewiesen werden. Die zu dem Übergang  $2s \rightarrow 2p$  gehörende Linie bei  $\lambda = 11\,523 \text{ \AA}$  ist am intensivsten. Weiterhin ist die Laserstrahlung infolge des Überganges  $3s \rightarrow 2p$  bei einer Wellenlänge  $\lambda = 6328 \text{ \AA}$  und die infolge des Überganges  $3s \rightarrow 3p$  bei einer Wellenlänge  $\lambda = 33\,900 \text{ \AA}$  sehr gut zu beobachten.

Einige übliche Ausführungsformen des He-Ne-Lasers sind in Abb. 8.7 sowie in Abb. 8.3 (Abschn. 8.2.) dargestellt.

Abb. 8.7 zeigt den Aufbau des ersten betriebsfähigen Gaslasers. Die Länge der das Lasermaterial und das Puffergas aufnehmenden Glasröhre ist  $L = 100$  cm, sein Durchmesser 1,5 cm. Der Druck des Heliums beträgt in dem Rohr 1 Torr, der des Neons 0,1 Torr.

Der Verstärkungsfaktor  $\alpha^*$  des Helium-Neon-Lasers (Kapitel 5.) ist sehr niedrig, dies macht die Verwendung eines verhältnismäßig langen Lasermaterials nötig. Gleichzeitig ist es aber erforderlich, daß die Verluste der als Resonator verwendeten Spiegel niedrig

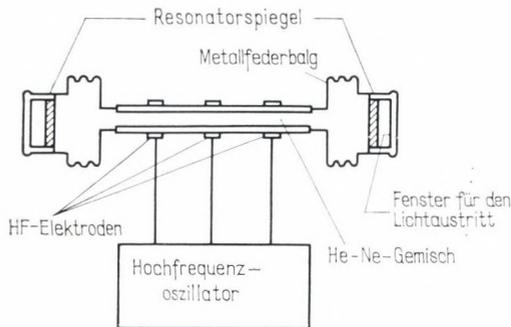


Abb. 8.7

sein sollen. Das bedeutet, daß nur die in Kapitel 4. beschriebenen dielektrischen Spiegel für den sichtbaren Bereich verwendbar sind. Bei dem in Abb. 8.7 dargestellten ersten Gaslaser wird der Resonator von ebenen Spiegeln gebildet, deren zulässiger Parallelitätsfehler nur einige Winkelsekunden beträgt. Ein besonderes Problem besteht darin, daß bei den Gaslasern — im Vergleich zu den Festkörperlaser — infolge obenerwähnter Gründe der Resonator große Abmessungen besitzen muß, die erforderliche Einstellgenauigkeit für Langzeitbetrieb kann mit Invar- oder Quarzdistanzstücken realisiert werden.

Zur Anregung des in Abb. 8.7 dargestellten Lasers dient ein Generator mit einer Frequenz von 27 MHz. Mit diesem kann in der Röhre durch von außen angelegte Elektroden eine Hochfrequenz-Gasentladung erzeugt werden. Die in der Entladung entstehende Ladungsdichte hängt stark von der die Gasentladung speisenden Hochfrequenzleistung ab. Der in Abb. 8.7 dargestellte He-Ne-Laser arbeitet bei einer Anregungsleistung von etwa 50 bis 80 W optimal. Die Ausgangsleistung beträgt 4 bis 15 mW, für die Divergenz des

Ausgangsbündels ergeben sich 32 Winkelsekunden. Die Polarisations-eigenschaften dieses Lasers sind bei der gewählten Laserkonstruktion derart, daß es keine bevorzugte Polarisationsrichtung gibt.

Die vorteilhaften Eigenschaften von Resonatoren mit sphärischen Spiegeln (Kapitel 6.) veranlaßten die Wissenschaftler, Gaslaser mit konfokalem Resonator zu bauen. Man beobachtete gerade bei dem Laser nach Abb. 8.7, daß die Entladung die in die Entladungsröhre eingebauten Spiegel schnell zerstört. Eine Unterbringung der Spiegel außerhalb der Laserröhre ist ebenfalls schwierig. Die Laserröhre muß dann nämlich mit solchen Fenstern verschlossen werden, bei denen der Reflexionsverlust wesentlich geringer ist als der bei der Grenzverstärkung des Gaslasers errechnete, maximal zulässige Wert von 0,1 bis 1%. Da die Reflexion an einer senkrecht zur Laserröhrenachse stehenden Glasplatte 4% beträgt (Kapitel 3.), ergab sich als einzige Möglichkeit, die Laserröhre auf eine sich aus den Fresnel-Gleichungen ergebende Weise mit Glasfenstern abzuschließen, die unter dem Brewster-Winkel angeordnet werden. Die parallel der Einfallsebene polarisierte Laserstrahlung geht in diesem Falle praktisch ohne Reflexionsverluste durch das die Laserröhre abschließende Fenster. Dies ist aber nur bei einer Laserstrahlung obiger Polarisation der Fall. Aus diesem Grund strahlt ein solcher He-Ne-Laser — besonders bei einer der Grenzverstärkung entsprechenden niedrigen Anregungsleistung — ein linear polarisiertes Bündel aus, da der Resonatorverlust für eine von der Einfallsebene der unter dem Brewster-Winkel angeordneten Fenster abweichende Polarisationssebene die Verstärkung  $\alpha \cdot L$  der Röhre übersteigt. Bei einer Anordnung gemäß Abb. 8.2 ergaben sich eine etwas höhere Divergenz des Bündels (etwa 3 Winkelminuten) und eine Leistung von 10 mW.

Wenn zur Anregung Spannungsimpulse an die Laserröhre gelegt werden, so daß die Feldstärke in der Röhre einige hundert Volt pro Zentimeter erreicht, erhalten wir eine Leistung auf der Laserwellenlänge von 0,5 W.

Die Erhöhung der Strahlungsleistung eines Gaslasers ist möglich, indem wir den Druck des als Lasermaterial dienenden Gases erhöhen. Mit einem He-Ne-Laser können wir, wenn der Heliumdruck auf 240 Torr und der Neondruck auf 5 Torr erhöht werden, bei einer Anregungsspannung von 35 kV, einem Anregungsstrom von 35 A und einer Wiederholungsfrequenz von 250 Hz eine Leistung von 84 W erzeugen.

Viele Nachteile für die Anwendung von hochfrequenz- bzw. impulsangeregten Lasern ergeben sich dadurch, daß die zeitliche Änderung der Anregung die Intensität des Austrittsbündels beein-

flußt. Nach längeren Versuchen gelang es, gleichstromangeregte Laser (siehe Abb. 8.3) zu bauen. Das von diesen ausgestrahlte Bündel ist praktisch zeitlich konstant, und seine Leistung liegt bei 10 bis 50 mW.

Sowohl der hochfrequenz- als auch der gleichstromangeregte Laser besitzen das gemeinsame Merkmal einer guten Monochromasie der Strahlung. Die Laserlinienbreite konnte schon bei den ersten Gaslasern mit Hilfe der üblichen spektroskopischen Methode schwer bestimmt werden. Als Ergebnis der Messungen ergab sich eine Linienbreite  $\Delta\nu \approx 10^4$  Hz. Die Monochromasie des Gaslasers ist  $\Delta\nu/\nu \approx 10^{-10}$ . Sie ist wesentlich besser als alles bisher in irgendeinem Bereich der elektromagnetischen Strahlung Erreichte. Eine weitere Schwierigkeit bei der Messung der Linienbreite ergibt sich dadurch, daß die Länge des Resonators (z. B. infolge thermischer Einflüsse) eine solche Verschiebung der der Linienmitte entsprechenden Wellenlänge verursachen kann, die ein Vielfaches der wahren Linienbreite beträgt. Zur Vermeidung dieser Erscheinung führt man Versuche an Gaslasern mit hoher Verstärkung durch, die im Resonator keine Spiegel, sondern diffuse Reflektoren besitzen. In diesem Falle ist nämlich die durch den Resonator bewirkte Rückkopplung frequenzunabhängig, und die Wellenlänge des Laserbündels wird ausschließlich durch die Eigenschaften des Lasermaterials bestimmt. Diese Laser können besonders günstig als Frequenzstandards verwendet werden.

Die oben beschriebenen Eigenschaften der von dem Gaslaser ausgesandten Strahlung ermöglichten die Beobachtung zahlreicher interessanter Erscheinungen. So können in einem Laser mit einem solchen Resonator, der mit Spiegeln ausgerüstet ist, die in einem weiten Frequenzbereich niedrige Verluste besitzen, zur gleichen Zeit mehrere Laserübergänge anschwingen. Die relative Intensität der Laserstrahlung mit den den obigen Übergängen entsprechenden unterschiedlichen Wellenlängen ist in Abhängigkeit vom Anregungsstrom in Abb. 8.8 dargestellt.

Wenn in einem Laser zur gleichen Zeit mehrere Übergänge erfolgen, ist dies bei den meisten Verwendungszwecken ungünstig. Aus diesem Grund ist es üblich, den Resonator durch solche optische Mittel zu ergänzen, mit deren Hilfe alle Wellenlängen mit Ausnahme der gewünschten unterdrückt werden können (Abb. 8.9). So ist z. B. in Abb. 8.9a der Verlust des Resonators bei der Wellenlänge von 33 900 Å praktisch unendlich groß, doch herrschen bei der gewünschten Wellenlänge von 6328 Å günstige Rückkopplungsverhältnisse. Mit Hilfe der in Abb. 8.9b dargestellten Lösung kann auch das Auftreten von Linien benachbarter Wellenlängen verhindert werden.

Wie wir wissen, beträgt die Frequenzdifferenz zwischen dem axialen und dem ersten außerhalb der Achse liegenden Mode etwa 1,3 MHz (Kapitel 6.); das entsprechende Schwebungsspektrum (Kapitel 3.) ist in Abb. 8.10 wiedergegeben, wenn wir das Licht des Gaslasers mit einem an einen Frequenzanalysator angeschlossenen Elektro-

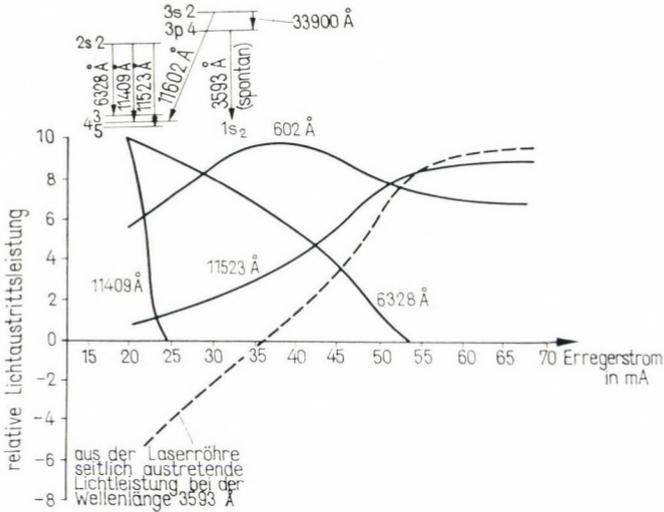


Abb. 8.8

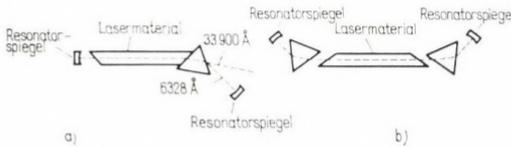


Abb. 8.9

nenervielfacher untersuchen. Auch die aufeinanderfolgenden Frequenzen der axialen Moden können selbstverständlich in dem Schwebungsspektrum entdeckt werden. Wenn nämlich ein Resonator auf einer Frequenz  $\nu_n$  schwingt, ist die Frequenz

$$\nu_{n+1} = \nu_n + \frac{c}{2L_0} \tag{8.22}$$

ebenfalls eine Resonanzfrequenz.

Da die atomare Linienbreite (Kapitel 3.) – in erster Linie als Folge des Doppler-Effektes – 900 MHz (Abb. 8.11) und  $\Delta\nu = c/2L_0$

bei  $L_0 = 100$  cm 150 MHz beträgt, kann man in dem Schwebungsspektrum Linien im Abstand von 150 MHz finden, wobei die in einem Abstand von 1,3 MHz infolge des Zusammenschwebens der axialen und der ersten außerhalb der Achse liegenden Moden entstandenen Linien dazwischen liegen.

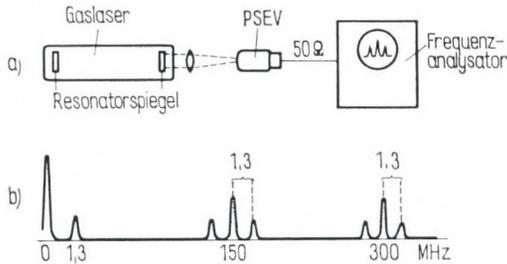


Abb. 8.10

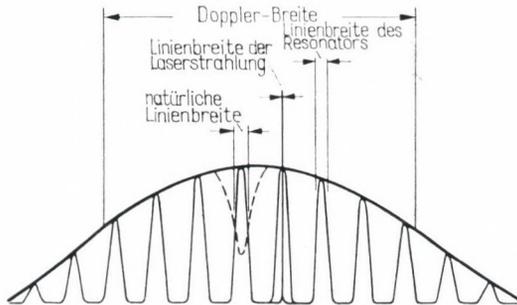


Abb. 8.11

Günstige Ergebnisse zeigen sich auf dem Gebiet der Stabilisierung der Frequenz von Lasern. In diesem Fall wird die aus dem Laser austretende Strahlung bestimmter Frequenz (z. B. mit einem stabilisierten Fabry-Perot-Interferenzspektroskop; Kapitel 4.) gemessen, und bei einer Abweichung von ihrem Nennwert wird sie mittels der Regelung der Länge der den Abstand der Resonatorspiegel bestimmenden Konstruktionselemente, z. B. mit Hilfe eines Magnetfeldes, darauf eingestellt. So kann eine Stabilität von

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} \approx 10^{-12}$$

für eine Zeitdauer von Sekunden erreicht werden.

Es ist bei Lasern mit einer günstigen Frequenzstabilität möglich, daß eine Schwebung zweier unabhängiger Laser mit nur wenig voneinander abweichenden Wellenlängen beobachtet wird. Das Blockschaltbild einer Einrichtung zum Untersuchen der Schwebungen sehen wir in Abb. 8.12. Mit dieser Einrichtung verwirklichen wir das in der Radiotechnik gut bekannte Heterodynprinzip in der Optik.

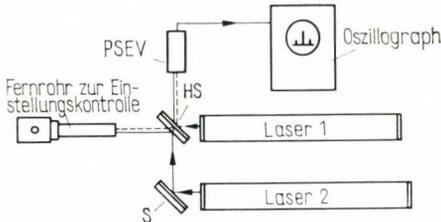


Abb. 8.12

Die Schwebung kann an der Änderung der Intensität des resultierenden Bündels — also des Ausgangssignals des Vervielfachers —, das durch die Vereinigung der beiden von den Lasern ausgestrahlten Bündel mit Hilfe von entsprechenden optischen Elementen (Spiegel  $S$  und halbdurchlässiger Spiegel  $HS$ ) erzeugt wird, mit der Differenzfrequenz beobachtet werden. Eine genauere Analyse des Schwebungssignals bietet eine gute Möglichkeit zu weiteren Schlußfolgerungen. So stellte sich aufgrund dieser Messungen heraus, daß die Monochromasie des Laserbündels über der mit Hilfe von optischen Mitteln gemessenen liegt und den im vorangehenden angegebenen Wert übersteigt. Es ergibt sich aus der genauen Analyse des Schwebungssignals für eine kurze Zeit eine Monochromasie der mit »1« und »2« bezeichneten Laser von  $\Delta\nu/\nu \approx 10^{-13}$  bis  $10^{-14}$ .

### 8.5. Der Kohlendioxid-Laser

Die Generation des Kohlendioxid-( $\text{CO}_2$ -)Lasers beruht ebenfalls auf den Stößen zweiter Art. Obwohl es schon gelang, in reinem  $\text{CO}_2$ -Gas bei elektrischer Entladung eine Generation zu erreichen, wird die Inversion bei Hochleistungslasern durch das Vorhandensein des  $\text{N}_2$ - bzw. He-Gases gesichert.

Dies ist der Gaslaser, der bei einem kontinuierlichen Betrieb zum Ausstrahlen höchster Leistung geeignet ist. Mit einem 5 m langen Laser können Leistungen in der Größenordnung von Kilowatt er-

reicht werden. Der Laser kann im Riesenimpuls- oder auch im Modensynchronisations-Betrieb angeregt werden.

Der  $\text{CO}_2$ -Laser zeichnet sich den anderen Lasern gegenüber weiterhin dadurch aus, daß er die Leistung der die Gasentladungsröhre speisenden elektrischen Stromquelle mit dem höchsten Wirkungsgrad in Lichtleistung umformt. Der bisher erreichte maximale Wirkungsgrad beträgt 30%.

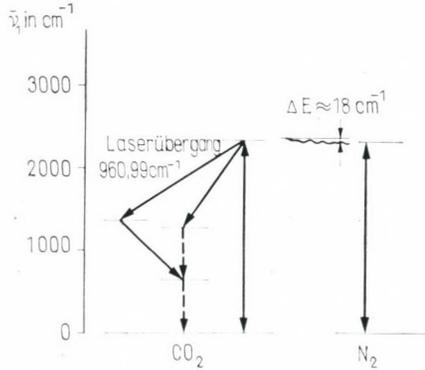


Abb. 8.13

Der Laser strahlt eine Infrarotstrahlung bei der Wellenlänge von  $10,6 \mu\text{m}$  aus.

Der Mechanismus des Entstehens einer Besetzungsinversion in einem  $\text{N}_2$ - $\text{CO}_2$ -Gemisch kann ebenfalls durch das Auftreten von Stößen zweiter Art (Abb. 8.13) erklärt werden. Die Niveaus beider Gase sind Vibrationsniveaus (Abschn. 2.4.).

Die neben den Vibrationsenergiezuständen auftretenden Rotationszustände bewirken, daß der Laser in einem verhältnismäßig breiten Band ausstrahlt. Der Doppler-Effekt ist weniger bedeutungsvoll, da die Frequenz um mehr als eine Größenordnung kleiner ist als bei der roten Linie des He-Ne-Lasers. Doch enthält die Strahlung infolge der Rotationsstruktur der Linie mehr als 40 Rotationskomponenten.

Die Bedeutung des He-Gases besteht darin, daß es die Entleerung des unteren Laserniveaus begünstigt.

Das untere Niveau liegt nahe dem Grundniveau, so ist auch seine thermische Besetzung entsprechend hoch (Abschn. 5.4.). Das Helium als ein gut wärmeleitendes Gas begünstigt die Kühlung des Gemisches. Zum Kühlen des Gases muß auch die Wandung

der Entladungsröhre gekühlt werden. Dies kann mit Wasser oder mit einem Gemisch von Alkohol und Trockeneis erfolgen.

Die optimale Leistung ergibt ein Gemisch von  $\text{CO}_2$ -He- $\text{N}_2$ . Da aber bei Vorhandensein von  $\text{N}_2$  während der Entladung auch Kohlenmonoxid (CO) entsteht, ist dies für die Generation ungünstig. Bei einem  $\text{CO}_2$ -Laser mit drei Gaskomponenten führt man aus diesem

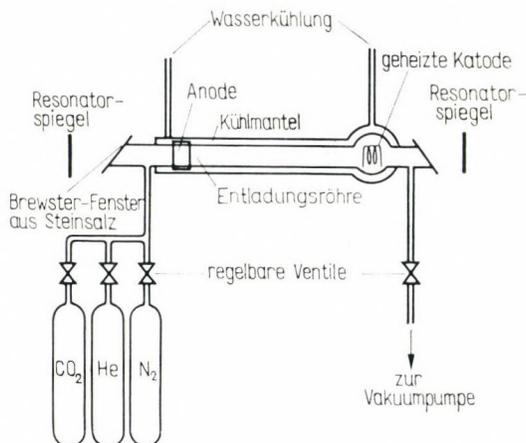


Abb. 8.14

Grunde einen ständigen Gasaustausch durch. Der Wirkungsgrad ist bei einem He- $\text{CO}_2$ -Gemisch etwas niedriger, doch kann die Entladungsröhre verschlossen betrieben werden.

Den Aufbau eines  $\text{CO}_2$ -Lasers zeigt Abb. 8.14. Da die ausgestrahlte Wellenlänge in den infraroten Bereich fällt, kann das Verschlußfenster nicht aus Glas gefertigt werden. Vielmehr verwendet man Fenster aus Steinsalz. Die Resonatorspiegel sind mit Gold beschichtet.

Wegen der hohen Verstärkung des Lasers kann die Auskopplung auch so erfolgen, daß bei der Verwendung eines sphärischen Resonatorspiegels im gegenüberstehenden Planspiegel ein kleines Loch gelassen wird (Beugungsauskopplung).

## 8.6. Der Argon-Ionen-Laser

Der  $\text{Ar}^+$ -Laser strahlt im sichtbaren Bereich die intensivste Strahlung (etwa 1 W) aus. Der Anregungsmechanismus beruht auf reinen Elektronenstößen. Da zwei Elektronen zur Anregung des

oberen Niveaus erforderlich sind (das erste ionisiert das neutrale Atom, das zweite regt das Ion an), sind zum Betreiben des Lasers ziemlich hohe Stromdichten notwendig. Die Stromdichte liegt in der Größenordnung von  $100 \text{ A/cm}^2$ . Es fließen in der Kapillare

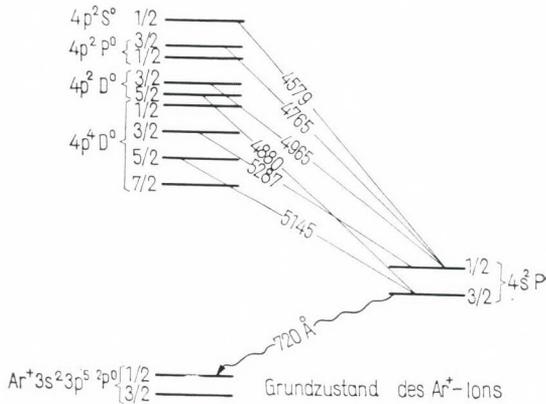


Abb. 8.15

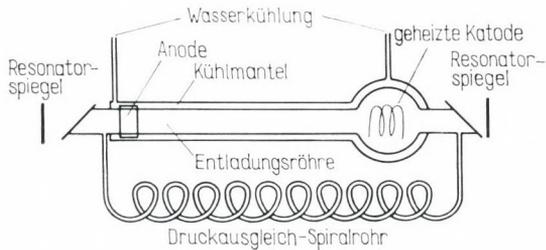


Abb. 8.16

mit einem Durchmesser von einigen Millimetern Ströme der Größenordnung von einigen zehn Ampere.

Der Argon-Ionen-Laser strahlt auf mehreren Wellenlängen. Das Termschema des Ions zeigt Abb. 8.15. Die intensivste Linie liegt bei  $4880 \text{ \AA}$ , doch können durch die Wahl des Reflexionsvermögens der Spiegel intensive Strahlungen bei den Wellenlängen von  $5145 \text{ \AA}$  und  $5287 \text{ \AA}$  erzeugt werden.

Wegen der hohen Stromdichte erwärmt sich die Wand der Entladungsröhre, sie muß daher gekühlt werden.

Es tritt wegen der hohen Stromdichte die Erscheinung des Gaspumpens auf. Die positiven Ionen bewegen sich infolge der Entladung in Richtung der negativen Elektrode und sammeln sich dort an. Die Ionendichte längs der Röhre ist nicht gleichmäßig. Von den negativen Elektronen wird das Füllgas von der Katode zur Anode mitgerissen, so daß an der Katode ein Druckabfall entsteht. Diese Inhomogenität führt zu einem Leistungsabfall und schließlich zur Rohrzerstörung. Aus diesem Grund muß man das aus neutralen Atomen bestehende Gas am anderen Ende der Röhre zurückführen. Zu diesem Zweck verbindet man die Enden der Entladungsröhre mit einem längeren dünnen Rohr (Abb. 8.16). Im dünnen Rohr erfolgt keine Entladung, da die dazu erforderliche Spannung zum Rohrdurchmesser umgekehrt und zur Rohrlänge direkt proportional ist.

### 8.7. Die Metaldampf-Laser

Die neuesten und vielversprechenden Laser enthalten Metaldämpfe. Die verwendeten Metalle sind Zn, Cd und Hg. Die Entladungsröhre enthält neben dem Metaldampf auch noch He-Gas.

Der Entstehungsmechanismus der Besetzungsinversion ist noch nicht geklärt. Eine der möglichen Ursachen ist die Penning-Ionisation. Wenn nämlich ein angeregtes He- und ein Metaldampfatom so zusammenstoßen, daß ein angeregtes Metallion und He im Grundzustand entstehen, ist für die Energieniveaus keine energetische Koinzidenz, wie das bei den He-Ne-Lasern erforderlich ist, notwendig. Das Schema des Stoßes sieht wie folgt aus:



Mit dem \* kennzeichneten wir den angeregten Zustand. Das bei der Reaktion austretende Elektron vermag kinetische Energie mitzunehmen. So ist eine Anregung auch dann möglich, wenn die Energie des metastabilen Zustandes vom He höher ist als die des Ions.

Da der Dampfdruck von Zn und Cd bei einer niedrigen Temperatur niedrig ist, muß die Wandung der Entladungsröhre geheizt werden. Bei dem Cd<sup>+</sup>-Laser genügt schon eine Wandungstemperatur von 200 °C, um den Laser zu betreiben.

### 8.8. Zusammenfassung

Zum Anregen der Gaslaser, zum Erzeugen der Besetzungsinversion, dient die elektrische Entladung. Ausnahmen bilden nur einige Laser, z. B. der Cs-Laser, bzw. einige auf der Dissoziation

Tabelle 8.1

aktive Atome	Anregung durch Stöße mit	Wellenlänge in $\mu\text{m}$	typische Ausgangsleistung in W	Betrieb	
Ne	He	3,39	0,01...0,1	kontinuierlich	
		1,153	0,01...0,05	kontinuierlich	
		0,6328	0,001...0,005 (eine trans- versale Mode)	kontinuierlich	
			0,01...0,1 (Multimode)	kontinuierlich	
Ar <sup>+</sup>	e	0,4579	0,001...0,01	} bis 100 W auf allen Wellenlängen gleichzeitig	kontinuierlich
		0,4765	0,001...0,01		kontinuierlich
		0,4880	0,001...0,01		kontinuierlich
		0,4965	0,001...0,01		kontinuierlich
		0,5017	0,001...0,01		kontinuierlich
		0,5145	0,001...0,1		kontinuierlich
Kr <sup>+</sup>	e	0,5682	0,001...0,1	kontinuierlich	
		0,6471	0,001...0,1	kontinuierlich	
Xe	He	3,507	0,01	kontinuierlich	
Cs	optischen Pumpen	7,18	0,0001	kontinuierlich	
Cd <sup>+</sup>	He	0,3250	0,01	kontinuierlich	
		0,4416	0,01...0,05	kontinuierlich	
		0,5337	0,01	Impuls	
Zn <sup>+</sup>	He	0,7479	0,01	kontinuierlich	
		0,7588	0,01	kontinuierlich	
Hg <sup>+</sup>		0,5677	5	Impuls	
		0,6150	5	Impuls	
N <sub>2</sub>		0,3372	1...10 <sup>5</sup>	Impuls	
CO <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>	10,53...10,65	0,1...10 <sup>3</sup>	kontinuierlich	

beruhende Laser. Da bei Festkörperlasern aus der Elektroenergie erst das Pumplicht, dann mit Hilfe des Pumplichtes die Besetzungsinversion erzeugt werden muß, fällt hier bei der Anregung eine Stufe aus. Somit ist der Aufbau des Gaslasers einfacher.

Ein Vorteil der Gaslaser besteht darin, daß die Divergenz des austretenden Bündels gering ist. Sie liegt bei einem Mode in der Größenordnung von Milliradian.

Gaslaser arbeiten sowohl im Impulsbetrieb als auch kontinuierlich. Einen Impulsbetrieb kann man einfach durch die Unterbrechung des speisenden elektrischen Stromes erreichen.

Wie aus Tabelle 8.1 zu entnehmen ist, kann man mit Gaslasern Licht in einem sehr großen Bereich erzeugen.

Der Nachteil der Gaslaser besteht darin, daß die ausgestrahlte Leistung nicht die des Impulsbetrieb-Festkörperlaser (z. B. in Güteschaltung) erreicht, doch strahlen sie in einem kontinuierlichen Betrieb mehr Energie aus als die Festkörperlaser.

## 9. Halbleiterlaser

### 9.1. Einführung

Schon bei der Entwicklung des ersten Lasers, des Rubinlasers, also schon 1960, entstand die Idee, auch Halbleiter als Lasermaterialien zu verwenden. Doch erst 1962 wurde der erste Halbleiterlaser verwirklicht.

Die Rolle der diskreten Energieniveaus übernehmen bei Halbleitern die Energiebänder (Abschn. 2.5.), zwischen denen (unter später genauer zu bestimmenden Bedingungen) ebenfalls strahlende Übergänge möglich sind. Einfachheit halber nehmen wir für das weitere an, daß in dem Halbleiter nur das Leitungs- und

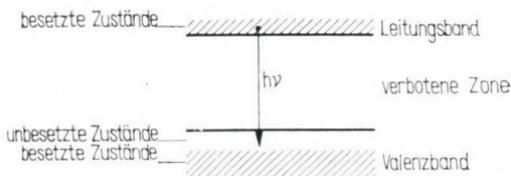


Abb. 9.1

das Valenzband vorhanden sind. Das Energieschema ist in Abb. 9.1 dargestellt. Elektronen des Leitungsbandes gehen in die leeren, von Elektronen nicht besetzten Zustände des Valenzbandes über, wobei jeweils ein Lichtquant der Größe  $h\nu$  ausgestrahlt wird. Das Problem ist bei Halbleitern das gleiche wie bei den anderen Materialien, die Erzeugung einer Besetzungsinversion.

Die am häufigsten verwendete Ausführung der Halbleiterlaser ist der sog. Injektionslaser. Dies sind entsprechend präparierte Halbleiterdioden, in denen bei Anlegen der Öffnungsspannung Strom fließt. Dieser Strom entsteht durch das Wandern von Elektronen bzw. Löchern. Der Strom injiziert Elektronen in das Leitungsband bzw. unbesetzte Zustände in das Valenzband, und die Besetzungsinversion entsteht unmittelbar infolge des elektrischen Stromes. (Die speisende Energiequelle ist auch bei den meisten Festkörper- bzw. Gaslasern das elektrische Netz, doch wird

diese Energie auf einem Umweg — durch optisches Pumpen, durch Anregung erster oder zweiter Art — zur Erzeugung der Besetzungsinversion verwendet.)

Der Halbleiterlaser, der unmittelbar die elektrische Energie in kohärente Strahlung umformt, kann einfach durch das Verändern des Stromes gesteuert werden. Die Einschaltzeit des Lasers ist kurz, sie beträgt nur  $10^{-10}$  bis  $11^{-11}$  s. Die Schaltgeschwindigkeit wird in erster Linie durch den Stromkreis und nicht durch physikalische Laserbedingungen bestimmt. Der Halbleiterlaser ist wegen seiner schnellen und einfachen Modulationsmöglichkeit für die Informationsübertragung geeignet. Auch logische Einheiten, wie sie in Rechenmaschinen verwendet werden, sind aus Halbleiterlasern aufzubauen.

Die Intensität der Halbleiterlaser ist kleiner als die der Festkörperlaser, und die optischen Eigenschaften wie Monochromasie und Divergenz sind wesentlich schlechter als die der Gaslaser. Ihr Wirkungsgrad ist aber sehr hoch, bei sehr niedrigen Temperaturen kann er sogar 70 bis 80% erreichen.

Die Abmessungen eines Halbleiterlasers sind klein, wegen der hohen Verstärkung beträgt die Länge des aktiven Teiles 1 mm oder weniger.

Im weiteren beschäftigen wir uns in Abschn. 9.2. mit der allgemeinen Frage, wie der Lasereffekt in Halbleitern entsteht, und in Abschn. 9.3. beschreiben wir die Injektionslaser. In Abschn. 9.4. geht es um weitere Methoden der Erzeugung einer Besetzungsinversion. Schließlich erläutern wir dann in Abschn. 9.5. die Steuerung von Injektionslasern.

## 9.2. Entstehung des Lasereffektes in Halbleitern

Die Erzeugung des Lasereffektes in einem Halbleiterlaser ist auf die Verteilung der Elektronen und der Löcher des Halbleitermaterials im Bandsystem bzw. auf die Änderung der Verteilung infolge des an das Material angelegten elektrischen Feldes (Abschn. 2.5.) zurückzuführen.

Untersuchen wir die Besetzungsverhältnisse in einem Halbleiter. Einfachheit halber befassen wir uns nur mit dem Leitungs- und mit dem Valenzband. Dabei vernachlässigen wir, daß — infolge von Verunreinigungen — auch in der verbotenen Zone erlaubte Zustände vorhanden sein können.

Die Besetzung der Energieniveaus mit Elektronen wird durch die Fermi-Verteilung bestimmt. Ein freies Elektron können wir durch seinen Impuls  $p_j$  kennzeichnen. Dieser Impuls kann keine

beliebigen Werte annehmen. In einem kubischen Gitter können diese Werte

$$p_j = \frac{h}{a}; \frac{h}{2a}; \frac{h}{3a} \quad (9.1)$$

betragen, wobei  $a$  die Periode des kubischen Gitters (die Gitterkonstante) ist.

Die Energie des Elektrons hängt vom Impuls ab:

$$E = E(p_j). \quad (9.2)$$

Die Besetzungszahl des Zustandes  $p_j$ , also die *mittlere* Anzahl der Elektronen im Zustand  $p_j$ , bestimmt die Fermi-Verteilung

$$f(p_j) = \left\{ 1 + \exp \left[ \frac{E(p_j) - F}{kT} \right] \right\}^{-1}, \quad (9.3)$$

wobei  $F$  die Fermi-Energie bedeutet.

Die Fermi-Verteilung trägt — wie dies Abb. 9.2a zeigt — bei einer Temperatur von 0 K

$$f(p_j) = \begin{cases} 1 & \text{bei } E < F, \\ 0 & \text{bei } E > F. \end{cases} \quad (9.4)$$

Da die Fermi-Energie gewöhnlich in der Größenordnung von einigen Elektronenvolt liegt und  $kT$  bei Zimmertemperatur gleich 0,02 eV ist, verändert sich die Verteilung infolge eines Temperatureinflusses kaum (siehe Abb. 9.2b). Von den Elektronen also, die weniger Energie als die Fermi-Energie besitzen, gelangen nur sehr wenige in einen höheren Energiezustand. Es ist weiterhin ersichtlich, daß im Gleichgewichtszustand weniger Elektronen in einem höheren Energiezustand sind als in einem tieferen. Es kommt also keine Besetzungsinversion zustande.

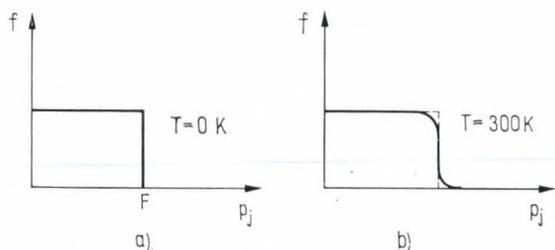


Abb. 9.2

Die Anzahl der Elektronen im Zustand  $E$  erhalten wir, wenn wir die Zustandsdichte berücksichtigen, also die Zahl derjenigen Fälle, in denen zu verschiedenen Impulswerten  $p_j$  die gleiche Energie  $E$  gehört. Die Zustandsdichte  $g(E)$  ist im wesentlichen der Grad der Entartung. Wir benötigen sie nicht in expliziter Form, sondern nur die Tatsache, daß in der verbotenen Zone  $g(E) = 0$  ist.

Das Fermi-Niveau liegt bei Halbleitern in der Mitte der verbotenen Zone. Die Verteilung zeigt Abb. 9.3.

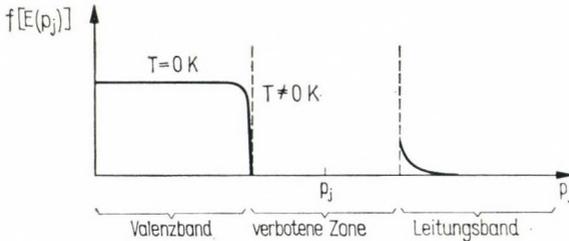


Abb. 9.3

Eine Besetzungsversion entsteht nur dann, wenn der Gleichgewichtszustand gestört wird. Wenn die Zahl der Elektronen im Leitungsband größer ist, als es dem Gleichgewichtszustand entspricht, so geben getrennte Fermi-Verteilungen die Elektronenverteilung in den Bändern an. Die Besetzungszahlen im Valenzband

$$f_v(p_j) = \left\{ 1 + \exp \left[ \frac{E(p_j) - F_v}{kT} \right] \right\}^{-1} \quad (9.5a)$$

und im Leitungsband

$$f_c(p_j) = \left\{ 1 + \exp \left[ \frac{E(p_j) - F_c}{kT} \right] \right\}^{-1} \quad (9.5b)$$

werden durch Fermi-Verteilungen gegeben, aber für das Valenzband mit einem Fermi-Niveau  $F_v$  und für das Leitungsband mit einem Fermi-Niveau  $F_c$ .

Die Verteilung ist in Abb. 9.4 dargestellt. Bei einem gestörten Gleichgewichtszustand existiert im Valenzband ein Bereich, in dem die Besetzung geringer ist als im Leitungsband höherer Energie.

Es scheint ein Widerspruch zu sein, wenn wir über einen gestörten Gleichgewichtszustand sprechen und trotzdem eine dem Gleichgewicht entsprechende Fermi-Verteilung annehmen. Dieses Vor-

gehen ist aber näherungsweise aus folgenden Gründen richtig. Ein aus dem Valenzband in das Leitungsband gelangtes Elektron fällt infolge spontaner Emission verhältnismäßig langsam in nur etwa  $10^{-9}$  s in das Valenzband zurück. Das Elektron gelangt, wenn es in dem Leitungsband eine Energie  $E > E_g$  (siehe Abb. 9.4) besitzt, infolge von Relaxationsvorgängen in einen nicht besetzten Zustand niedrigerer Energie im gleichen Band. Diese Relaxationsvorgänge sind sehr schnell, sie verlaufen in  $10^{-12}$  bis

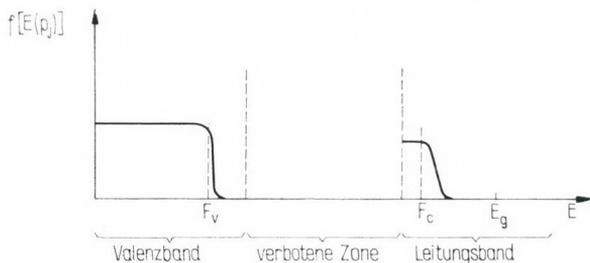


Abb. 9.4

$10^{-13}$  s. Es entsteht also für eine kurze Zeit von  $10^{-11}$  bis  $10^{-9}$  s ein Quasi-Gleichgewichtszustand, den wir mit den beiden Fermi-Verteilungen beschreiben.

Liegt eine Besetzungsinversion vor, so erfolgt dann eine Verstärkung, wenn die Anzahl der emittierten Photonen größer ist als die der absorbierten. Die Anzahl der absorbierten Photonen beträgt

$$n_a = BN_0 f_v(p_j) [1 - f_c(p_i)] \quad (9.6a)$$

und die der emittierten

$$n_e = BN_0 f_c(p_i) [1 - f_v(p_j)]. \quad (9.6b)$$

Die Fermi-Niveaus müssen nach der Verstärkungsbedingung  $n_e - n_a > 0$ , nach den Gleichungen (9.5a) und (9.5b) sowie nach

$$E_c(p_i) - E_v(p_j) = h\nu$$

die Beziehung

$$F_v - F_c > h\nu \quad (9.7)$$

erfüllen.

Die Verwendung eines Halbleiters als Lasermaterial ist außer an Gl. (9.7) an eine weitere wichtige Bedingung gebunden. Gl. (9.7)

bedeutet die *Energieerhaltung*, doch muß ebenfalls das Gesetz der *Impulserhaltung* gelten:

$$p_i - p_j = P, \quad (9.8)$$

wobei  $P$  der Impuls des Photons ist:

$$P = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}. \quad (9.9)$$

Nach einem Vergleich mit Gl. (9.1) erhalten wir für das Verhältnis der Impulse des Elektrons und des ausgestrahlten Photons

$$\frac{p_i}{P} \simeq \frac{\lambda}{a}. \quad (9.10)$$

Da die Gitterkonstante  $a$  in der Größenordnung von  $10^{-8}$  cm = 1 Å und die Wellenlänge des Lichtes bei 10 000 Å liegen, beträgt

$$\frac{p_i}{P} \simeq 10^3 \dots 10^4.$$

Der Elektronenimpuls ist also viel größer als der Photonenimpuls. Aus diesem Grunde sind nur solche Übergänge möglich, bei denen der Elektronenimpuls sowohl für das Valenz- als auch für das Leitungsband gleich groß ist, also

$$p_i = p_j \quad (9.11)$$

gilt. Eine praktisch sehr wichtige Folge der Bedingung der Impulserhaltung ist, daß nicht alle Halbleiter zum Bau von Lasern geeignet sind. Die Energie ist bei Festkörpern eine sehr komplizierte Funktion des Impulses. Zwei solche Funktionen zeigen wir in Abb. 9.5. Die untere Kurve entspricht in beiden Teilbildern der Energieverteilung im Valenzband, die obere Kurve der im Leitungsband.

Bei Abb. 9.5a entspricht das Energiemaximum des Valenzbandes dem gleichen Impulswert, bei dem auch das Minimum des Leitungsbandes liegt. Wenn wir berücksichtigen, daß im Zustand des Quasigleichgewichtes gerade im oberen Teil des Valenzbandes unbesetzte bzw. im unteren Teil des Leitungsbandes besetzte Energiezustände vorhanden sind, ist ein strahlender Übergang zwischen den beiden Bändern möglich. Die Halbleiter mit einem Energieschema entsprechend Abb. 9.5a sind sog. direkte Halbleiter. Hierzu zählen GaAs, InP und Legierungen einiger Elemente der III. und V. Periode des periodischen Systems.

Bei Abb. 9.5b gehören das Maximum des Valenzbandes und das Minimum des Leitungsbandes nicht zum gleichen Wert. Dann wird

die Bedingung des Impulserhaltungssatzes allein bei Photoemission nicht erfüllt. Es ist erforderlich, daß das Elektron seinen Impuls z. B. dem Gittersystem in Form von Gitterschwingungen (Phononen) abgibt. Theoretisch kann der Halbleiter auch in diesem Falle als Laser benutzt werden, doch es ist offensichtlich, daß die Übergangswahrscheinlichkeit abnimmt, wenn gleichzeitig Photonen und Phononen emittiert werden müssen. Ein Energieschema entsprechend Abb. 9.5b besitzen leider die meistverwendeten Halbleiter,

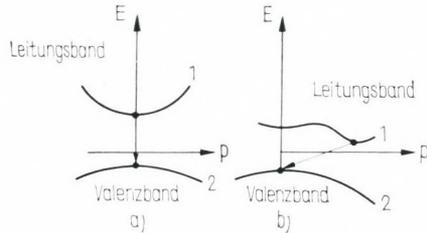


Abb. 9.5

das Si und das Ge, aber auch mehrere Verbindungen des Types  $A_{III}B_V$ . Es gelang bisher noch nicht, aus solchen Materialien Laser zu bauen, obwohl schon die spontane Emission von Si beobachtet wurde.

Die Rolle der Temperatur ist an Hand der Fermi-Verteilung klar. Je niedriger die Temperatur ist, um so weniger sind die oberhalb der Fermi-Energie liegenden Energiezustände besetzt. Für eine kleine Besetzungsinversion reicht es schon, bei einer niedrigen Temperatur leere obere Energiezustände des Valenzbandes zu erzeugen. Der Wirkungsgrad und die Schwelleninversion von Halbleitern sind stark temperaturabhängig.

### 9.3. Injektionslaser

Das Fermi-Niveau von geringer dotierten Halbleitern liegt in der Mitte der verbotenen Zone. Bei stark dotierten Halbleitern ( $10^{17}$  bis  $10^{18}$  Fremdatome/cm<sup>3</sup>) beeinflusst die Dotierung die Lage des Niveaus. Bei Störstellen des  $n$ -Typs fällt das Fermi-Niveau in das Leitungsband, bei denen des  $p$ -Typs fällt es in das Valenzband. Stark dotierte Halbleiter bezeichnen wir gerade wegen der Lage des Fermi-Niveaus als entartete Halbleiter.

Zwischen zwei Halbleitern des  $n$ - und  $p$ -Typs liegt ein Übergangsgebiet. Ohne äußeres Potential fallen die beiden Fermi-

Niveaus zusammen (Abb. 9.6a). Wenn wir an den Teil des  $n$ -Typs negative, an den des  $p$ -Typs positive Spannung anlegen, verschiebt sich das Potential der beiden Bereiche (Abb. 9.6b). Ein Strom fließt in die Diode, in der Übergangsschicht erfolgt eine Elektron-Loch-Rekombination, und es entsteht — wie dies die Abbildung zeigt — ausschließlich als Folge des Stromes die Besetzungsinversion.

Wir benötigen zur ausführlichen Diskussion des Lasereffektes die Anzahl  $n_s$  der Quanten, die infolge einer spontanen Emission

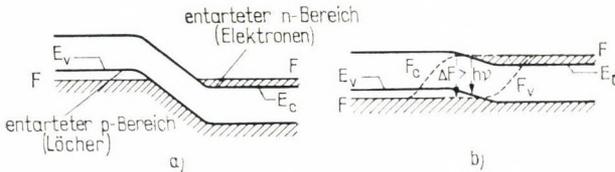


Abb. 9.6

aus der Volumeneinheit des Überganges bei einer Stromstärke  $j$  des durch den  $p$ - $n$ -Übergang fließenden Stromes austreten, also den Ausdruck

$$n_s = \frac{j\eta}{ed}, \tag{9.12}$$

wobei  $\eta$  die mittlere Anzahl der von einem Ladungsträger ausgelösten Lichtquanten,  $d$  die Eindringtiefe der elektrischen Feldstärke und  $e$  die Elementarladung bedeuten. Für  $\eta$  ergibt sich bei GaAs bei der Temperatur des flüssigen Stickstoffs 0,7.

Wenn wir die bei der Erläuterung der Besetzungsinversion aufgestellten allgemeinen Zusammenhänge (Kapitel 5.) berücksichtigen, erhalten wir für die Verstärkung

$$\alpha^* = \frac{j\eta}{edpv} \left( N_2 - N_1 \frac{g_2}{g_1} \right). \tag{9.13}$$

Hierbei ist  $p$  bei einer durch die Lorentz-Funktion anzunähernden atomaren Linie (Kapitel 3.) gegeben durch

$$p = 8\pi v^2 \frac{V}{v^3}, \tag{9.14}$$

wobei  $v$  die Lichtgeschwindigkeit im Halbleiter und  $V$  das Volumen des Materials bedeuten.

Wenn wir die im Halbleiter vorhandenen Verluste der Verstärkung  $\alpha^*$  gleichsetzen, erhalten wir unter Berücksichtigung der obigen Gleichungen für die minimale Stromdichte  $j_{\min}$ , die zur Erzeugung einer negativen Absorption notwendig ist,

$$j_{\min} = \frac{8\pi ed \Delta\nu}{\eta \left(1 - \frac{N_1}{N_2}\right) \lambda^2} \left(G + \frac{\ln R^{-1}}{d}\right), \quad (9.15)$$

wobei  $\Delta\nu$  die Halbwertsbreite der Linie,  $R$  den auf die Strahlungsleistung bezogenen Reflexionskoeffizienten,  $G$  den Absorptionsfaktor,  $N_2$  die Anzahl der Ladungsträger im Übergang vor der Rekombination und  $N_1$  die Anzahl der während des Vorganges an der Rekombination beteiligten Ladungsträger bedeuten. Bei der Umformung der Gl. (9.15) wurde angenommen, daß  $g_1 = g_2$  ist.

Entsprechende Versuchsergebnisse ergaben, daß eine negative Absorption in der Mitte der Übergangsschicht in einer Schichtdicke der Größenordnung von  $10^{-4}$  cm vorliegt. Für  $G$  und  $\frac{\ln R^{-1}}{d}$  ergeben sich größenordnungsmäßig  $30 \text{ cm}^{-1}$ .

Die Wellenlänge der Halbleiterlaser hängt nicht nur von den Eigenschaften des ausgewählten Materials ab, sondern auch von der Temperatur und der Stromdichte oberhalb der Schwelle. Die Breite des verbotenen Bandes ändert sich infolge Temperaturänderung. Die Bandbreite beträgt z. B. bei reinem GaAs

$$E_g = 1,521 - 1,21 \cdot 10^{-6} \cdot T^2 \quad \text{in eV.}$$

Die Frequenz des ausgestrahlten Lichtes nimmt mit dem Strom, der den Laser speist, zu. Dies kann teilweise damit erklärt werden, daß die Anzahl der im Leitungsband vorhandenen Elektronen, also auch das Fermi-Niveau mit dem Strom ansteigen.

Wegen der kleinen Abmessungen der Kristalle ist die Zahl der Moden klein. Da  $L/\lambda \simeq 10^3$  ist, werden bei einem verhältnismäßig breiten Spektrum nur wenige Moden angeregt. Im Gegensatz zu Festkörper- und Gaslasern muß hier bei Bestimmung der Modenzahl die starke Dispersion berücksichtigt werden. Wenn die Resonanzbedingung bei einer gegebenen Frequenz erfüllt wird, also

$$\nu = \frac{qc}{2L n(\nu)}$$

ist, dann ändert sich der Abstand benachbarter Moden

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L} \frac{1}{n(\nu) + \nu \frac{dn(\nu)}{d\nu}}$$

schneller, als dies bei Festkörperlaseren der Fall ist. Der am meisten verwendete Injektionslaser ist die GaAs-Diode. Störstellen sind Zn (*p*-Typ) und Te (*n*-Typ).

Wir zeigen in Abb. 9.7 den Aufbau eines GaAs-Lasers und auch die Verteilung der ausgestrahlten Intensität um den das Licht aussendenden aktiven Bereich. Die Abmessungen des Lasermaterials betragen im allgemeinen in allen Richtungen etwa 1 mm. Da das GaAs an der Grenzfläche GaAs—Luft einen hohen Brechungsindex besitzt, entsteht ohne jegliche Verspiegelung bei einer Wellenlänge von 8400 Å eine Reflexion von 35%. Um zu erreichen, daß die Laserstrahlung nur in einer Richtung austritt, läßt man das eine der beiden parallelen Stirnflächenpaare unbearbeitet. Die Divergenz der austretenden Strahlung beträgt etwa 2,5°. Die Intensi-

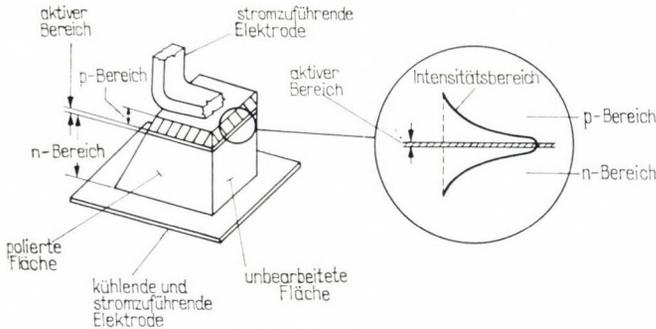


Abb. 9.7

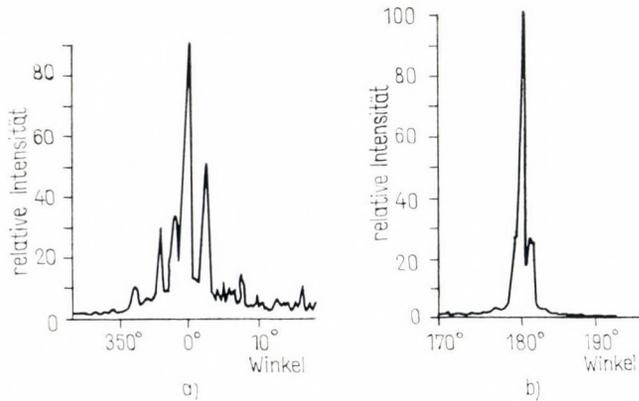


Abb. 9.8

tätsverteilung zweier typischer GaAs-Laser in Abhängigkeit vom Winkel zeigt Abb. 9.8.

Das Entstehen des Lasereffektes in Abhängigkeit von der Stromstärke des durch den  $p$ - $n$ -Übergang fließenden Stromes zeigt Abb. 9.9. Der minimale Wert des Anregungsstromes ( $j_{\min}$ ) ist stark von der Temperatur abhängig. So beträgt  $j_{\min}$  z. B. bei 20 K nur 100 A/cm<sup>2</sup>,

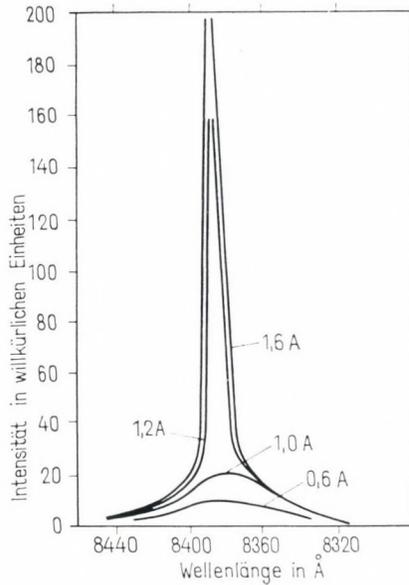


Abb. 9.9

zum Erreichen des gleichen Effektes ist bei 300 K schon  $j_{\min} = 10^5$  A/cm<sup>2</sup> erforderlich. Wenn Halbleiterlaser durch kurze elektrische Impulse angeregt werden, können Spitzenleistungen von 100 W im Laserimpuls erreicht werden, doch kann die mittlere Leistung den Wert von 1 W nicht übersteigen.

Die Linienbreite der von einem GaAs-Halbleiterlaser ausgesandten Strahlung beträgt 1 bis 100 Å, und sie verringert sich stark mit der Erhöhung des Anregungsstromes.

Die wichtigsten Eigenschaften der GaAs-Laser haben wir in Tabelle 9.1, die von anderen Halbleiter-Lasermaterialien in Tabelle 9.2 zusammengefaßt.

Tabelle 9.1

Donator- und Akzeptorkonzentration in $\text{cm}^{-3}$	Wellenlänge der Laserstrahlung in Å	Linienbreite in Å	Schwellenstromdichte in $\text{A}/\text{cm}^2$	Brechungsindex	Bemerkung
$10^{16}$	8240	28 bei 77 K	$10^3$	3,6	
$10^{18}$	9020	250 bei 295 K	$10^5$		
	8452	150 bei 77 K	$10^4$		
	8370	100 bei 4,2 K	700		
$10^{18}$	7100	125 bei 77 K	$10^4$ (bei 300 K)		GaAs

Tabelle 9.2

Material	Wellenlänge der Laserstrahlung in Å	Linienbreite in Å	Schwellenstromdichte in $\text{A}/\text{cm}^2$
$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	20700	500 bei 1,9 K	$3 \cdot 10^4$
	17700	500 bei 1,9 K	$1,6 \cdot 10^4$
InAs	31500	3800 bei 77 K	$1,6 \cdot 10^4$
	31120	1100 bei 4,2 K	$1,3 \cdot 10^4$
InP	9100	160 bei 77 K	$5,8 \cdot 10^3$
	9030	810 bei 4,2 K	$1,3 \cdot 10^3$
$\text{InP}_{0,49}\text{As}_{0,51}$	16020	600 bei 77 K	$(6 \dots 13) \cdot 10^3$
InSb	51800	650 bei 1,7 K	$1,4 \cdot 10^3$

Seit kurzem gelangen das Indiumantimonid (InSb) und das Indiumphosphid (InP) in den Mittelpunkt des Interesses, da zu erwarten ist, daß sie auch bei höheren Temperaturen mit einer annehmbaren Folgefrequenz zu betreiben sind.

#### 9.4. Weitere Anregungsmethoden von Halbleiterlasern

Die hohe Divergenz, die infolge der dünnen Übergangsschicht bei den Halbleiterlasern auftritt, ist nachteilig. Wesentlich geringere Divergenzen würden auftreten, wenn der gesamte Halbleiterkristall strahlen würde.

Eine Methode der Volumenanregung ist der Beschuß mit Elektronen hoher Energie (einige hundert Kiloelektronenvolt). Diese Elektronen dringen etwa 1 mm tief in den Kristall ein, wobei sie

ihre Energie verlieren. Einen Teil der Energie übernehmen — infolge von Stößen — Valenzelektronen des Halbleiters und gelangen so in das Leitungsband.

Dicke Schichten können durch optisches Pumpen nicht angeregt werden. Es ist zum Pumpen erforderlich, daß die anregenden Pho-



Abb. 9.10

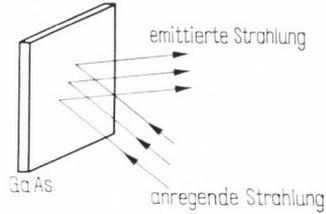


Abb. 9.11

tonen eine höhere Energie  $h\nu$  besitzen, als es der Breite der verbotenen Zone entspricht (Abb. 9.10). Das Material weist aber bei diesen Energien eine sehr hohe Absorption auf, weshalb nur sehr dünne Schichten angeregt werden. Wenn aber die Besetzungsinversion hoch genug ist, kann auch die Verstärkung einer dünnen Schicht groß sein. Es gelang schon, einen sehr dünnen GaAs-Kristall durch das Licht eines gütegeschalteten Rubinlasers anzuregen. Der Halbleiter strahlte infolge der Rubinlaser-Strahlung induziert. Diese

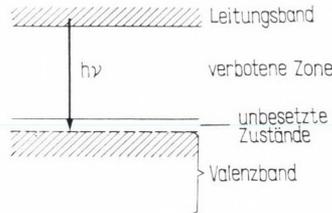
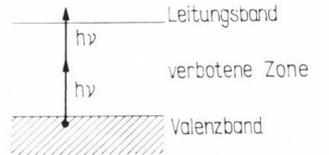


Abb. 9.12

Anordnung erhielt die Bezeichnung »leuchtender Spiegel« (Abb. 9.11).

Eine andere mögliche Anregungsmethode hohen Wirkungsgrades besteht darin, daß die Frequenz  $\nu$  des den Kristall bestrahlenden Lichtes nur etwa halb so groß ist wie die der verbotenen Zone entsprechende Frequenz  $E_g/h$  (Abb. 9.12). Bei solchem Licht ist der Kristall durchsichtig, da die Elektronen infolge der Anregung in das verbotene Band gelangen würden. Wenn die Anregungsstrahlung sehr intensiv ist, können die Elektronen auch zwei Photonen absorbieren und gelangen so in das Leitungsband. Auf diese Weise kann ein GaAs-Laser mit einem Nd-Glas-Laser gepumpt werden.

### 9.5. Steuerung von Injektionslasern

Es gibt unter den Halbleiterlasern einen, der seinem Aufbau nach dem der in der Elektronik gebräuchlichen Multivibratoren gleicht. Ein solcher Laser besitzt zwei Zustände: Er erzeugt eine oder keine kohärente Strahlung. Diese beiden Zustände können mit einem kurzen Trigger-Signal, das das System aus dem einen in den anderen Zustand bringt, eingestellt werden. Ein solches System ist die sog. Doppeldiode (Abb. 9.13). Wenn wir die eine Schicht der Diode, z. B. die  $p$ -Schicht, bis zur Übergangsschicht durchtrennen, entstehen zwei Dioden, deren Ströme  $I_1$  und  $I_2$  getrennt steuerbar sind. Wir setzen das System zwischen die Resonatorspiegel  $S_1$  und  $S_2$  (die Resonatoren können die entsprechenden Stirflächen der Dioden sein). Wir wählen jetzt den durch den Diodenteil 1 fließenden Strom so groß, daß dieser größer ist als der Schwellenstrom der Diode. Das bedeutet, daß unser Laser — falls er aus dem

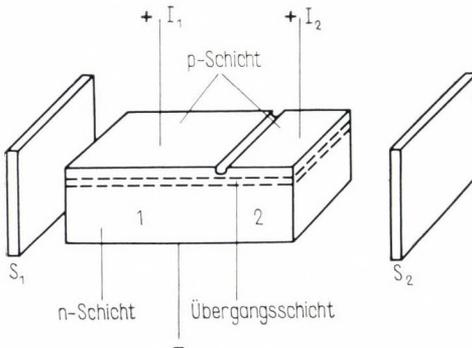


Abb. 9.13

Diodenteil 1 bestehen würde – generieren würde. Dies reicht aber noch nicht aus, die gesamte Doppeldiode generieren zu lassen, da der Diodenteil 2 noch absorbieren kann. Wenn auch der durch den Diodenteil 2 fließende Strom den Schwellenwert überschreitet, wird auch dieser Teil der Diode arbeiten, d. h., es wird der gesamte Doppeldiodenlaser generieren.

Wenn aber der Strom  $I_2$  kleiner als diese Schwelle ist, dann sind die Absorptionsverluste des Diodenteils 2 höher als seine Verstärkung.

Die Absorption des Diodenteils 2 kann jedoch mittels des Stromes verändert werden. Wenn dieser Strom kleiner ist als ein bestimmter Stromwert  $A$ , also

$$I_1 < A$$

ist, dann kann die Doppeldiode keinesfalls arbeiten. Diese Schwelle bezieht sich auf die gesamte Doppeldiode, selbstverständlich ist sie aber von dem Strom  $I_1$  und der Länge der Übergangsschichten abhängig.

Wenn jedoch der Strom  $I_2$  einen Wert  $B$  übersteigt, also

$$I_2 > B$$

ist, dann sind die Absorptionsverluste in jedem Fall kleiner als die Verstärkung des Diodenteils 1, und das System generiert immer. Der Wert  $B$  ist ebenfalls eine Funktion des Stromes  $I_2$  und der geometrischen Abmessungen des Systems, doch ist er immer noch kleiner als der Schwellenstrom des Diodenteils 2. So kann also der Diodenteil 2 allein nicht generieren. Oberhalb des Wertes  $B$  ist die Absorption des Diodenteils 2 immer kleiner als die Verstärkung des Diodenteils 1.

Nach unserer Annahme gibt es also einen Bereich

$$A < I_1 < B, \quad (9.17)$$

in dem der Laser zwei stabile Zustände besitzt, in einem generiert er, und in dem anderen generiert er nicht.

Wir verzichten auf den ziemlich langen mathematischen Beweis und behandeln nur quantitativ die Funktion dieses Systems. Wenn die gesamte Doppeldiode nicht generiert, werden die Besetzungsverhältnisse im Leitungs- und Valenzband durch die Injektionsströme  $I_1$  und  $I_2$  sowie durch die spontane Emission der Diode bestimmt.

Es falle nun eine intensive elektromagnetische Strahlung auf die Diode, z. B. aus einem äußeren Halbleiterlaser. Wenn diese Strahlung intensiv genug ist, kann sie die Besetzungsverhältnisse der Doppeldiode entscheidend verändern. Durch optisches Pum-

pen ändern sich die Besetzungsverhältnisse in dem Diodenteil 2, und es gelangen mehr Elektronen in das Leitungsband. Dadurch verringert sich die Absorption des Diodenteils 2. Werden aber die Absorptionsverluste infolge des äußeren Pumpens geringer als die Verstärkung des Diodenteils 1, dann fängt die gesamte Doppel-diode an, als Laser zu generieren. Die äußere Lichtquelle kann dann ausgeschaltet werden, da der Laser selbst schon so viel Licht erzeugt, daß er die günstigen Besetzungsverhältnisse des Diodenteils 2 aufrechterhält. Es genügt also, mit einem Lichtimpuls die Doppel-diode zu »beleuchten«, um sie anschließend allein arbeiten zu lassen.

Ein Einschalten kann man selbstverständlich auch auf elektrischem Wege durchführen. Wenn wir den Strom des Diodenteils 1 bis über den stationären Wert  $I_1$  steigern, kann die Verstärkung die Verluste des Diodenteils 2 übertreffen. Damit beginnt der Laser zu generieren. Danach kann man den stationären Zustand wieder herstellen. Entsprechend kann das Zünden des Lasers durch eine momentane Erhöhung des Stromes  $I_2$  erfolgen.

Das »Ausschalten« des Lasers kann auch dadurch erfolgen, daß die Ströme für kurze Zeiten herabgesetzt werden. Wenn der Laser ausgeschaltet ist, wird er durch den stationären Zustand solange nicht wieder in Betrieb gesetzt, bis ein neuer Steuerimpuls gegeben wird.

Über die Anwendung von Lasern mit Doppeldioden sprechen wir in Kapitel 11.

## 10. Flüssigkeitslaser

### 10.1. Einführung

Im Laufe der Entwicklung ergab sich die Frage, ob nach Kenntnis der Anregungs- und Emissionseigenschaften der Festkörperlaser an Stelle optisch gepumpter lumineszierender Kristalle nicht auch optisch gepumpte lumineszierende Flüssigkeiten zu verwenden sind. Flüssigkeiten scheinen sehr vorteilhafte Medien zu sein, da die Herstellung eines einwandfreien, optisch weitgehend homogenen Kristalls sehr aufwendig und kostspielig ist und eine Flüssigkeit keine optischen Inhomogenitäten besitzt. Eine Lösung dieses Problems im physikalischen Sinn gibt der  $\text{Nd}^{3+}$ -Glas-Laser (Kapitel 7.), da auch Glas eine Flüssigkeit ist. Echte Flüssigkeiten besitzen aber mehrere Vorteile. Die Konzentration der Lumineszenzzentren ist leicht zu ändern, die Geometrie des aktiven Materials bestimmt die Küvette, und die bei der optischen Anregung erforderliche Kühlung ist dadurch leicht zu realisieren, daß die Flüssigkeit zirkuliert.

Eine auf der Hand liegende Lösung besteht darin, die Ionen Seltenen Erden als aktive Zentren zu verwenden (Abschn. 7.5.). Ein Problem ist hierbei, daß die ständige Bewegung der Moleküle in der Flüssigkeit einen Einfluß auf die Lebensdauer des Phosphoreszenzniveaus und auf den Lumineszenz-Wirkungsgrad ausübt. Wenn die Lebensdauer des oberen Laserniveaus kurz ist, ist die optische Anregung schwer zu verwirklichen. In Abschn. 10.2. berichten wir über Laser, bei denen es gelang, diese Probleme zu lösen.

Die Farbstofflaser besitzen vollkommen andere Eigenschaften. Farbstoffe sind komplizierte organische Moleküle und, wie bereits ihr Name sagt, absorbieren sie außerordentlich stark. Während der Absorptionswirkungsquerschnitt der Ionen von Seltenen Erden bei etwa  $10^{-20}$   $\text{cm}^2$  liegt, besitzt ein Farbstoffmolekül Wirkungsquerschnitte in der Größenordnung von  $10^{-16}$   $\text{cm}^2$ . Die Farbstofflaser sind typische Molekularlaser. Bei der Absorption oder Emission des Lichtes spielen Elektronen eine Rolle, die nicht an ein einzelnes Atom oder an ein einzelnes Ion, sondern an ein ganzes Molekül gebunden sind. Die Lebensdauer des angeregten Zustandes ist wesentlich ungünstiger als die der Festkörperlaser, sie beträgt  $10^{-8}$  bis  $10^{-9}$  s. Das optische Pumpen kann mit Hilfe eines anderen

(Rubin-, Nd-)Lasers oder mit speziellen schnellen Blitzlampen erfolgen. Gegenüber den Schwierigkeiten erhält man andererseits aber eine ausgezeichnete Eigenschaft: *Die Frequenz des ausgestrahlten Lichtes ist bei Farbstofflasern verhältnismäßig leicht abstimmbaar.* Die Farbstofflaser beschreiben wir in Abschn. 10.3.

## 10.2. Flüssigkeitslaser mit Ionen Seltener Erden

Die starke, innerhalb der Flüssigkeit vorhandene Bewegung beeinflusst, wie wir es oben beschrieben haben, die vorteilhaften Lumineszenzeigenschaften der Ionen Seltener Erden. Das Term-System der leuchtenden Zentren und die Lebensdauer des angeregten Zustandes werden nicht nur durch das innere Feld des Atoms, der Ionen usw. bestimmt, sondern auch durch das Feld der sie umgebenden Moleküle. Die innere Bewegung in Flüssigkeiten ist stärker als in Festkörpern, die Dichte jedoch annähernd gleich. Die ständigen Änderungen des äußeren Feldes besitzen einen stärkeren Einfluß als bei Festkörpern. Dieser Einfluß ist zu unterdrücken, wenn die Ionen so in die Moleküle eingebaut werden, daß sie im Inneren der Moleküle gebunden sind. So schützt das Molekül die Ionen vor äußeren Einflüssen. Dieser Aufgabe entsprechen die sog. *Chelate*. Diese sind komplexe Verbindungen, die aus Benzoylazetonat (Abb. 10.1a) oder Dibenzoylmethan (Abb. 10.1b) zu Ionen aufgebaut sind. Drei Ionen bilden mit dem dreiwertigen Ion der Seltenen Erden ein komplexes Molekül, wie es Abb. 10.1c zeigt. Das im Inneren des Komplexes gebundene Ion einer Seltenen Erde behält seine ursprünglichen spektralen Eigenschaften bei.

Die komplexen Moleküle absorbieren sehr stark im ultravioletten Bereich. Das optische Pumpen erfolgt nicht nur über die für das ursprüngliche Ion charakteristischen Absorptionsbanden, sondern auch das angeregte Chelat-Molekül ist fähig, seine Energie dem Ion der verwendeten Seltenen Erde zu übertragen.

In Chelat-Lasern wurden bis jetzt  $\text{Eu}^{3+}$ -,  $\text{Tb}^{3+}$ - und  $\text{Dy}^{3+}$ -Ionen verwendet. Der Europiumchelate-Laser zeichnet sich dadurch aus, daß er einen hohen Wirkungsgrad besitzt. Die Wellenlänge des emittierten Lichtes beträgt 6130 Å.

Die günstigen Lumineszenzeigenschaften von Ionen Seltener Erden kann man auch anders beibehalten. Das Vorhandensein von leichten Atomen, in erster Linie von Wasserstoff, beeinträchtigt die Lumineszenz von Elektrolyten mit Neodym-Gehalt. Ein Lösungsmittel ohne Wasserstoff ist das Selenoxychlorid. Wenn wir  $\text{SeOCl}_2$  mit einer Säure ohne Wasserstoff (z. B.  $\text{SnCl}_3$  oder  $\text{SbCl}_3$ )

ansäuern, entsteht ein  $\text{SeOCl}_3$ -Ion, das mit Neodymchlorid reagiert:



Die ursprünglichen Lumineszenzeigenschaften des  $\text{Nd}^{3+}$ -Ions bleiben erhalten, die Lebensdauer des oberen Niveaus des Laserüberganges beträgt  $120 \mu\text{s}$ .

Der Nd- $\text{SeOCl}_2$ -Laser zeichnet sich durch seinen hohen Wirkungsgrad aus, den nur die ebenfalls Nd-haltigen Kristallaser übersteigen. Obwohl die Flüssigkeit ziemlich viskos ist, kann man sie zirkulieren lassen. Der einzige Nachteil ist, daß  $\text{SeOCl}_2$  stark

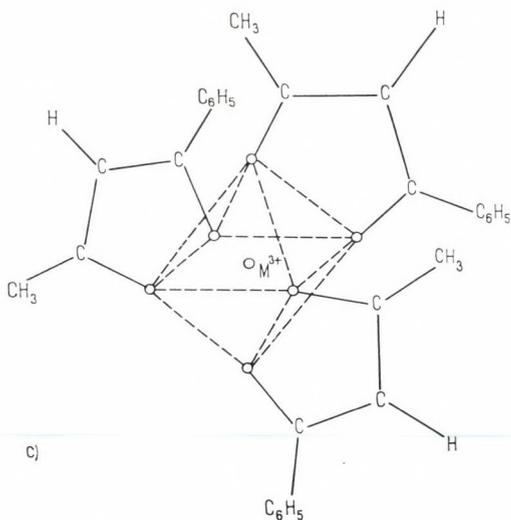
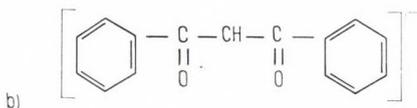
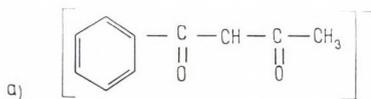


Abb. 10.1

giftig ist. Aus diesem Grund muß mit dem Laser unbedingt vorsichtig umgegangen werden, um das Ausfließen der Lösung infolge einer Blitzlampenexplosion zu verhindern.

Die ausgestrahlte Wellenlänge beträgt  $1,056 \mu\text{m}$ , die erzeugte Energie kann einige hundert Joule betragen.

### 10.3. Farbstofflaser

Die Farbstofflaser arbeiten aufgrund der molekularen Photolumineszenz (Abschn. 3.5.).

Ein typisches Farbstoffmolekül, Chlor-Aluminium-Phthalocyanin, zeigt Abb. 10.2. Die punktierte Linie entspricht den sog. Elektronenbahnen. Diese Elektronen verursachen die hohe Ab-

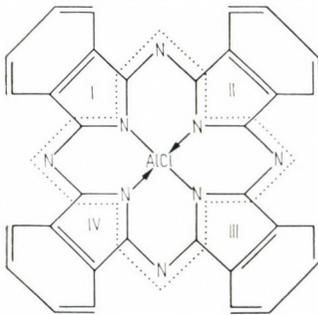


Abb. 10.2

sorption des Farbstoffes. Die Energieverteilung folgt der in Abb. 3.37 dargestellten. Die Energie des Elektrons im unteren Zustand sei 0, im oberen Zustand  $E_g$ . Da zu diesen Energien noch die Schwingungszustände des Moleküls kommen, zerfallen die oberen und unteren Zustände in viele dicht beieinander liegende Terme [siehe Gl. (2.12)]. Da das Molekül mit den Lösungsmittelmolekülen in einer ständigen Wechselwirkung steht, verwachsen die Schwingungszustände, und es entstehen zwei kontinuierliche Energiebänder.

Verfolgen wir jetzt an Hand der Abb. 10.3 die Entstehung der Besetzungsinversion.

Wenn das Material nicht bestrahlt wird, wird die Anzahl der Atome im Zustand  $E$  durch die Boltzmann-Verteilung [siehe Gl. (5.13)] bestimmt:

$$N(E) = CN_0 e^{-E/kT}$$

(ohne die Entartung der Zustände zu berücksichtigen). Da der thermischen Energie  $kT$  bei Zimmertemperatur  $200 \text{ cm}^{-1}$  entsprechen und die untere Bandbreite im allgemeinen bei  $1000 \text{ cm}^{-1}$  liegt, sind nur die untersten Energiezustände des unteren Bandes besetzt.

Wenn die Farbstofflösung bestrahlt wird, werden einige Moleküle infolge der Absorption angeregt. Die Elektronen gelangen im oberen Energieband durch Relaxationsvorgänge in den unteren

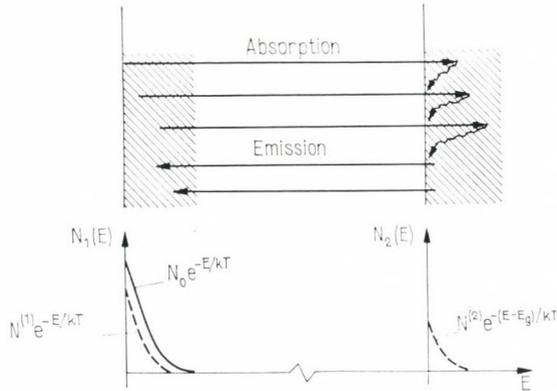


Abb. 10.3

Bandteil. Es entsteht ein stationärer Zustand. Die Verteilung der Elektronen können wir nach ähnlichen Überlegungen bestimmen wie bei den Halbleiterlasern (Abschn. 9.2.), nur können wir an Stelle der Fermi-Verteilung die Boltzmann-Verteilung verwenden.

Die Verteilungen in den beiden Bändern sind

$$\begin{aligned} N_1(E) &= CN^{(1)}e^{-E/kT}, \\ N_2(E) &= CN^{(2)}e^{-(E-E_g)/kT}, \end{aligned} \quad (10.1)$$

wobei  $N^{(1)}$  und  $N^{(2)}$  die Gesamtzahl der Elektronen im oberen bzw. im unteren Band bedeuten. Aus den Verteilungen gemäß Gl. (10.1) und Abb. 10.3 ist zu entnehmen, daß eine Besetzungsinversion — ähnlich wie bei den Halbleiterlasern — leicht zwischen den unteren Energieniveaus des unteren und den oberen Energieniveaus des unteren Bandes entsteht.

Im Hinblick auf die Lasergeneration müssen wir noch berücksichtigen, mit welcher Wahrscheinlichkeit  $B_{21}(\nu)$  die zu der gegebenen Frequenz gehörende stimulierte Emission auftritt. Berücksichtigen

wir die Ausführungen in den Abschnitten 5.3. und 5.4., dann erhalten wir für die Verstärkung

$$\alpha^*(\nu) = \frac{\mu(\nu)}{N_0} \{N^{(2)} e^{h(\nu_g - \nu)/kT} - N^{(1)}\}, \quad (10.2)$$

wobei  $\nu_g = E_g/h$  die zum reinen Elektronenübergang gehörige Frequenz und  $\mu(\nu)$  der Absorptionskoeffizient der Lösung sind.

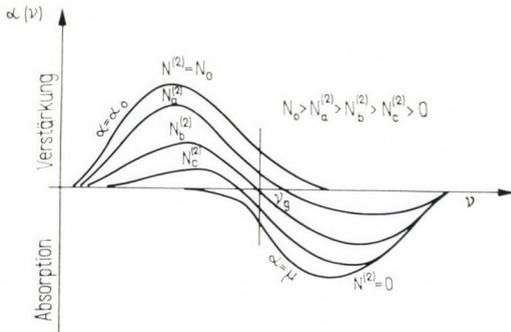


Abb. 10.4

Wenn das Material mit Licht geringer Intensität angeregt wird, so verbleiben praktisch alle Moleküle im unteren Elektronenzustand, also ist

$$N^{(1)} = N_0 \quad (10.3)$$

und

$$\alpha^*(\nu) = -\mu(\nu),$$

d. h., es tritt an die Stelle der Verstärkung die Absorption. Wenn die Anregung sehr stark ist, dann ist  $N^{(2)} = N_0$ , und die Verstärkung beträgt

$$\alpha^*(\nu) = \mu(\nu) e^{h(\nu_g - \nu)/kT} = \alpha_0, \quad (10.4)$$

wobei  $\alpha_0$  die erreichbare Maximalverstärkung ist.

Die Verstärkung in Abhängigkeit von der Frequenz für verschiedene  $N^{(2)}$ -Werte zeigt Abb. 10.4.

Zur vollständigen Beschreibung der Erzeugung müßte man selbstverständlich die Bilanzgleichungen lösen. Dies ist sehr kompliziert, quantitative Folgerungen können wir aber schon aus Gl. (10.2) erhalten.

Aus Abb. 10.4 geht hervor, daß sich das Maximum der Verstärkung  $\alpha^*(\nu)$  mit Erhöhung der Besetzung  $N^{(2)}$  in Richtung niedrigerer Frequenzen verschiebt. Die Verluste im Laser bestimmen,

welche Verstärkung  $\alpha^*$  nötig ist, um die Lasererzeugung zu sichern. Bei einem gegebenen Verlust  $V$  je Längeneinheit generiert der Laser bei derjenigen Frequenz, bei der

$$\alpha^*(\nu) \geq V$$

ist (siehe Abb. 10.4). Wenn wir die Besetzung  $N^{(2)}$  im Laser durch optisches Pumpen erhöhen, beginnt der Laser bei einer solchen Frequenz zu generieren, bei der für das Maximum der Verstärkung  $\alpha^*(\nu)$  gilt

$$\alpha^*(\nu)_{\max} = V \quad (10.5)$$

(siehe hierzu Abb. 10.4).

Wir gelangen so zu einem sehr interessanten Ergebnis. Wenn wir die Laserverluste — z. B. durch die Änderung der Auskoppelspiegel — erhöhen, dann nimmt die Frequenz des erzeugten Lichtes ab. *Der Laser kann also mit Hilfe der Auskoppelspiegel abgestimmt werden.*

Weiterhin ist einzusehen, daß die Frequenz des ausgestrahlten Lichtes bei Erhöhung der Lösungskonzentration fällt. Einen ähnlichen Einfluß besitzt die Temperaturerhöhung.

Wenn wir noch berücksichtigen, daß die Wahl des Lösungsmittels das Emissions- und Absorptionsspektrum des Farbstoffes beeinflusst, so ist klar, daß eine Veränderung der Frequenz von Farbstofflasern keine schwierige Aufgabe ist.

Ein Nachteil von Farbstofflasern besteht darin, daß sie bei gegebenen Parametern (optisches Pumpen, Temperatur, Konzentration, Verluste) in einem verhältnismäßig breiten Band von 50 bis 100 Å generieren. Die Anzahl der longitudinalen Moden in einem so breiten Band beträgt bei einer Frequenz von 5000 Å und einer Resonatorlänge von 10 cm

$$\frac{d\lambda}{\lambda} \frac{2L}{\lambda} \simeq 500$$

( $d\lambda$  ist die Bandbreite des erzeugten Lichtes). Die Anzahl der Moden könnte man nur dann herabsetzen, wenn man die Länge des Resonators auf den Bruchteil eines Millimeters verkürzen würde. Die Bandbreite der erzeugten Strahlung kann herabgesetzt werden, wenn wir in den Resonator ein Fabry-Perot-Interferometer setzen. Dieses Interferometer dient der Modenselektion (Abschn. 6.6.).

Da die Lebensdauer des oberen Niveaus eines Farbstofflasers kurz ist ( $10^{-8}$  bis  $10^{-9}$  s), müssen zum optischen Pumpen kurze, hochintensive Impulse verwendet werden. Deswegen pumpt man sie mittels Rubin- oder Neodymlaser oder mit ihren Harmonischen.

Eine andere Möglichkeit ist das Pumpen mit schnellen Blitzlampen. Hier ist es erforderlich, daß die Blitzlampenimpulse kürzer als  $1 \mu\text{s}$  sind.

Tabelle 10.1 gibt eine Übersicht über Frequenzen einiger Farbstofflaser.

Tabelle 10.1

Verbindung	typisches Lösungsmittel	Wellenlänge bei Laseranregung in Å	Wellenlänge bei Blitzlampenanregung in Å
9,10-Diphenylanthrazen	Zyklohexan	4330	
3-Äthylaminopyren-5,8,10-Trisulfonsäure	Wasser	4410	
7-Diäthylamino-4-Methyl-Kumarin	Äthanol		4600
Akrylflavin-Hydrochlorid	Äthanol	5100	
Fluoreszein (Dinatriumsalz)	Wasser	5270	5500
Eosin	Äthanol	5400	
Rhodamin 6 G	Äthanol	5550	5850
Rhodamin B	Äthanol	5770	6100
Akridinrot	Äthanol	5880	6020
Rhodamin G	Äthanol	5850	
3,3'-Diäthylalkoxykarbozyanin-Jodid	Methanol	6580	
3,3'-Diäthyl-2,2'-Thiodikarbozyanin-Jodid	Azeton	7110	
Kryptozyanin	Glyzerin	7450	
Chloro-Aluminium-Phthalozyanin	Äthanol	7350	
Chloro-Aluminium-Phthalozyanin	Dimethylsulfoxid	7610	
3,3'-Diäthyl-Thiotrikarbozyanin-Jodid	Dimethylsulfoxid	8160	
3,3'-Diäthyl-Thiotrikarbozyanin-Bromid	Methanol	8350	
1,1'-Diäthyl-4,4'-Quinotrikarbozyanin-Jodid	Azeton	10000	

## ANWENDUNGSGEBIETE DER LASER

**11. Anwendungen der Laser****11.1. Einführung**

Die Anwendung der Laser besitzt auf dem Gebiet der *Grundlagenforschung* — in erster Linie in der Physik und Chemie — eine sehr große Bedeutung, da der Laser die Untersuchung einer Reihe neuer Erscheinungen (z. B. die bei hohen Intensitäten auftretenden nichtlinearen optischen Effekte) ermöglicht. Die Erläuterung dieser Anwendungsmöglichkeiten erfordert aber weit mehr physikalische und chemische Kenntnisse, als in den vorangegangenen Kapiteln behandelt wurden. Aus diesem Grund beschränken wir uns — nach dem in Kapitel 1. Gesagten — in unseren Erläuterungen auf die *praktischen Anwendungen*.

Schon in der Einführung müssen wir betonen, daß, obwohl die praktische Anwendung von Lasern sehr vielversprechend ist, keine der bisherigen Entwicklungen als abgeschlossen betrachtet werden kann. Demzufolge beschränken wir uns im folgenden nur auf die Erläuterung der Prinzipien der verschiedenen Anwendungsmöglichkeiten.

Zwei Gruppen der praktischen Anwendungen sollen, entsprechend ihrer Wichtigkeit besonders hervorgehoben werden:

1. Anwendungen, die die Änderung der Amplitude, gegebenenfalls Frequenz bzw. Phase der Laserstrahlung ausnutzen;

2. Anwendungen, die auf der mit dem Laser erreichbaren hohen Energiedichte beruhen.

Die Anwendung der Laser zur Entfernungsmessung gehört unter anderen in die erste Gruppe, diese behandeln wir in Abschn. 11.2. Ebenfalls zu dieser Gruppe gehört die Anwendung — mit Modulation der Strahlung — zur Geschwindigkeits- und Winkelgeschwindigkeitsmessung (Abschn. 11.3.) sowie der Einsatz in der Nachrichtentechnik (Abschn. 11.4.). Die technologischen (Abschn. 11.5.) und medizinisch-biologischen Anwendungsmöglichkeiten (Abschn. 11.6.) gehören zur zweiten Gruppe. Schließlich erläutern wir zwei rechen-technische Anwendungen (Abschn. 11.7.) und einige andere spezielle Gebiete der Anwendungsmöglichkeiten (Abschn. 11.8.).

## 11.2. Anwendung der Laser zur Entfernungsmessung

Die Entfernungsmessung mit Hilfe von Lasern wird üblicherweise in der Art durchgeführt, daß aus einem am Ende  $A$  der zu messenden Entfernung  $L$  angeordneten Sender ein Lasersignal ausgestrahlt und die Zeit  $\theta$  gemessen wird, die das Signal benötigt, bis es, am anderen Endpunkt  $B$  reflektiert, wieder am Ausstrahlungspunkt eintrifft (siehe Abb. 11.1). Die Entfernung  $L$  ist dann



Abb. 11.1

bei Kenntnis der Zeit  $\theta$  und der Fortpflanzungsgeschwindigkeit  $v$  des Laserstrahles in dem Medium, in dem die Messung durchgeführt wird, durch

$$L = \frac{v \theta}{2} \quad (11.1)$$

gegeben.

Im weiteren beschränken wir uns auf die Behandlung solcher Fragen, die für die praktische Durchführung der Entfernungsmessung wesentlich sind. Dieses mag um so mehr begründet sein, als die Entfernungsmessung eines der meistversprechenden praktischen Anwendungsgebiete der Lasertechnik ist.

Kehren wir zurück zu den Meßmethoden zur Bestimmung der Länge  $L$  (Abb. 11.1). Theoretisch scheint die folgende Methode die einfachste zur Messung der Länge  $L$  zu sein: Wenn wir über zwei genau synchronisierte und zur Messung sehr kurzer Zeiten geeignete Zeitmeßgeräte in den Punkten  $A$  und  $B$  verfügen, dann könnte die Messung der Länge  $L$  so erfolgen, daß der im Punkt  $A$  angeordnete Sender zu einem bestimmten Zeitpunkt  $t_A$  ein Lichtsignal aussendet. Den Zeitpunkt  $t_B$  der Ankunft des Signals am anderen Endpunkt  $B$  der Länge  $L$  würde ein im Punkt  $B$  angeordnetes und mit dem Gerät in  $A$  genau synchronisiert laufendes Zeitmeßgerät bestimmen. Damit würden wir — nach dem Bilden der Zeitdifferenz  $t_B - t_A = \theta_{AB}$  — an Hand des Zusammenhanges  $L = v\theta_{AB}$  den Wert der Länge  $L$  sofort erhalten. Allerdings stehen in der Praxis keine genau synchronisierbaren Zeitmeßinstrumente

zur Verfügung, da die Synchronisation — besonders bei größeren Entfernungen — entweder gar nicht zu sichern ist (z. B. ist der Punkt  $B$  unzugänglich) oder einen für die Entfernungsmessung unannehmbar hohen finanziellen Aufwand erfordern würde. (Hinzu kommt die Schwierigkeit, die dadurch entsteht, daß die Synchronisation von in großen Entfernungen angeordneten Zeitmessern nur nach der genauen Kenntnis der Entfernung möglich ist.)

Diese Schwierigkeiten sind zu beseitigen, wenn wir zur Entfernungsmessung die Zeit  $\theta$  bestimmen, die das Signal zum zweifachen Zurücklegen der Entfernung  $L$  vom Punkt  $A$  aus, also nach Reflexion im Punkt  $B$  bis zur Wiederkehr zum Punkt  $A$ , benötigt. In diesem Fall registrieren wir nämlich die zum Zurücklegen der Entfernung  $2L$  erforderliche Zeit  $\theta$  mit einem einzigen, im Punkt  $A$  angeordneten Zeitmeßgerät. So können wir nach der genauen Bestimmung der Zeit  $\theta$  die Länge  $L$  gemäß Gl. (11.1) berechnen.

Die Genauigkeit der Entfernungsmessung nach dieser Methode wird von folgenden Faktoren beeinflusst:

1. der Genauigkeit der Zeitmessung;

2. der Genauigkeit, mit der wir die Fortpflanzungsgeschwindigkeit  $v$  oder den Brechungsindex  $n$  für das Medium kennen, in dem der Versuch durchgeführt wird.

Da wir die Entfernungsmessung meistens in Luft (seltener in Gasen) durchführen, ist es besonders wichtig, daß wir die Abhängigkeit der Brechungsindizes der Luft bzw. der Gase von den atmosphärischen Parametern (Druck  $p$ , Feuchtigkeit  $e$ , Temperatur  $T$  usw.) sowie der Wellenlänge des Lichtes kennen.

Die Abhängigkeit des Brechungsindex der Luft von den oben genannten Faktoren kann in folgender Form ausgedrückt werden:

$$n = 1 + \frac{N - 1}{\alpha r} \frac{p}{760} - \frac{55 \cdot 10^{-9} \cdot e}{1 + \alpha T} \quad (11.2)$$

mit  $\alpha = \frac{1}{273,16} = 0,00367$ , während  $N$  in Abhängigkeit von der Wellenlänge bei  $0^\circ\text{C}$  und  $760\text{ mm Hg}$  Druck für trockene Luft in dem Bereich  $4000 \text{ \AA} < \lambda \leq 90\,000 \text{ \AA}$  wie folgt bestimmt werden kann:

$$N = 1,00057642 + \frac{327,7}{\lambda^2 - 568\,500} \quad (11.3)$$

In Gl. (11.2) bzw. Gl. (11.3) sind  $p$  und  $e$  in mm,  $T$  in  $^\circ\text{C}$  und  $\lambda$  in  $\text{\AA}$  einzusetzen.

Hieraus ist ersichtlich, wie der Brechungsindex im Prinzip in Abhängigkeit von den atmosphärischen Parametern (Druck, Feuchtigkeit usw.) zu bestimmen ist. In der Praxis ist es allerdings so, daß sich diese Parameter und damit die Fortpflanzungsgeschwindigkeit entlang des Weges ändern. Demnach kann für die Genauigkeit der Entfernungsmessung mit Lasern festgestellt werden: Für

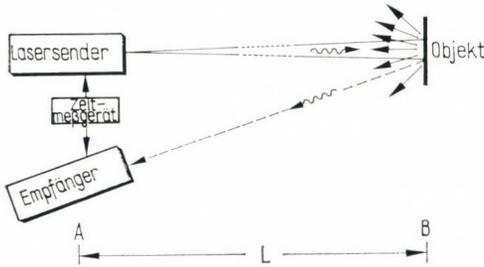


Abb. 11.2

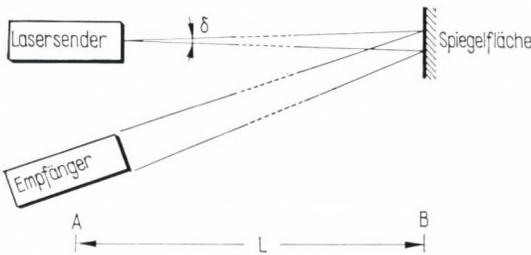


Abb. 11.3

kleinere Entfernungen, etwa bis zu 5 km, wird die Genauigkeit bestimmt von der Zeitmeßgenauigkeit, darüber hinaus aber von der Unbestimmtheit bzw. Änderung der den Brechungsindex der Luft bestimmenden Faktoren entlang des Meßweges.

Für die Entfernungsmessung mit Lasern sind zwei Geometrien üblich (Abb. 11.2 und Abb. 11.3). Bei der Anordnung gemäß Abb. 11.2 pflanzt sich das vom Laser im Punkt A ausgestrahlte Signal als Lichtbündel bestimmter Divergenz fort und wird am Gegenstand im Punkt B reflektiert. Infolge der diffusen Reflexion gelangt nur ein der Divergenz des Empfängers entsprechender Anteil, der von der Apertur des Empfängers bestimmt wird, in den nahe zum Sender aufgestellten Empfänger. Auch die durch den Absorptionsfaktor  $\mu_k$  des Mediums bestimmten Verluste auf dem Wege  $2L$

müssen selbstverständlich berücksichtigt werden (Abschn. 11.4.). In den Empfänger gelangt nur ein Teil

$$P_{\text{ein}} = \beta P_{\text{aus}} \quad (11.4)$$

der vom Sender ausgestrahlten Leistung  $P_{\text{aus}}$ . Bei großer Entfernung und kleinem Divergenzwinkel können wir den Faktor  $\beta$  aus

$$\beta \approx R_a \frac{F_e}{2\pi L^2} e^{-2\mu_k L} \quad (11.5a)$$

bestimmen, wobei  $F_e$  die Oberfläche des Empfängers und  $R_a$  den Reflexionsfaktor des Gegenstandes bezeichnen. Ungefähre Werte des Reflexionsfaktors  $R_a$  sind aus Tabelle 4.7 zu entnehmen.

Bei der anderen Geometrie (Abb. 11.3) wird der Energieverlust infolge der diffusen Reflexion dadurch beseitigt, daß im Punkt  $B$  eine Spiegelfläche mit dem Reflexionsfaktor  $R$  aufgestellt wird. Dieses sonst recht vorteilhafte Verfahren hat allerdings den Nachteil, daß der Punkt  $B$  zugänglich sein muß, da der Spiegel einmal anzubringen und zum anderen derart zu justieren ist, daß er senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung des vom Punkt  $A$  ausgestrahlten Bündels steht. Für die Verhältnisse gemäß Abb. 11.3 gilt

$$\frac{P_{\text{ein}}}{P_{\text{aus}}} = \beta = R e^{-2\mu_k L} \frac{F_e}{F} = R e^{-2\mu_k L} \frac{F_e}{8\pi(\delta L)^2}, \quad (11.5b)$$

wobei  $F$  den Querschnitt des reflektierten Bündels am Ort des Empfängers,  $R$  den Reflexionsfaktor der spiegelnden Fläche und  $\delta$  die Divergenz des Bündels bedeuten.

Wie wir wissen, liegt die Bündeldivergenz der Strahlung für die verschiedenen Lasertypen (Kapitel 6.) in der Größenordnung von  $10^{-2}$  bis  $10^{-3}$ . Somit wird  $\beta$  bei einer Anordnung gemäß Abb. 11.3 und bei  $R \approx 0,8 \dots 0,9 \cdot 10^4$  bis  $10^6$ -mal größer als bei einer Anordnung gemäß Abb. 11.2 bei sonst gleichen Bedingungen. Diese Tatsache beeinflusst das Signal/Rausch-Verhältnis sehr günstig. Demzufolge ist es zweckmäßig, nach Möglichkeit im Punkt  $B$  eine reflektierende Fläche anzuordnen.

Zwei Verfahren sind bei der Messung nach beiden Prinzipien üblich: einmal die Entfernungsmessung aufgrund der Messung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit eines Lichtimpulses und zum anderen die Entfernungsmessung mit einem hochfrequenzmodulierten kontinuierlichen Laserbündel.

*Entfernungsmessung mit der Lichtimpulsmethode.* Das Blockschema der Entfernungsmessung mit der Impulsmethode ist in den Abbildungen 11.4, 11.5 und 11.6 dargestellt.

Der aus dem Laser (Sender) im Punkt *A* ausgestrahlte Lichtimpuls gelangt nach Reflexion im Punkt *B* in den Empfänger, dessen Ausgang an das senkrecht auslenkende System eines Os-

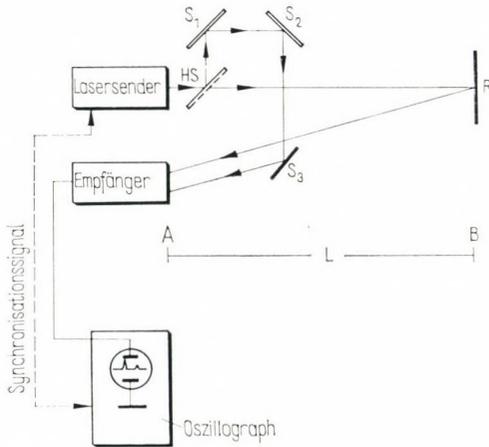


Abb. 11.4

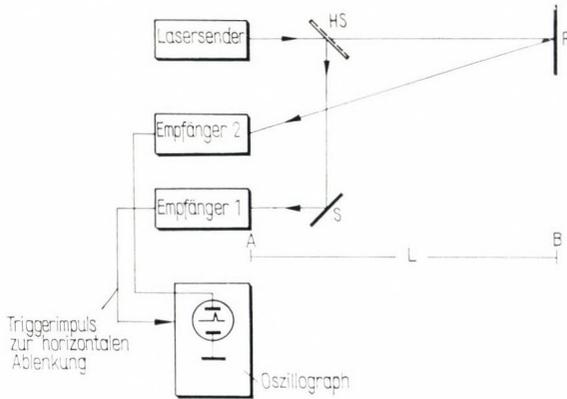


Abb. 11.5

zillographen angeschlossen ist. Zur Bestimmung des Ausstrahlungszeitpunktes des Impulses wird ein Teil des aus dem Sender ausgestrahlten Impulses mittels des halbdurchlässigen Spiegels *HS* sowie der Spiegel *S*<sub>1</sub>, *S*<sub>2</sub>, *S*<sub>3</sub> ausgeblendet und direkt in den Empfänger geleitet (Abb. 11.4). So erscheinen auf dem Schirm des Oszillo-

graphen — falls die horizontale Ablenkung mit dem Laser selbst synchronisiert wird (z. B. auf die Weise, daß der Laser auch die horizontale Ablenkung des Oszillographen startet) — der direkte Laserimpuls vom Punkt *A* und der im Punkt *B* reflektierte Impuls als zwei getrennte Impulse. Wenn wir die Ablenkgeschwindigkeit auf der Zeitachse des Oszillographen kennen, ist die zur Berechnung der Entfernung *L* nach Gl. (11.1) erforderliche Zeit  $\theta$  einfach

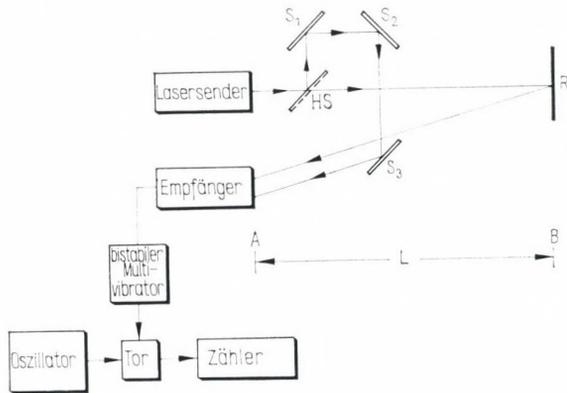


Abb. 11.6

durch die Messung des Abstandes der beiden Signale auf dem Oszillographenschirm zu bestimmen.

Die Synchronisation des Lasers und der horizontalen Oszillographenablenkung ist überflüssig, wenn wir eine Anordnung gemäß Abb. 11.5 wählen.

Nach dieser Anordnung bestimmen wir den Austrittszeitpunkt des Lichtimpulses mittels eines Systems, das aus einem halbdurchlässigen Spiegel *HS*, einem Spiegel *S* und einem Empfänger 1 besteht. Die horizontale Ablenkung des Oszillographen wird vom Ausgangsimpuls des Empfängers 1 infolge des Ausgangsimpulses des Lasers gestartet. Der aus dem Punkt *B* zurückkehrende Impuls fällt auf die lichtempfindliche Fläche eines Empfängers 2 und erzeugt ein Signal an dem vertikalen Ablenkensystem des Oszillographen. Der Nachteil der Methode besteht darin, daß die eventuelle *Differenz der Laufzeiten in den Detektoren 1 und 2* (Abschn. 4.2.) berücksichtigt werden muß. Es ist ein Vorteil der Methode nach Abb. 11.4, daß die Detektorlaufzeit — nämlich die Verzögerung zwischen dem Erscheinungszeitpunkt des Signals auf der Empfängerfläche und der Erzeugung des elektrischen Signals am Detektoraus-

gang —, da sie für beide Signale gleich ist, nicht zu berücksichtigt werden braucht. Ein weiterer Nachteil des Verfahrens gemäß Abb. 11.5 ist, daß die Startzeit  $\theta_{\text{Start}}$  des Kippgenerators im Oszillographen für die Messung bekannt sein muß. Wenn wir diese Tatsachen berücksichtigen, dann beträgt die zur Auswertung von Gl. (11.1) erforderliche Zeit

$$\theta = \theta_{11} - \theta_{21} + \theta_{\text{Start}} + \theta_m, \quad (11.6)$$

wobei  $\theta_{11}$  und  $\theta_{21}$  die Detektorlaufzeiten der Empfänger 1 bzw. 2 und  $\theta_m$  die gemessene, am Oszillographen abgelesene Zeit bedeuten.

Die in den Abbildungen 11.4 und 11.5 dargestellten Methoden genügen allerdings in vielen Fällen — wegen der Ungenauigkeit der Zeitmessung mittels Oszillographen — nicht den gestellten Anforderungen. Man muß jedoch betonen, daß die oben beschriebenen Methoden — als optische Verwirklichung des Radarprinzips — auf zahlreichen Gebieten (z. B. im Luftverkehr), wo die Aufgabe in der Entdeckung und der Entfernungsbestimmung eines Gegenstandes besteht, eine große Bedeutung besitzen. Aus diesem Grund entwickelte man auch eine solche Ausführung des Verfahrens gemäß Abb. 11.4, bei der die Zeitmessung mit digitalen Methoden erfolgt (Abb. 11.6). Der Ausgangsimpuls des Lasers kippt in diesem Fall (als Bestimmung des Austrittszeitpunktes des Signals aus dem Punkt *A*) einen bistabilen Multivibrator um. Der Ausgang des Multivibrators öffnet ein Tor, durch das die Signale eines Oszillators mit einer geeichten Frequenz  $f$  (z. B. als positive Halbwellen) zur Zählleinheit gelangen. Wenn das im Punkt *B* reflektierte Signal wieder zum Sender gelangt, kippt dieses den bistabilen Multivibrator zurück, und das Tor wird wieder gesperrt. Nehmen wir ideale elektrische Einrichtungen an, so ist die Zeit, die der Lichtimpuls vom Punkt *A* nach Reflexion im Punkt *B* wieder bis zum Punkt *A* benötigt, gegeben durch

$$\theta = \frac{N}{f}, \quad (11.7)$$

wobei  $N$  die Anzahl der gezählten Signale und  $f$  die Frequenz des Oszillators bedeuten. Gl. (11.1) kann dann unter Berücksichtigung von Gl. (11.7) wie folgt geschrieben werden:

$$L = \frac{vN}{2f}. \quad (11.8)$$

Man muß betonen, daß die erreichbare Genauigkeit mit einer Anordnung gemäß Abb. 11.6 bei kurzen Zeiten  $\theta$  in erster Linie durch die elektrischen Teile der Einrichtung begrenzt wird. Die wichtigsten Fehlerquellen sind:

a) Die Oszillatorfrequenz bestimmt schon von vornherein die Unbestimmtheit der Messung  $\Delta\theta$ , da  $\Delta\theta \gtrsim 1/f$  ist.

b) Das Ausgangssignal des Senders besitzt eine endliche Anstiegszeit  $\tau$  (ihre übliche Definition siehe in Abb. 11.7). In Abhängig-

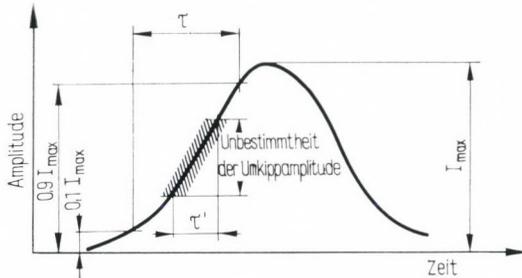


Abb. 11.7

keit davon, bei welcher Amplitude der bistabile Multivibrator umkippt, wird das Tor früher oder später geöffnet. Die zum Umkippen erforderliche Amplitude ist kein genau definierter Wert, sondern umfaßt in Abhängigkeit von den Schaltelementen einen gewissen Bereich. Die zu diesem Bereich gehörende Zeitunbestimmtheit  $\tau'$  kann demzufolge nicht beseitigt werden.

Das unter Punkt b erwähnte Problem tritt selbstverständlich nicht nur bei dem den Multivibrator steuernden Signal, sondern auch bei dem das Tor steuernden Impuls auf. Die hierdurch bedingte Zeitunsicherheit liegt in der Größenordnung von 10 bis 100 ns.

Die Lage wird dann noch erschwert, wenn das Signal/Rausch-Verhältnis des Empfängers klein ist, da sich die Form des Empfänger-Ausgangssignals infolge des dem Signal überlagerten Rauschens nicht reproduziert. Ein solches Signal zeigt Abb. 11.8. Das Rauschen des Empfängersignals kann durch Verlängerung der Zeitmittelung (z. B. durch Wahl einer größeren Anfangszeitkonstante des Detektors) reduziert werden, jedoch läuft dies im allgemeinen parallel mit einer mehr oder weniger großen Verlängerung der Anlaufzeit des Detektorsignals.

*Entfernungsmessung mittels eines hochfrequenzmodulierten Signals.* Die erwähnten Fehlerquellen der Lichtimpulsmessung zwingen

dazu, neue Entfernungsmessverfahren zu entwickeln. Dabei war zu beachten, daß die Bestimmung der Zeit  $\theta$  infolge der mit Lasern realisierbaren verhältnismäßig niedrigen Wiederholfrequenz nur während eines Bruchteiles des gesamten Meßzeitaufwandes erfolgt. So war es also zur Erhöhung der Meßgenauigkeit nahe-

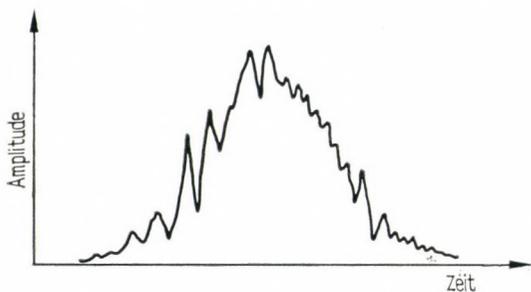


Abb. 11.8

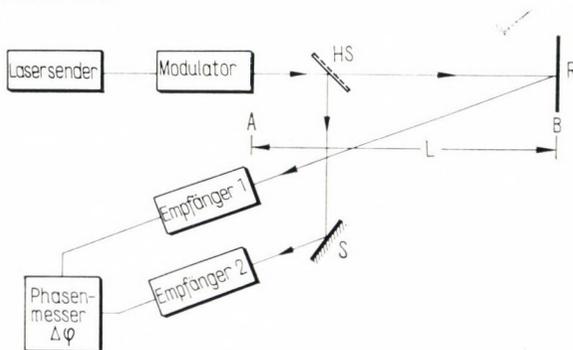


Abb. 11.9

liegend, die kontinuierlich arbeitenden Laser zur Entfernungsmessung anzuwenden. Das Blockschema eines solchen Entfernungsmessers zeigt Abb. 11.9. Das Licht des Lasersenders wird während der Messung mittels eines Modulators mit der Frequenz  $f_M$  moduliert. Demzufolge beträgt die Wellenlänge der Modulation

$$\lambda_M = \frac{c}{f_M}.$$

Das Messen der Entfernung  $L$  erfolgt dann in der Weise, daß mit verschiedenen bekannten Modulationsfrequenzen  $f_{Mi}$  die Ent-

fernung  $L$  in Einheiten der Modulationswellenlänge  $\lambda_{M_i}$  bestimmt wird. So ergibt sich z. B. bei der Frequenz  $f_{M_1}$ , daß

$$L = N_1 \lambda_{M_1} + \Delta_1 \quad (11.9a)$$

ist, bzw. bei der Frequenz  $f_{M_2}$ , daß

$$L = N_2 \lambda_{M_2} + \Delta_2 \quad (11.9b)$$

ist, wobei  $N_1$  bzw.  $N_2$  die Anzahl der Modulationswellenlängen auf der Länge  $L$  und als eigentliche Meßgrößen  $\Delta_1$  bzw.  $\Delta_2$  Bruchteile der Modulationswellenlänge  $\lambda_{M_1}$  bzw.  $\lambda_{M_2}$  bedeuten. Da wir den Näherungswert von  $L$  sowie die Modulationswellenlängen  $\lambda_{M_1}$  und  $\lambda_{M_2}$  kennen und die Werte von  $\Delta_1$  und  $\Delta_2$  nach der unten beschriebenen Methode messen, kann das Wertepaar für  $N_1$  und  $N_2$ , für das sich der gleiche  $L$ -Wert ergibt, durch Probieren bestimmt werden. (Diese Methode ist in der Mathematik als diophantisches Problem bekannt. Die erhaltene Lösung ist bekannterweise nicht eindeutig, doch liegen die falschen Antworten aus der Sicht der Fragestellung im allgemeinen so weit von der gesuchten Lösung, daß sie mit dieser nicht zu verwechseln sind.) Mit dem Wertepaar  $N_1, N_2$  sowie unter Berücksichtigung von  $\Delta_1$  und  $\Delta_2$  ergibt sich der genaue Wert von  $L$  nach den Gleichungen (11.9a) und (11.9b).

Die Messung der Wellenlängenbruchteile  $\Delta_1$  bzw.  $\Delta_2$ , die zur genauen Bestimmung der Länge  $L$  erforderlich sind, führen wir auf eine Phasenmessung zurück. Diese erfolgt so, daß wir mit dem halbdurchlässigen Spiegel  $HS$  und dem Spiegel  $S$  ein der Entfernung  $L = 0$  entsprechendes, mit der Frequenz  $f_{M_i}$  moduliertes Grundsignal am Ausgang des Empfängers 2 erzeugen und die Phasendifferenz  $\Delta\varphi_i$  zwischen diesem Signal und dem am Punkt  $B$  reflektierten, ebenfalls mit der Frequenz  $f_{M_i}$  modulierten Signal messen, woraus der gesuchte Wert von  $\Delta_i$  dann nach folgender Gleichung zu berechnen ist:

$$\Delta_i = \frac{\Delta\varphi_i \cdot \lambda_{M_i}}{2\pi}. \quad (11.10)$$

Mit dieser Hochfrequenzmethode können die relativen Meßfehler bis zu einer Entfernung von etwa 10 km auf einen Wert von  $10^{-6}$  herabgesetzt werden.

### 11.3. Geschwindigkeits- und Winkelgeschwindigkeitsmessung

Die Anwendung des Lasers zur Geschwindigkeitsmessung bringt — ähnlich den Mikrowellen-Doppler-Geschwindigkeitsmessern — die Vorteile mit sich, daß einmal die Geschwindigkeit weit entfernter Gegenstände zu messen ist und daß zum anderen die Messung ohne Störung der Bewegung des sich bewegenden Objektes durchzuführen ist.

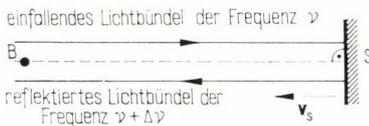


Abb. 11.10

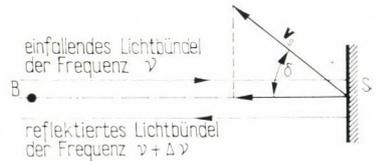


Abb. 11.11

Zu den Vorteilen der Anwendung von Lasern zur Messung von Winkelgeschwindigkeiten gehört, daß die Messung durch das Drehen eines Systems innerhalb desselben unabhängig von der Umgebung durchgeführt werden kann. Im weiteren behandeln wir die Geschwindigkeits- und Winkelgeschwindigkeitsmessung getrennt.

*Geschwindigkeitsmessung.* Bewegt sich der Spiegel  $S$  mit der Geschwindigkeit  $v_s$  in Richtung eines Beobachters im Punkt  $B$  (oder entfernt er sich davon) (Abb. 11.10) und ist die Fortpflanzungsrichtung des vom Spiegel reflektierten Bündels gleich (oder entgegengesetzt) der Bewegungsrichtung des Spiegels, dann ändert sich nach Gl. (3.65) die Frequenz des reflektierten Lichtes infolge des Doppler-Effektes im Vergleich zu der Frequenz  $\nu$  des einfallenden Lichtes um den Wert

$$\Delta\nu = \pm \frac{2v_s}{c} n\nu. \quad (11.11)$$

(Hierbei wurde berücksichtigt, daß sich der Vorgang in einem Medium mit dem Brechungsindex  $n$  abspielt.)

Das positive Vorzeichen in Gl. (11.11) gilt, wenn der Geschwindigkeitsvektor  $v_s$  des Spiegels in Richtung des Beobachters zeigt. Das negative Vorzeichen gilt für den Fall, daß der Vektor vom Beobachter weg zeigt.

Wenn aber der Geschwindigkeitsvektor nicht mit der Bewegungsrichtung des am Spiegel reflektierten Lichtes zusammenfällt, dann muß Gl. (11.11) ergänzt werden. Bezeichnen wir den Winkel zwischen den beiden Bewegungsrichtungen mit  $\delta$  (Abb. 11.11), dann

wird die in die entsprechende Richtung fallende Komponente  $v'_s$  der Geschwindigkeit  $v_s$  durch

$$v'_s = v_s \cos \delta \quad (11.12)$$

bestimmt, und die entsprechende Frequenzänderung wird dann

$$\Delta\nu = \frac{2v_s \cos \delta}{c} n\nu. \quad (11.13)$$

Die Geschwindigkeit der spiegelnden Fläche ergibt sich aus Gl. (11.13) zu

$$v_s = \frac{\Delta\nu \cdot c}{2 \cos \delta \cdot n\nu}. \quad (11.14)$$

Aus Gl. (11.14) geht hervor, daß die Genauigkeit der Geschwindigkeitsmessung ausschließlich von der Bestimmung von  $\Delta\nu$  bzw. von  $n$  abhängt.

Die Linienbreite des bei der Messung verwendeten Lichtes kann sich bei klassischen Lichtquellen — besonders bei niedrigen Geschwindigkeiten — ebenfalls auf die Meßgenauigkeit einschränkend auswirken, da die Bestimmung von  $\Delta\nu$ -Werten, die wesentlich kleiner sind als die Linienbreite der verwendeten Strahlung, ziemlich schwierig ist. Bei der Verwendung von Lasern als Lichtquelle tritt dieses Problem praktisch nicht auf, da die Laser eine ausgezeichnete Monochromasie besitzen (Kapitel 6.). Da das  $K \geq 10$ fache der Linienbreite  $\delta\nu$  der zur Geschwindigkeitsmessung verwendeten Lichtquelle schon sicher nachzuweisen ist, kann der minimal meßbare Geschwindigkeitswert aus Gl. (11.14) zu

$$(v_s)_{\min} = K \frac{\delta\nu}{\nu} \frac{c}{2n \cos \delta} \quad (11.15)$$

bestimmt werden.

Für die Laserstrahlung beträgt für kurze Zeitdauern der Quotient  $\frac{\delta\nu}{\nu} \approx 10^{-12} \dots 10^{-14}$ , so daß sich für  $(v_s)_{\min}$  aus Gl. (11.15) mit  $n = 1$ ,  $K = 10$  und  $\delta = 0^\circ$

$$(v_s)_{\min} \approx 10^{-2} \dots 10^{-3} \text{ cm/s}$$

ergibt.

Bei der Verwirklichung eines Laser-Geschwindigkeitsmessers gehen wir so vor, daß wir zur Bestimmung von  $\Delta\nu$  die durch optisches Mischen (Abschn. 11.4.) erzeugte Schwebungsfrequenz (Abschn. 3.2.) ausnutzen. Die Bestimmung von  $\Delta\nu$  kann mit der in Abb. 11.12 dargestellten Einrichtung folgendermaßen durch-

geführt werden: Die vom Laser ausgestrahlte elektromagnetische Welle der Frequenz  $\nu$  wird an dem sich mit der Geschwindigkeit  $v_s$  bewegendem Gegenstand reflektiert und gelangt als eine Strahlung der Frequenz  $\nu + \Delta\nu$  auf die empfindliche Fläche des Detektors. Gleichzeitig mischen wir mit Hilfe eines halbdurchlässigen Spiegels  $HS$  und eines vollständig reflektierenden Spiegels  $S$  einen Anteil von dem mit der Frequenz  $\nu$  ausgestrahlten Lichtes, der die Bedingungen des optischen Mischens (Abschn. 11.4.) erfüllt, mit entsprechender Intensität auf die empfindliche Detektorfläche. Wir

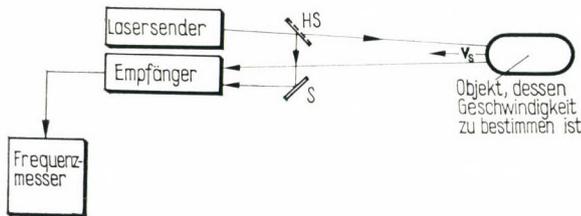


Abb. 11.12

erhalten dann am Ausgang des Detektors ein elektrisches Signal mit der Frequenz

$$\nu_{\text{aus}} = (\nu + \Delta\nu) - \nu = \Delta\nu. \quad (11.16)$$

Werden der Winkel  $\delta$  und der Brechungsindex  $n$  auf herkömmliche Weise bestimmt, so erhalten wir aus den Gleichungen (11.14) und (11.16) die gesuchten Geschwindigkeiten.

Bei der praktischen Durchführung der Messung treten viele Probleme auf.

Am Gegenstand, dessen Geschwindigkeit gemessen werden soll, kann z. B. nicht in jedem Falle ein Spiegel senkrecht zum Laserstrahl angebracht werden. Falls eine solche spiegelnd reflektierende Fläche jedoch vorhanden ist, kann der Quotient aus der vom Sender ausgestrahlten und der in den Empfänger gelangenden Lichtleistung an Hand der in Abschn. 11.2. für  $\beta$  angegebenen Gl. (11.5) bestimmt werden. Erhält man aber von den zu messenden Gegenständen nur eine diffuse Reflexion, so ist zur Berechnung des Wertes  $\beta$  Gl. (11.4) zu benutzen, wozu jedoch die Kenntnis des Reflexionsfaktors  $R$  der reflektierenden Fläche des Gegenstandes erforderlich ist.

Es zeigt sich, daß bei Verwendung von Lasern durch deren hohe Monochromasie und zeitliche Frequenzstabilität erstaunlich genaue Geschwindigkeitsmessungen durchführbar sind. Dazu gehört

z. B. die Bestimmung der Relativgeschwindigkeiten von geographischen Objekten infolge der Bewegung der Erdkruste.

In diesem Zusammenhang sei erwähnt, daß auch der Vorschlag gemacht wurde, die Relativgeschwindigkeit zweier nahe liegender Kontinente — z. B. Europa und Afrika bei Gibraltar — mit dieser Methode zu messen.

*Messung der Winkelgeschwindigkeit.* Die prinzipielle Meßmethode zur Messung von Winkelgeschwindigkeiten ist schon seit 1913 unter dem Namen »Sagnac-Versuch« bekannt (Abb. 11.13).

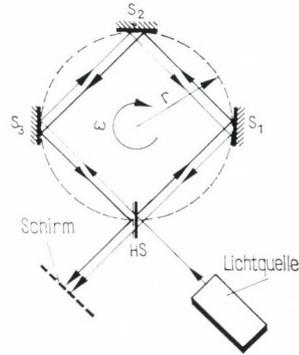


Abb. 11.13

Wie aus Abb. 11.13 zu entnehmen ist, gelangt ein Teil des aus der Lichtquelle austretenden Lichtbündels über den halbdurchlässigen Spiegel  $HS$  und die drei — entlang eines Kreisumfanges angeordneten — Spiegel  $S_1$ ,  $S_2$  und  $S_3$  erneut auf den halbdurchlässigen Spiegel  $HS$ , von wo er nach partieller Reflexion auf einen Schirm auftrifft. Gleichzeitig durchläuft der andere, durch den halbdurchlässigen Spiegel  $HS$  ausgeblendete Teil des aus der Lichtquelle austretenden Bündels den gleichen Weg, jedoch in entgegengesetzter Richtung, um dann ebenfalls auf den Schirm aufzutreffen. Die beiden Strahlen sind kohärent und erzeugen daher auf dem Schirm ein Interferenzbild.

Untersuchen wir jetzt, was geschieht, wenn wir anfangen, das gesamte System um eine zur Ebene der Zeichnung senkrecht stehende Achse mit der Winkelgeschwindigkeit  $\omega$  zu drehen.

Zum besseren Verständnis der Erscheinung überlegen wir uns folgendes: Der sich in Drehrichtung bewegende Lichtstrahl muß einen längeren Weg zurücklegen, ehe er wieder an den halbdurchlässigen Spiegel  $HS$  gelangt, da sich dieser während der Fortpflanzungszeit des Strahles »davor wegdreht«, während der Spiegel  $HS$  auf den entgegengesetzt laufenden Strahl zuläuft. Demzufolge

wird sich die Phasendifferenz der beiden sich auf dem Schirm treffenden Lichtbündel während der Drehung anders ausbilden als im Ruhezustand. Damit ändert sich aber auch das Interferenzbild.

Berechnen wir den Winkel  $\alpha$ , der zu einer Seite des quadratförmigen Strahlenganges entlang  $HS$ ,  $S_1$ ,  $S_2$  und  $S_3$  gehört, wenn sich das System mit der Winkelgeschwindigkeit  $\omega$  dreht. Der Wert des Mittelpunktswinkels im Ruhezustand beträgt  $\alpha_0 = \pi/2$ . Für das Licht, das sich in der Drehrichtung des Systems fortpflanzt, gilt dann

$$\alpha_+ = \alpha_0 + \frac{1}{4} \omega \tau_+, \quad (11.17a)$$

wobei  $\tau_+$  die Zeit bedeutet, die das Licht braucht, um von der Lichtquelle in Drehrichtung bis zum Schirm zu gelangen. Analog gilt für den Strahl, der sich in der zur Drehrichtung entgegengesetzten Richtung fortpflanzt,

$$\alpha_- = \alpha_0 - \frac{1}{4} \omega \tau_-, \quad (11.17b)$$

wobei  $\tau_-$  die Zeit bedeutet, die das Lichtbündel braucht, um von der Lichtquelle entgegengesetzt zur Drehrichtung zum Schirm zu gelangen.

Die zum Durchlaufen des gesamten Umfanges erforderliche Zeit beträgt somit

$$\tau_+ = \frac{4 \cdot 2r}{c} \sin \frac{\alpha_+}{2} = \frac{8r}{c} \sin \left( \frac{\pi}{4} + \frac{\omega}{8} \tau_+ \right) \quad (11.18a)$$

bzw.

$$\tau_- = \frac{8r}{c} \sin \left( \frac{\pi}{4} - \frac{\omega}{8} \tau_- \right). \quad (11.18b)$$

Für die Phasendifferenz der beiden sich auf dem Schirm treffenden Lichtbündel ergibt sich damit die Zeitdifferenz

$$\Delta\tau = \tau_+ - \tau_- = \frac{16r}{c} \cos \left( \frac{\pi}{4} + \frac{\omega}{16} \Delta\tau \right) \sin \frac{\omega}{16} (\tau_+ + \tau_-). \quad (11.19)$$

Gl. (11.19) kann durch entsprechende Näherungen auf eine einfachere Form gebracht werden. Wenn wir berücksichtigen, daß in der Praxis  $\omega\Delta\tau \ll 1$  und  $\tau_+ + \tau_- = 2\tau_0$  ist, wobei  $\tau_0$  die dem Winkel  $\alpha_0$  entsprechende Zeit angibt (also die Zeit, die jedes Lichtbündel in einer beliebigen Richtung des ruhenden Systems braucht, um von der Lichtquelle bis zum Schirm zu gelangen), dann können

die in Gl. (11.19) enthaltenen Winkelfunktionen auf folgende Form gebracht werden:

$$\cos\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\omega}{16} \Delta\tau\right) \approx \cos \frac{\pi}{4} \quad (11.20)$$

und

$$\sin \frac{\omega}{16} (\tau_+ + \tau_-) = \sin \frac{\omega}{8} \tau_0 \approx \frac{\omega}{8} \tau_0. \quad (11.21)$$

Nach Gl. (11.18) beträgt

$$\tau_0 = \frac{8r}{c} \sin \frac{\pi}{4}, \quad (11.22)$$

so daß sich aus den Gleichungen (11.19) bis (11.22)

$$\Delta\tau = \frac{8r^2}{c^2} \omega \quad (11.23)$$

ergibt.

Da die durch den Lichtweg umrandete Fläche bei der Anordnung gemäß Abb. 11.13

$$F = (r\sqrt{2})^2 = 2r^2 \quad (11.24)$$

beträgt, ist die Phasendifferenz  $\Delta\varphi$  zwischen den beiden Lichtbündeln, für die nach Kapitel 3. der Zusammenhang

$$\Delta\varphi = 2\pi \frac{\Delta L}{\lambda} = 2\pi \frac{c}{\lambda} \Delta\tau \quad (11.25)$$

mit der Wegdifferenz  $\Delta L = c\Delta\tau$  gilt, unter Berücksichtigung der Gleichungen (11.23) bis (11.25) als

$$\Delta\varphi = 8\pi \frac{F\omega}{c} \quad (11.26)$$

zu schreiben. Die infolge der Drehung bedingte Phasenänderung  $\Delta\varphi$  kann aus der Änderung der Intensitätsverteilung im Interferenzbild (Kapitel 3.) bestimmt werden.

Wir erhalten mit einer der Abb. 11.13 entsprechenden Anordnung bei der Verwendung einer Laserlichtquelle eine gut brauchbare Winkelgeschwindigkeitsmeßeinrichtung.

Aus der Sicht dieser Anwendungsmöglichkeit ist es von besonderem Vorteil, daß sowohl die Kohärenzlänge als auch die Monochromasie der Laserstrahlung wesentlich höher sind als die der klassischen Lichtquellen, so daß bei Verwendung von Lasern als Licht-

quelle die bei der Winkelgeschwindigkeitsmessung erreichbaren Genauigkeiten bedeutend vergrößert werden.

Während der Versuche hat sich herausgestellt, daß der minimale Winkelgeschwindigkeitswert, der durch die in dem Interferenzbild entstehenden Änderungen zu bestimmen ist, durch den folgenden Ausdruck gegeben wird:

$$\omega_{\min} = \frac{c^2}{16\pi r^2 v \sqrt{2 \frac{S}{N}}}$$

wobei  $S/N$  das Signal/Rausch-Verhältnis des Detektors bedeutet.

Die Abhängigkeit des Wertes  $\omega_{\min}$  vom  $S/N$ -Faktor zeigt Tabelle 11.1 für ein verwirklichtes System. Daraus ist ersichtlich,

Tabelle 11.1

$S/N$	$\omega_{\min}$ in Grad/s	$\omega_{\min}$ in Grad/h	$\omega_{\min}$ in Grad/d
0	242,5		
20	24,25		
40	2,42		
60	0,242		
80	$2,242 \cdot 10^{-2}$	87	
100	$2,242 \cdot 10^{-3}$	8,7	209
120		$8,7 \cdot 10^{-1}$	20,9
140		$8,7 \cdot 10^{-2}$	2,09
160		$8,7 \cdot 10^{-3}$	$2,09 \cdot 10^{-1}$
180		$8,7 \cdot 10^{-4}$	$2,09 \cdot 10^{-2}$

daß mit der Lasermeßmethode — besonders bei hohen  $S/N$ -Verhältnissen — sehr geringe Winkelgeschwindigkeiten zu messen sind, die mit anderen Meßmethoden nicht nachweisbar waren.

#### 11.4. Anwendungen in der Nachrichtentechnik

Folgende Faktoren begünstigen die Anwendung der Laser in der Nachrichtentechnik:

a) Die hohe Frequenz der Laserstrahlung ermöglicht, eine große Anzahl von Informationen pro Zeiteinheit zu übertragen.

b) Die Laserstrahlen sind gut zu bündeln, wobei bemerkt werden muß, daß die gute Bündelung (geringe Divergenz) der Laser-

strahlung — wie wir später sehen werden — auch auf ihre hohe Frequenz zurückzuführen ist.

Untersuchen wir die Übertragung zwischen einem Sender und einem Empfänger gemäß der Anordnung nach Abb. 11.14. Wenn  $\delta_e$  klein ist, so ergibt sich der Zusammenhang

$$\frac{\delta_e}{2} = \frac{D_e}{2R}, \quad (11.27)$$

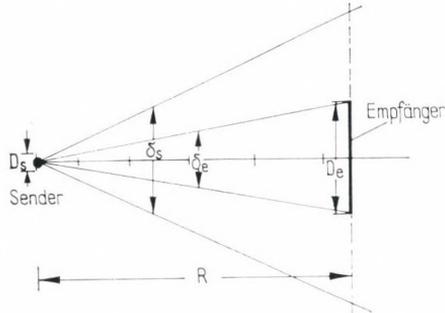


Abb. 11.14

wobei  $D_e$  den Durchmesser der empfindlichen Fläche des Empfängers bezeichnet. Der entsprechende Raumwinkel  $\Omega_e$  beträgt nach Gl. (11.27)

$$\Omega_e = \pi \left( \frac{\delta_e}{2} \right)^2 = \pi \left( \frac{D_e}{2R} \right)^2. \quad (11.28)$$

Der Sender strahlt in einen Raumwinkel  $\Omega_s$ . Dieser Winkel ist durch folgende Gleichung zu bestimmen:

$$\Omega_s = \pi \left( \frac{\delta_s}{2} \right)^2 = \pi \left( \frac{\lambda}{2D_s} \right)^2. \quad (11.29)$$

Hierbei wurde benutzt, daß der Wert von  $\delta_s$  nach der Diffraktionstheorie (Abschn. 3.4.) angenähert durch  $\delta_s \approx \lambda/D_s$  gegeben ist, wobei  $D_s$  den Durchmesser des Senders bedeutet. Das Verhältnis der von dem Empfänger aufgenommenen Leistung  $P_e$  zu der vom Sender ausgestrahlten Leistung  $P_s$ , der sog. geometrische Wirkungsgrad  $\eta_g$  der Übertragung, kann bei Kenntnis der Größen  $\Omega_e$  und  $\Omega_s$  leicht berechnet werden. Für  $\Omega_e < \Omega_s$  gilt

$$\frac{P_e}{P_s} = \frac{\Omega_e}{\Omega_s}.$$

Daraus erhalten wir unter Berücksichtigung der Gleichungen (10.28) und (10.29)

$$\eta_g = \left( \frac{D_e D_s}{R \lambda} \right)^2. \quad (11.30a)$$

Selbstverständlich ist

$$\eta_g = \frac{P_e}{P_s} = 1 \quad (11.30b)$$

für den Fall  $\Omega_e > \Omega_s$ .

Wie aus Gl. (11.30a) ersichtlich, ist  $\eta_g$  um so größer, je kleiner  $\lambda$  ist. Daraus folgt, daß der geometrische Wirkungsgrad der elektromagnetischen Strahlung in ihrem optischen Bereich größer ist als im Rundfunkwellen- oder Mikrowellenbereich. Ebenfalls ist es der kurzen Wellenlänge der Laserstrahlung zuzuschreiben, daß die Gültigkeitsbedingung des Zusammenhanges (11.30b) — bei sonst gleichen Abmessungen — bei Übertragung mittels Laserstrahlung wesentlich früher erfüllt wird als mit Rundfunk- oder Mikrowellen. Wie groß z. B. das durch Ferngespräche übermittelbare Nachrichtenmaterial infolge der hohen Frequenz der Laserstrahlung ist, veranschaulicht das in Abschn. 1.2. erwähnte Beispiel.

Eine sehr gute Fernsprechübertragung benötigt eine Bandbreite von  $\Delta f = 10$  kHz. (Dabei ist zu bemerken, daß der Postfernsprecher mit einer wesentlich geringeren Bandbreite arbeitet.) Wenn wir annehmen, daß die eine Hälfte der  $E \approx 3 \cdot 10^9$  Menschen zählenden Erdbevölkerung gleichzeitig mit der anderen Hälfte über eine Fernsprechverbindung telefonieren wollte, dann wäre die notwendige Gesamtbandbreite für alle Gespräche  $\Delta f E / 2$ . Wenn wir von den — weiter unten dargestellten — Rauschproblemen bei dieser Verbindung absehen, könnte diese Bandbreite mit einem einzigen Laser erhalten werden, da  $\Delta f E / 2 = 1,5 \cdot 10^{13}$  kHz kleiner ist als die Laserfrequenz.

*Fortpflanzungsprobleme.* Diese Bandbreite kann allerdings in der Praxis nicht erreicht werden. Wir können die auf den Empfänger einfallende Lichtleistung nur dann nach den Gleichungen (11.30a) und (11.30b) berechnen, wenn kein absorbierendes Medium zwischen Sender und Empfänger vorhanden ist. Dieser Fall tritt im Weltraum auf, wenn eine Verbindung zwischen den sich dort bewegenden Objekten geschaffen wird. Wenn aber das Laserbündel auch durch die Atmosphäre geht (wie dies bei einer Weltall-Erde- oder Erde-Erde-Verbindung der Fall ist), ist die Absorption der Strahlung in Luft zu berücksichtigen. Darüber hinaus kann die Luft über große Entfernungen nicht als ein optisch homogenes Medium angenommen werden. Das Licht pflanzt sich in verschiedenen dichten Luftschichten nicht geradlinig fort.

Die Dichte der Luft verringert sich bekanntlich mit wachsender Höhe. Diese Verringerung kann leicht berechnet werden. Die meteorologischen Wirkungen jedoch können nicht berücksichtigt werden, besonders nicht die Dichteänderung infolge der Temperaturänderung und damit zusammenhängend die Änderung des Brechungsindex der Luft [siehe Gl. (11.2)]. Demzufolge ist die Di-

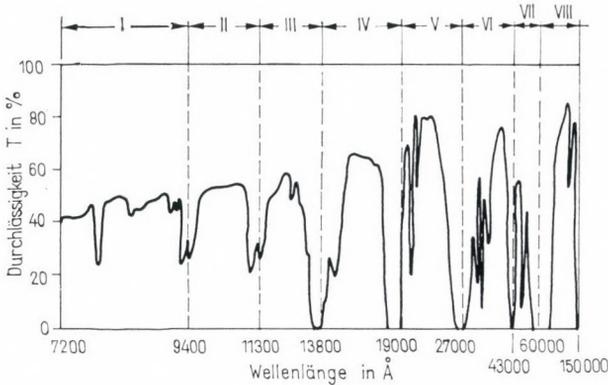


Abb. 11.15

vergenz des aus dem Sender austretenden Lichtbündels so groß zu wählen, daß das Bündel trotz Dichte- und Brechungsindexänderungen in der Atmosphäre den Empfänger auch tatsächlich trifft. Der geometrische Wirkungsgrad beträgt dann

$$\eta_g = \frac{D_e}{R^2 \Omega_s} = \frac{4D_e}{\pi \delta_s^2}. \quad (11.31)$$

Die infolge der Absorption in der Atmosphäre geschwächt auf den Empfänger gelangende Leistung ist unter Berücksichtigung von Gl. (4.79) gegeben durch

$$P_e = \frac{4D_e}{\delta_s^2} e^{-\mu(\lambda)R} P_s. \quad (11.32)$$

Der Absorptionsfaktor  $\mu(\lambda)$  hängt stark von der Wellenlänge ab. Diese Abhängigkeit (für saubere Luft) zeigt Abb. 11.15. Es ist ersichtlich, daß es nur einige Wellenlängenkanäle gibt, in denen die Absorption niedrig ist. Wir weisen darauf hin, daß sich die Absorptionsefähigkeit in erster Linie mit dem Luftfeuchtigkeitsgehalt ändert.

Die Wellenlängenabhängigkeit des Absorptionsfaktors  $\mu(\lambda)$  wird außerdem vom Zustand der Luft bestimmt. Abb. 11.16 zeigt den Durchlaßfaktor  $T$  der Atmosphäre bei der Rubinlaser-Wellenlänge in Abhängigkeit von der Abweichung  $\xi$  von der im irdischen Beobachtungspunkt gestellten Normalen (Zenit). Der Durchlaßfaktor  $T$  ist für unterschiedliche Sichtverhältnisse angegeben.

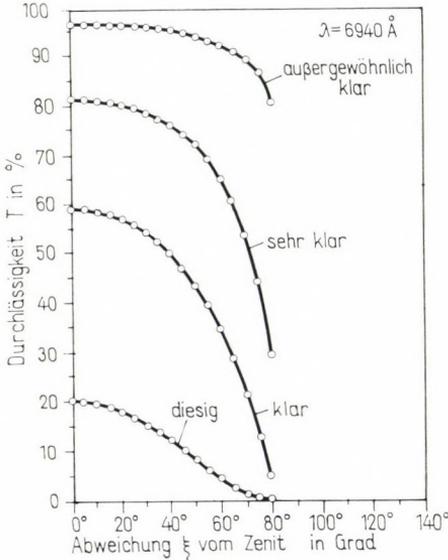


Abb. 11.16

Der Zustand der Luft beeinflusst also das Durchlaßvermögen außerordentlich stark. Ebenfalls großen Einfluß besitzen die Höhe ü. d. M. sowie der Luftfeuchtigkeitsgehalt (siehe die Abbildungen 11.17 und 11.18).

Die in der Luft vorhandenen makroskopischen Teilchen (Nebel, Regen) bedeuten durch ihre Streuwirkung ein besonderes Hindernis. Die Streuung ist bei größeren Wellenlängen kleiner.

Die Anwendung des  $\text{CO}_2$ -Lasers scheint hinsichtlich der Fortpflanzungseigenschaften die meistversprechende Lösung zu sein. Seine Wellenlänge ist relativ groß, so daß die Streuung relativ klein ist. Die atmosphärische Absorption ist bei dieser Wellenlänge niedrig. Hinzu kommt, daß der  $\text{CO}_2$ -Laser hohe Ausstrahlungsleistungen liefern kann. Tabelle 11.2 zeigt das Ergebnis einer mit dem  $\text{CO}_2$ -Laser durchgeführten Meßreihe. Während der Messung über-

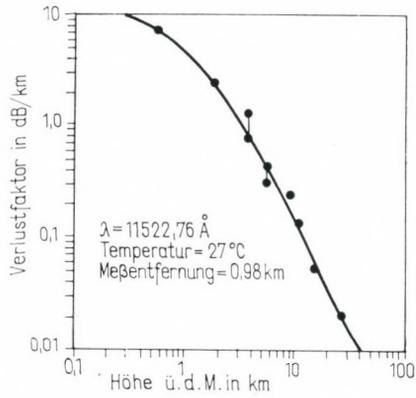


Abb. 11.17

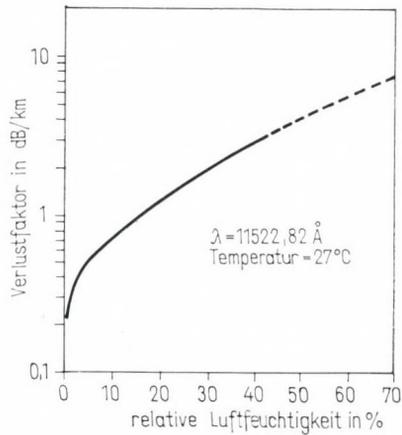


Abb. 11.18



Abb. 11.19

Tabelle 11.2

	Witterung				
	klar	diesig	leichter Nebel	Nebel	leichter Regen (0,25 mm/h)
Sichtverhältnisse in km	100	30	2	0,5	20
Temperatur in °C	19	14,5	15,5	14,5	10
relative Luftfeuchtigkeit in %	20	40	40	75	100
Teilhenggröße in $\mu\text{m}$	0	1	1...10	10	1000
Dämpfung in dB	16	20	28	56	50

trug man Fernsehsignale mit einer Reserve von 112 dB und einem geometrischen Verlust von 43 dB. Aus der Tabelle ist zu entnehmen, daß bei leichtem Regen sogar bei einer 20 km großen Entfernung genügende Verstärkungsreserven erhalten blieben.

*Aufbau des Laserübertragungskanals.* Ein mit einem Laser arbeitender nachrichtentechnischer Übertragungskanal ist in Abb. 11.19 skizziert. Das Licht des als Sender arbeitenden Lasers wird entsprechend moduliert. Die Modulation kann durch die Änderung der Amplitude (Abschn. 4.4.) oder auch der Frequenz (Kapitel 7.) des Laserlichtes entsprechend der zu übertragenden Information und dem gewählten Schlüssel erfolgen.

Empfängerseitig sind zwei Systeme anwendbar.

Das erste System (Abb. 11.20a) bezeichnet man als *direkten Nachweis*. Hier fällt die vom *Sender* bzw. von dem an ihm angeschlossene

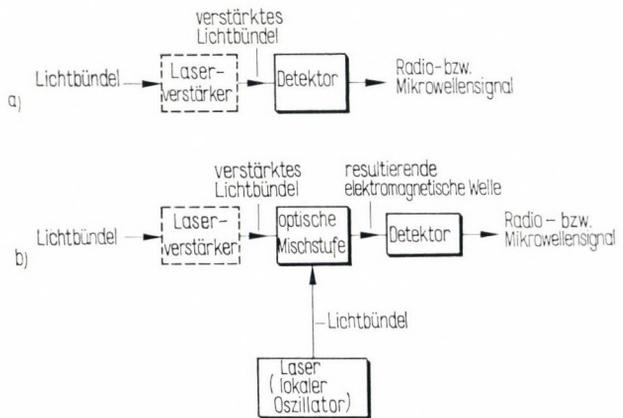


Abb. 11.20

nen *optischen System* (Spiegel, Fokussiersystem, Verstärker usw.) ausgestrahlte elektromagnetische Welle auf die Empfängerfläche eines Detektors (Kapitel 4.), an dessen Ausgang das Signal als Strom- bzw. Spannungsschwankung auftritt.

Im anderen System arbeiten wir nach dem Prinzip des *optischen Mischens* (siehe Abb. 10.20b). Dabei mischen wir die (eventuell verstärkte) nachzuweisende elektromagnetische Welle in einer Mischstufe (nach der in Kapitel 8. kurz beschriebenen Methode) mit einer vom lokalen Oszillator erzeugten Welle, die eine der Frequenz des einfallenden Signals naheliegende Frequenz besitzt und weisen die Resultierende des erzeugten Schwebungssignals mit einem Detektor nach.

*Direkter Nachweis.* Am Ausgang des Detektors tritt beim direkten Nachweis ein Signal auf, das der Intensität, also dem Quadrat der Feldstärke, proportional ist.

Das Signal am Eingang des Detektors  $e_{\text{ein}}$  besteht aus dem zu übertragenden Signal  $s_{\text{ein}}$  und dem Rauschen  $n_{\text{ein}}$  (bestehend aus dem auf den Eingang bezogenen Detektorrauschen, welches bedingt ist durch die auf die Empfängerfläche fallende Untergrundstrahlung):

$$e_{\text{ein}} = s_{\text{ein}} + n_{\text{ein}}. \quad (11.33)$$

Am Ausgang des quadratischen Detektors erscheint dann ein Signal

$$e_{\text{aus}} = a e_{\text{ein}}^2, \quad (11.34a)$$

wobei  $a$  eine Konstante ist.

Wenn wir dieses Detektorsignal ebenfalls in eine Rausch- und eine Signalkomponente zerlegen,

$$e_{\text{aus}} = s_{\text{aus}} + n_{\text{aus}}, \quad (11.34b)$$

ergibt sich nach den Gleichungen (11.33) und (11.34)

$$s_{\text{aus}} = a s_{\text{ein}}^2, \quad (11.35)$$

$$n_{\text{aus}} = a n_{\text{ein}}(n_{\text{ein}} + 2s_{\text{ein}}). \quad (11.36)$$

Wenn das Signal wesentlich kleiner ist als das Rauschen, dann gilt

$$\frac{s_{\text{aus}}}{n_{\text{aus}}} = \frac{s_{\text{ein}}^2}{n_{\text{ein}}^2}, \quad (11.37)$$

d. h., wenn das Signal/Rausch-Verhältnis schon am Eingang  $< 1$  ist, wird es durch den Nachweis noch kleiner.

Wir haben in Abschn. 4.2. die Rauschquellen kennengelernt. Wir erhalten danach für das  $S/N$ -Verhältnis

$$\frac{S}{N} = \frac{i_{\text{sig}}^2}{kT \frac{\Delta f}{R} + 2e \Delta f (i_s + i_{\text{sig}} + i_{\text{RH}})}, \quad (11.38)$$

wobei  $R$  den Arbeitswiderstand des Detektors,  $i_s$  den Dunkelstrom des Detektors,  $i_{\text{RH}}$  den infolge der Untergrundstrahlung verursachten Strom und  $i_{\text{sig}}$  den Signalstrom bezeichnet.

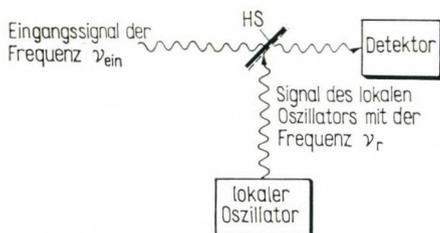


Abb. 11.21

Bei einem *indirekten Nachweis* ist das Signal/Rausch-Verhältnis wesentlich besser.

*Das optische Mischen.* Der prinzipielle Aufbau eines optischen Mischsystems ist in Abb. 11.20b dargestellt. Das Blockschema einer einfachen Ausführung zum optischen Mischen zeigt Abb. 11.21. Bei diesem auch als *kohärenten Nachweis* bezeichneten Verfahren gelangt ein elektromagnetisches Signal der Frequenz  $\nu_{\text{ein}} - \nu_r$  auf den Detektor, wobei  $\nu_r$  die Frequenz des lokalen Oszillators bedeutet.

Zunächst werden die durch den quadratischen Charakter des Detektors bedingten prinzipiellen Ergebnisse erörtert.

Das Eingangssignal des Detektors ist in diesem Fall

$$e_{\text{ein}} = s_{\text{ein}} + n_{\text{ein}} + r_{\text{ein}}, \quad (11.39)$$

wobei  $r_{\text{ein}}$  das Signal des lokalen Oszillators bezeichnet. Das Ausgangssignal des Detektors ist dann gegeben durch

$$\begin{aligned} e_{\text{aus}} &= ae_{\text{ein}}^2 = a(s_{\text{ein}} + n_{\text{ein}} + r_{\text{ein}})^2 \\ &= a(s_{\text{ein}} + n_{\text{ein}})^2 + ar_{\text{ein}}^2 + 2ar_{\text{ein}}(s_{\text{ein}} + n_{\text{ein}}). \end{aligned} \quad (11.40)$$

Berücksichtigen wir, daß im allgemeinen

$$r_{\text{ein}} \gg s_{\text{ein}} + n_{\text{ein}} \quad (11.41)$$

gilt, dann ist Gl. (11.40) wie folgt umzuschreiben:

$$e_{\text{aus}} \approx 2ar_{\text{ein}}(s_{\text{ein}} + n_{\text{ein}}) + ar_{\text{ein}}^2. \quad (11.42)$$

In dieser Gleichung ist, wenn das Signal des lokalen Oszillators sinusförmig verläuft, das zeitlich einen konstanten Mittelwert ergebende Glied  $ar_{\text{ein}}^2$  bei unseren folgenden Überlegungen vernachlässigbar. Nach einer ähnlichen Überlegung wie beim direkten Nachweis ergibt sich für das Ausgangssignal/Rausch-Verhältnis die Gleichung

$$\frac{s_{\text{aus}}}{n_{\text{aus}}} = \frac{s_{\text{ein}}}{n_{\text{ein}}}. \quad (11.43)$$

Demnach ändert sich das Signal/Rausch-Verhältnis während des optischen Mischens nicht. Aus diesem Grund ist es vorteilhaft, bei einem kleinen Eingangssignal/Rausch-Verhältnis das kompliziertere optische Mischen anzuwenden.

Bei Anwendung des optischen Mischens ist zu sichern, daß die Wellenflächen der zu mischenden Wellen und die Empfängerfläche des Detektors parallel sind. Ist diese Bedingung nicht erfüllt, ändert sich die resultierende Intensität des lokalen Oszillators und des Eingangssignals von Punkt zu Punkt. Dies hat infolge der im Detektor auftretenden räumlichen Mittelwertbildung ein Absinken der Amplitude des sich mit der Differenzfrequenz ändernden Signals am Ausgang des Empfängers zur Folge.

Die beim optischen Mischen notwendigen geometrischen Bedingungen sind in Abb. 11.22 dargestellt. Da sowohl das Eingangssignal als auch das Signal des lokalen Oszillators ebene Wellen sind, ändern sich die Verhältnisse in Abhängigkeit von der  $z$ -Koordinate nicht.

Ist das einfallende elektromagnetische Feld parallel zur Empfängerfläche des Detektors, dann ergibt sich auf der Katodenfläche

$$e_{\text{ein}} = e_{\text{ein}}^0 \cos \omega_e t, \quad (11.44)$$

d. h.,  $e_{\text{ein}}$  ist nur von der Zeit abhängig. Wenn der Ausbreitungsvektor  $c_r$  der Welle des lokalen Oszillators mit dem Ausbreitungsvektor  $c_e$  der Welle  $e_{\text{ein}}$  einen Winkel  $\delta$  einschließt, hängt das Signal  $r_{\text{ein}}$  auf der Katodenfläche nicht nur von der Zeit, sondern auch von der Ortskoordinate  $x$  ab, so daß

$$r_{\text{ein}} = r_{\text{ein}}^0 \cos(\omega_r t - \beta x) \quad (11.45)$$

gilt.

Das in dieser Gleichung stehende  $\beta$  kann durch die Komponente  $c_x$  des Ausbreitungsvektors des lokalen Oszillators wie folgt ausgedrückt werden:

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{c_x}{c_r};$$

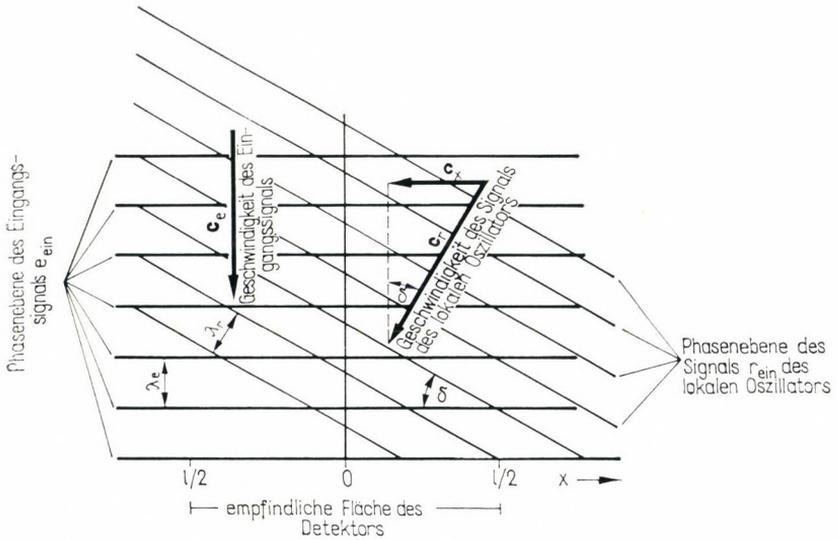


Abb. 11.22

da aber

$$\frac{c_x}{c_r} = \sin \delta$$

ist, gilt

$$\beta = \frac{2\pi \sin \delta}{\lambda}. \tag{11.46}$$

Der von der Empfängerfläche ausgelöste Strom  $i$ , bezogen auf die Flächeneinheit, die sog. Stromdichte  $\sigma$ , ist durch

$$\sigma = \frac{di}{df} = (e_{\text{ein}} + r_{\text{ein}})^2 \tag{11.47}$$

gegeben. Da  $(e_{\text{ein}} + r_{\text{ein}})$  von der zur Zeichenebene der Abb. 11.22 senkrecht stehenden  $z$ -Koordinate unabhängig ist, gilt schließlich

$$df = z dx. \tag{11.48}$$

Wenn wir die Gleichungen (11.44) bis (11.46) in Gl. (11.47) einsetzen und die Komponenten der resultierenden Intensität  $(e_{\text{ein}} + r_{\text{ein}})^2$  vernachlässigen, die eine größere Frequenz besitzen als die Differenzfrequenz  $\nu_k = \nu_c - \nu_r$  (denen der Detektorstrom infolge der Trägheit sowieso nicht folgen kann), so erhalten wir für den von der Fläche Eins ausgelösten Detektorstrom durch Integration zwischen den Grenzen

$$x = -\frac{l}{2} \quad \text{und} \quad x = \frac{l}{2}$$

den Wert

$$i = Iz \left[ \frac{(e_{\text{ein}}^0)^2 + (r_{\text{ein}}^0)^2}{2} + e_{\text{ein}}^0 r_{\text{ein}}^0 \frac{\sin \frac{\beta l}{2}}{\frac{\beta l}{2}} \cos 2\pi \nu_k t \right]. \quad (11.49)$$

Wie aus dieser Gleichung hervorgeht, verringert sich das von der Differenzfrequenz abhängige zweite Glied mit der Erhöhung von  $\beta l$ , und zwar in dem Maße, daß es bei großen  $\beta l$ -Werten gegenüber dem ersten, dem sog. Gleichstromglied — das für das optische Mischen ohne Bedeutung ist —, zu vernachlässigen ist.

Hieraus folgt, daß die Einstellung des optischen Mischsystems so erfolgen sollte, daß der Wert von  $\sin \frac{\beta l}{2} / \frac{\beta l}{2}$  maximal ist [siehe Gl. (11.49)], und hierzu ist erforderlich, daß  $\beta l \leq 1$  gilt. In diesem Fall ergibt sich

$$\sin \delta \leq \frac{\lambda}{2\pi l}. \quad (11.50)$$

Da in der Praxis  $\lambda \cong 10^{-4} \dots 10^{-5}$  cm und  $l \approx 1$  cm ist, ergibt sich  $\delta \cong \sin \delta = 10^{-4} \dots 10^{-3}$ . Hieraus erkennt man, daß die Forderung an die Genauigkeit bei der Realisierung des optischen Mischens sehr hoch ist. Zur Vermeidung dieser Forderung ist es üblich, eine der Abb. 11.23 entsprechende Anordnung zu wählen. Dabei wird das Eingangsbündel mittels einer Linse auf eine durch die Bewegung bestimmte, begrenzte Fläche konzentriert, um dadurch zu sichern, daß das optische Mischen auch bei größeren Winkeln  $\delta$  ebenfalls erfolgreich anzuwenden ist.

*Die Fortpflanzung der elektromagnetischen Strahlung in einem gasgefüllten geschlossenen System.* Praktisch verlustlose Fortpflanzung ist in solchen geschlossenen, im allgemeinen aus Rohren bestehenden Systemen zu erreichen, die mit vollkommen reinen, keine Feuchtigkeit und keine Streuzentren enthaltenden Gasen

gefüllt werden, die bei der Frequenz des verwendeten Lichtes nicht absorbieren. Im Rohr befindet sich aber nicht nur das Gas, sondern es ist als Folge der Divergenz des Laserbündels erforderlich, in den gasgefüllten Rohren alle 100 bis 200 m fokussierende Elemente (im allgemeinen Linsen) anzuordnen. Deren Reflexions-

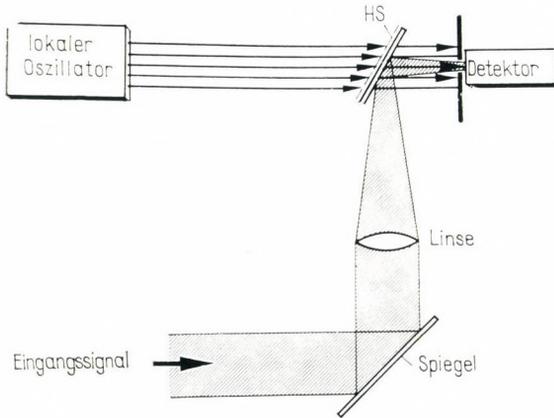


Abb. 11.23

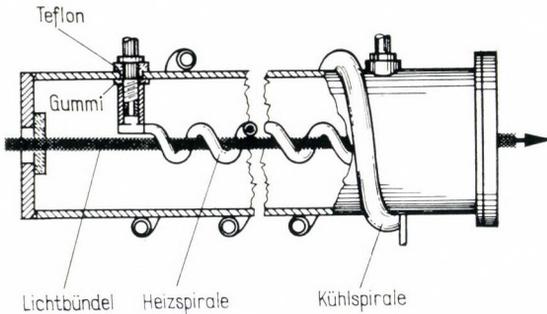


Abb. 11.24

und Absorptionsverluste liegen in der Größenordnung von 1 bis 10%, sind also relativ hoch. Hieraus resultierte das Bemühen, andere fokussierende und ablenkende Einrichtungen mit geringeren Verlusten zu finden. Es gelang, solche *kontinuierliche Fokussierungseinrichtungen* zu entwickeln, die die Fokussierung innerhalb des die Lichtfortpflanzung sichernden Rohrs bzw. im Gas

durch eine radiale Druckänderung ermöglichen. Eine solche Einrichtung zeigt Abb. 11.24. Bei dieser Anordnung erreicht man die radiale Druckänderung dadurch, daß am Umfang des in Richtung der Längsachse des Rohrs geleiteten Lichtbündels eine heizende, an der Mantelfläche des Rohrs eine kühlende Spirale angebracht ist. Die Brennweite der Fokussierung ist durch die Temperatur der Kühl- und der Heizspirale einzustellen. Als Besonderheit ist zu erwähnen, daß ein Lichtbündel den kleinen Krümmungen eines mit einer solchen Fokussierungseinrichtung versehenen Rohrs ohne Verluste folgt, woraus sich ergibt, daß diese Fokussierungseinrichtung im Falle von kleinen Abweichungen auch die Aufgabe von Ablenkelementen mit versehen kann.

### 11.5. Technologische Anwendung der Laser

Die mit Hilfe von Lasern zu erzeugenden hohen räumlichen und zeitlichen Energiedichten lenkten die Aufmerksamkeit auf die technologischen Anwendungen der Laser. Diese konzentrieren sich in erster Linie auf zwei Gebiete, nämlich auf das Schweißen und die Bearbeitung.

Darüber hinaus besitzen Laser verschiedene, teilweise spezifische technologische Anwendungsbereiche (Abschn. 11.8.). So verspricht z. B. die Anwendung des Lasers in der chemischen Technologie sehr viel.

Die Wechselwirkung der in der Laserstrahlung hochkonzentrierten Energie mit dem Material ist ein komplexes und physikalisch noch nicht vollständig geklärtes Problem. Die während der Wechselwirkung ablaufenden und für die Technologie wichtigen Vorgänge können wie folgt zusammengefaßt werden:

Ein Teil der auf das Material fallenden Energie der Laserstrahlung wird im Material kontinuierlich absorbiert, wobei die Temperatur des Materials sehr schnell wächst. Das von der Laserstrahlung getroffene Material schmilzt und verdampft infolge der hohen Temperatur, und gleichzeitig fliegen einige feste oder abgeschmolzene Teile des Materials explosionsartig aus dem betreffenden Materialbereich heraus.

Danach erfolgt nach dem Abschalten der Laserstrahlung die Abkühlung und die Erstarrung des Materials. Die nur in der Wirkungsweise der Wechselbeziehungen zwischen Laserstrahlung und Material beschriebenen Vorgänge werden bei den verschiedenen technologischen Verfahren in den verschiedensten Formen ausgenutzt. Im weiteren behandeln wir nur die zwei wichtigsten technologischen Vorgänge etwas ausführlicher.

*Schweißen.* Den prinzipiellen Aufbau eines Schweißapparates mit Laserstrahlung zeigt Abb. 11.25, während Abb. 11.26 das optische System einer Laser-Schweißeinrichtung ausführlicher darstellt.

Zur genauen Einstellung der Schweißstelle dient ein mit dem Laser gekoppeltes Mikroskop. Als Lasermaterial verwendet man

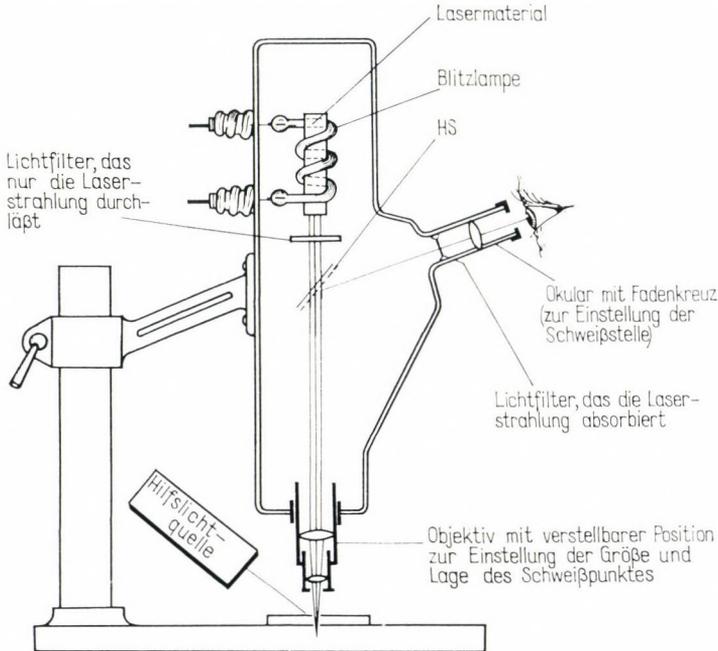


Abb. 11.25

meist Rubin oder Neodymglass (Kapitel 7.). Die Laserstrahlung gelangt durch einen (nur die Wellenlänge des Lasers durchlassenden) Lichtfilter und einen halbdurchlässigen Spiegel *HS* in das abbildende Linsensystem. Die Brennweite der Gummilinse sowie die Entfernung zwischen Laser und zu schweißendem Material sind veränderlich, um das zu schweißende Material mit Lichtflecken unterschiedlicher Größe bestrahlen zu können und damit Nähte unterschiedlicheren Abmessungen zu erzeugen. Das zur Einstellung des Schweißpunktes dienende Mikroskop besteht aus einer Gummilinse, einem halbdurchlässigen Spiegel, einem die Einstellung erleichternden Fadenkreuz und einem Okular. In dem Mikroskop sind,

um eine Schädigung des Auges der Beobachtungsperson zu verhindern, Lichtfilter (und eventuell andere Schutzvorrichtungen, wie Lichtsperre nach Abb. 11.26) eingebaut. Die Beleuchtung des zu schweißenden Materials sichert während der Einstellung eine Hilfslichtquelle.

Es stellte sich in der Praxis heraus, daß die zeitliche Energiekonzentration der Laserstrahlung für die Schweißaufgaben zu hoch ist und daß vielmehr Laserimpulse niedrigerer Energie, aber längerer Dauer erforderlich sind. Zu diesem Zweck verändert man die optische Anregung des Lasers entsprechend der in Abb. 11.27 skizzierten Anordnung. Die üblichen Kondensatoren

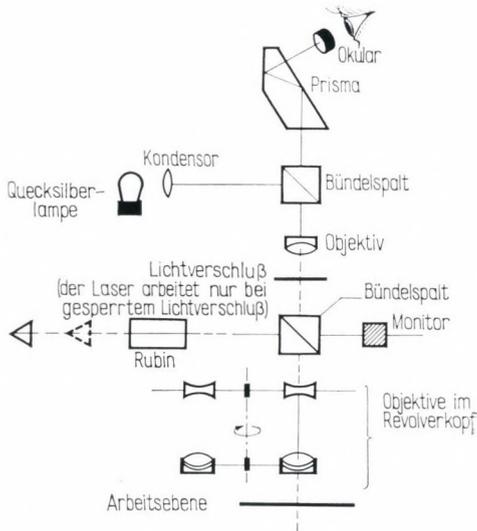


Abb. 11.26

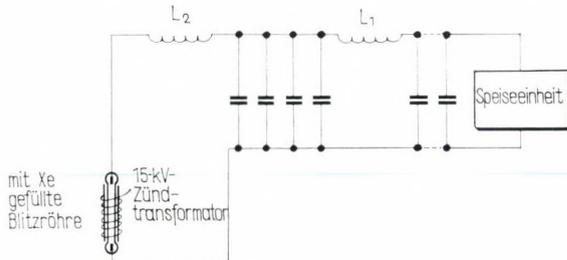


Abb. 11.27

zur Speisung der Pumplichtquelle werden mit Selbstinduktionen  $L_1$  und  $L_2$  kombiniert. Dadurch verlängert man die Pumpimpulse über die übliche Zeitdauer von 1 bis 2 ms (Kapitel 7.) hinaus auf eine Dauer von etwa 10 bis 12 ms. Für den Arbeitsprozeß des Schweißens ist es weiterhin problematisch, daß die Wiederholfrequenz bei den Festkörperlasern höherer Leistung (infolge des schlechten Wirkungsgrades und der damit verbundenen unvermeidbaren Erwärmung) bei 0,01 bis 0,1 Hz liegt, also ziemlich niedrig ist. So können in der Minute Nahtlängen von 2 bis 5 cm geschweißt werden. Zur Erhöhung der Wiederholfrequenz von Lasern verwendet man heute mit Erfolg wassergekühlte Laser-materialien und ebenfalls wassergekühlte Lichtquellen. Von den soeben erwähnten Nachteilen abgesehen, können die Vorteile des Laserschweißens in folgendem zusammengefaßt werden:

a) Die Schweißnähte sind schmal. Die von der Laserstrahlung nicht berührten Teile werden nicht erwärmt und dadurch auch nicht beschädigt.

b) Während der Zeit, in der die zum Schweißen erforderliche Wärmezufuhr erfolgt, berührt nichts das Material, so daß das Schweißen unter ideal sauberen Bedingungen durchgeführt werden kann.

c) Das erschmolzene Material fließt beim Schweißen vollkommen zusammen, so daß Nähte hoher Güte entstehen.

d) Die Energie und die Abmessung des Lichtfleckes sind leicht veränderbar bzw. bei einer Einstellung gut stabilisierbar, was eine konstante Nahtqualität garantiert.

e) Das Laserschweißen kann in einem beliebigen Medium durchgeführt werden (im Gegensatz zum Elektronenschweißen, das fast ausschließlich im Vakuum anzuwenden ist).

Besonders vorteilhaft ist ein Laser als Schweißapparat dann, wenn

a) extrem hoch schmelzende Materialien,

b) Halbleiterelemente und Anschlüsse,

c) Materialien mit niedriger Schmelztemperatur und hohem Dampfdruck verschweißt werden sollen.

Um uns den letzten Punkt klarzumachen, wollen wir uns die sich während des Schweißens abspielenden Prozesse noch einmal verdeutlichen.

Das auf das zu schweißende Material fallende Laserbündel erwärmt die Oberflächenschichten, so daß ein Teil der Energie durch Temperaturstrahlung wieder abgegeben wird. Gleichzeitig wird die durch diese Schicht durchtretende Laserleistung in den tieferen Schichten absorbiert, und das Material wird — da es nur durch Wärmeleitung, also in einem geringeren Maße als bei der Abstrah-

lung, Energie verliert — geschmolzen. Nachdem das Material geschmolzen ist, zerreißt die Schmelze infolge des hohen Dampfdruckes die feste Oberflächenschicht, und das flüssige Material schießt explosionsartig aus dem entstandenen Trichter. Somit bilden sich sehr grobe Nähte. Bei solchen Materialien aber, bei denen die Wärmeleitung stark (und somit die Temperatur der Schmelze nicht bedeutend schneller ansteigt als die Temperatur der Oberflächenschicht) und der Dampfdruck niedrig ist, tritt der oben beschriebene Vorgang nicht oder nur in einem nicht störenden Maße in Erscheinung. Welche Rolle der Dampfdruck und die Wärmeleitung spielen, kann gut veranschaulicht werden, wenn wir bedenken, daß Aluminium z. B. bei 5000 °C mit einer Energiedichte von 140 000 W/cm<sup>2</sup> mit Lasern gut schweißbar ist, doch Eisen mit einer verhältnismäßig schlechten Wärmeleitung und hohem Dampfdruck mit Lasern praktisch nicht zu schweißen ist.

*Bearbeitung.* Bei der Bearbeitung von Metallen mit Lasern werden im allgemeinen die schon beim Schweißen erläuterten Verfahren und Einrichtungen verwendet. Es gibt aber auch Abweichungen. So ist zu betonen, daß zum Beispiel beim Bohren mit Laserstrahlen das Metall in der Bohrung im erschmolzenen Zustand verdampft werden muß. Daraus folgt, daß die Anwendung von kurzen, intensiven Laserimpulsen nicht nachteilig, sondern im Gegenteil sogar von Vorteil ist. Ebenfalls ist im Gegensatz zu dem beim Schweißen Gesagten eine kleine Wärmeleitfähigkeit des Materials günstig, da hierdurch die Bohrungsqualität steigt. Mit Hilfe von Laserstrahlen gelang es, Bohrungen mit einem Durchmesser von 5500 Å (also in der Größenordnung der Lichtwellenlänge) in Wolfram herzustellen, und auch die Erzeugung von Löchern mit Durchmessern in der Größenordnung von Mikrometern bedeutet keine Schwierigkeit. Der Laser ist besonders zum Bohren schwer bearbeitbarer Dielektrika geeignet. So kann zum Beispiel das Bohren der beim Ziehen von Feinstdraht gebräuchlichen Ziehwerkzeuge (Diamanten) und der Uhlrlager mit Lasern erfolgreich durchgeführt werden.

Die Laser sind weiterhin zur Erzeugung und Bearbeitung von Materialien mit hohem Schmelzpunkt, darunter besonderer keramischer Materialien (wärmebeständige Spitze von Raketen), gut geeignet.

Ein besonders interessantes Gebiet der Bearbeitung mit Hilfe von Laserstrahlen ist die Halbleitertechnik. In diesem Falle ist der schon obenerwähnte Vorteil der Bearbeitung mit Laserstrahlung — nämlich daß das Material während der Bearbeitung an den nicht bestrahlten Stellen nicht erhitzt und damit nicht beschädigt wird — von entscheidender Bedeutung.

Ähnliche Vorteile wie der Laser besitzt auch das sog. Elektronenstrahlverfahren bei der Bearbeitung. Die beiden Verfahren bringen in vielen technologischen Fällen den gleichen Erfolg, oft aber ergänzen sie einander gut.

### 11.6. Anwendung der Laser in der Biologie und der Medizin

Da die Intensität der Laserstrahlung wesentlich höher ist als die der herkömmlichen Lichtquellen, taucht die Frage auf, welche von der Wirkung der herkömmlichen Lichtquellen abweichende Wirkung die Laserstrahlung auf die lebende Materie besitzt. Es ist klar, daß durch die Einstrahlung von Licht sehr hoher Intensität die Temperatur der Materie wesentlich erhöht wird, so daß die Lebensfunktionen durch eine Koagulation, Verbrennung usw. vernichtet werden. (Eine Koagulation kann auch mit Blitzlampen oder Sonnenlicht erreicht werden, selbstverständlich in wesentlich geringerem Maße als mit Lasern.)

Die Laserstrahlung bewirkt jedoch auch, daß die bestrahlten Zellen oder Gewebe nicht vernichtet, sondern nur ihre Lebensfunktionen geändert werden. Diese Wirkung bezeichnen wir als biologische Wirkung.

Bezüglich der ärztlichen Anwendungen müssen wir bemerken, daß sie sich noch im Versuchsstadium befinden. Die klinischen Anwendungsbeispiele sind gering, und es wird heute darüber diskutiert, ob es sich lohnt oder ob es überhaupt zu gestatten ist, die Strahlung der Laser zur klinischen Behandlung anzuwenden.

Die Wärmewirkung des Lasers wendet man sowohl in der Medizin als auch in der Biologie an.

Ein solches Anwendungsgebiet ist die Biologie der Zellen. Das Licht der im sichtbaren Bereich arbeitenden Laser wird durch die Objektlinse eines Beobachtungsmikroskops auf einer Fläche von kleiner als  $1 \mu\text{m}^2$  gesammelt.

Die Abmessungen des Fleckes können kleiner sein als die einer Zelle, und so ist die Gelegenheit gegeben, nur einen Teil der Zelle, sogar z. B. nur einen Teil einer Chromosome zu vernichten und die Folge des Eingriffes in die Zelle oder Zellgruppe zu untersuchen.

Die Wärmewirkung des Lasers verwendet man bis jetzt in erster Linie in der Augenheilkunde.

Die Blutungen oder Ablösungen der Retina auf der hinteren Fläche des Augenkörpers zählen zu den verhältnismäßig oft auftretenden Augenkrankheiten. Diese Erkrankungen wurden schon in einigen medizinischen Institutionen mit der in Abb. 11.28 dargestellten Einrichtung erfolgreich behandelt. Die Laserstrahlung

mit einer Energie in der Größenordnung von 0,01 Ws erzeugt man meist mit einem Rubin-, gegebenenfalls mit einem He-Ne-Laser. Sie wird durch eine äußere Linse und die Augenlinse des Kranken auf die kranke hintere Fläche des Augapfels fokussiert. Um zu garantieren, daß das Laserlicht wirklich auf die kranke Stelle gelangt, wird die Einstellung noch vor der Zündung des Lasers mit Hilfe eines Mikroskops vom Arzt kontrolliert. Das Kontrollmikroskop besteht aus einer Hilfslichtquelle, aus den halbdurchlässi-

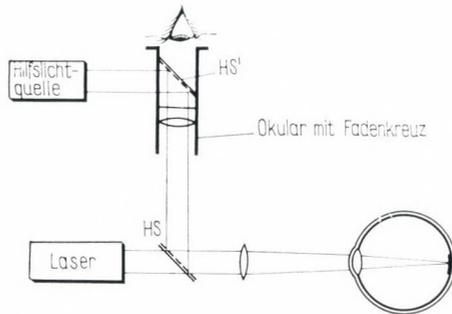


Abb. 11.28

gen Spiegeln  $HS'$  und  $HS$  sowie aus einem zur Erleichterung der Justierung mit einem Fadenkreuz versehenen Okular und einer Linse.

Das Gewebe koagulierte infolge der Einstrahlung. Nach der Heilung des so entstandenen Traumas wächst die abgelöste Retina an, und der weitere Vorgang der Ablösung wird verhindert.

Die Laserstrahlung kann ebenfalls an Stelle eines Skalpells bei der Operation von vaskulären (stark durchbluteten) Geweben, wie Leber und Galle, verwendet werden. Bei der Fokussierung des Lichtes etwa eines  $CO_2$ -Lasers mit einer Leistung von 1 bis 50 W verbrennt das Gewebe. Mit Hilfe eines entsprechenden Spiegelsystems kann das Laserlicht entlang der Schnittlinie geführt werden. Die Verbrennung sichert, daß keine Blutung auftritt. Obwohl auch andere Operationsmethoden bekannt sind, wie z. B. Kryoskalpell, Plasma- und Hochfrequenzskalpell, liegt der Vorteil des Lasers darin, daß er eine sehr genau definierte Schnittlinie ermöglicht.

Die Laserstrahlung wird zur Beseitigung von Geschwülsten auf der Haut, von Warzen und sogar von Tätowierungen verwendet. Wenn die Geschwulst mit Pigmenten angereichert ist, absorbiert sie das Licht gut, daher wurden auch Versuche zum Färben von Geschwülsten durchgeführt. Zum Schneiden von Geschwülsten

sind zur Erreichung der notwendigen Temperatur Impulse mit einer Energie von 500 bis 2000 Ws erforderlich. Diese sind heute nur mit sehr großen Festkörperlasern zu erzielen. Bei derart hohen Energien treten allerdings neben der Wärmewirkung auch andere biologische Nebenerscheinungen auf.

Es ist für die biologische Wirkung der Laserstrahlung charakteristisch, daß nach einer Einstrahlung mittels Impulslasern — mit einer Dosis von etwa  $0,05$  bis  $1 \text{ J/cm}^2$  — die biologischen Vorgänge beschleunigt werden. So steigt z. B. die Vermehrung einer Melanomazellenkultur an, und die Phagozytose der Leukozyten beschleunigt sich. Ähnliche Wirkungen können bei Geweben erreicht werden. Die Heilung von mit Lasern bestrahlten Wunden wird beschleunigt. Dieser Einfluß ist für die Anwendung des Lasers sehr vielversprechend.

Die Wirkung großer Dosen ist umgekehrt, die Lebensfunktionen verlangsamen sich.

Interessante Erscheinungen treten bei der Behandlung bösartiger Geschwülste auf. Bei der Behandlung von malignem Melanom stellte man fest, daß ein Absterben im Gewebe beginnt und das kranke Gewebe nach der Bestrahlung zerfällt. Gleichzeitig erstreckt sich die Wärmewirkung nur auf einen kleinen Teil des kranken Gewebes. Eine ähnliche Erscheinung zeigt, daß bei etwa 200 Melanomen-Warzen auf dem Bein eines Kranken, von denen nur die größten bestrahlt wurden, infolge der Behandlung auch die nicht bestrahlten Warzen abstarben (sie nekrotisierten sich).

Bei der Anwendung und dem Umgang mit Laserstrahlung ist wegen verschiedener gefährlicher Auswirkungen eine gewisse Vorsicht am Platze.

Gelangt das Laserlicht in das (ungeschützte) Auge, so wird es auf die Retina fokussiert. Bei kleinen Intensitäten tritt nur eine Koagulation auf. Größere Intensitäten (z. B. Impulse des Rubinlasers) bewirken einen wesentlich folgenschwereren Effekt, näm-

Tabelle 11.3

	Pupillendurchmesser		
	3 mm (Tageslicht)	5 mm (Laboratorium)	7,5 mm (Nacht)
Laserimpuls in Güteschaltung			
in $\text{J/cm}^2$	$5 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-8}$	$10^{-8}$
freigenerierender Impulslaser			
in $\text{J/cm}^2$	$5 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-7}$	$10^{-7}$
kontinuierlich arbeitender Laser			
in $\text{W/cm}^2$	$5 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$10^{-6}$

lich ein mit einer sofortigen Erblindung verknüpftes Trauma. Bei Bestrahlung der Haut entstehen Brandwunden.

Da die biologischen Wirkungen des Lasers noch nicht geklärt sind, sind die zulässigen Dosiswerte sehr gering. In Tabelle 11.3 geben wir an, wie hoch die Energie bzw. die Leistung der in das Auge fallenden Strahlung sein darf.

Die entsprechenden Werte bei der Bestrahlung der Haut sind um etwa  $10^5$ -mal größer als die für das Auge zulässigen Werte. Es ist empfehlenswert, daß die in Laserlaboratorien Arbeitenden solche Schutzbrillen tragen, die bei der Laserwellenlänge stark absorbieren.

## 11.7. Anwendung der Laser in der Rechentchnik

Eines der perspektivisch sehr vielversprechenden Anwendungsgebiete der Laser ist mit der Digitalrechentchnik verbunden, was dadurch bedingt ist, daß die Anwendung des Lasers in diesem Bereich eine hohe Arbeitsgeschwindigkeit der Datenverarbeitung verspricht. Diese Anwendungsmöglichkeit steht jedoch noch in ihrer Forschungsphase.

Wir diskutieren im weiteren lediglich zwei Beispiele für die Anwendung von Lasern in digitalen Bauelementen bzw. in Rechenmaschinen, nämlich

- a) der Laser als logisches Element,
- b) die Speicherung mit Hilfe von Lasern.

Wie oben schon erwähnt wurde, ist eine der Anforderungen an die Rechenmaschine die hohe Rechengeschwindigkeit. Das verlangt, daß die logischen Einheiten, aus der die Rechenmaschine besteht, schnell arbeiten. Einige *logische Elemente*, die aus einer Doppeldiode (Abschn. 9.4.) bestehen, seien im folgenden erläutert.

Abb. 11.29a zeigt die einfachste Einheit, die eine das Signal  $A$  formende Doppeldiode bildet und deren eine Seite mit einem GaAs-Photoelement ( $\alpha$ ) verbunden ist. Man stellt den Strom der Doppeldiode so ein, daß er unterhalb des Schwellenstromes liegt und die Diode nur dann als Laser arbeitet, wenn sie auch vom Photoelement Strom erhält. Fällt auf das Photoelement ein Lichtsignal, so löst dieser Strom die Laserstrahlung aus. Wenn also ein Signal  $A$  auftritt, so erscheint am Laserausgang ein Signal  $C$ . Diese Einheit ist fähig, kleine Signale auf ein entsprechendes logisches Niveau zu transformieren.

Abb. 11.29b zeigt eine ODER-Einheit. Der Diodenstrom liegt unterhalb der Schwelle, jedoch sowohl der Strom vom Photoelement  $\alpha$  wie auch vom Photoelement  $\beta$  ist fähig, den Laser zu

zünden. Ein Lichtsignal ist also dann vorhanden, wenn die Bedingung  $A + B$  erfüllt ist.

Die gleiche Anordnung kann auch als UND-Einheit verwendet werden (siehe Abb. 11.29c), wenn der Diodenstrom so niedrig gewählt wird, daß er nur beim gleichzeitigen Auftreten der Ströme

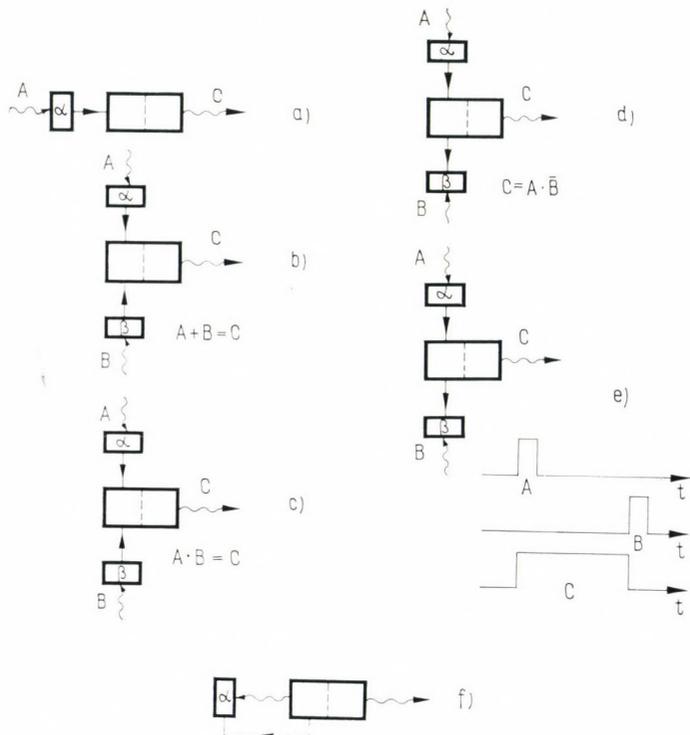


Abb. 11.29

aus den beiden Photoelementen den Laser zündet. Dann muß also die Bedingung  $A \cdot B$  erfüllt sein.

Abb. 11.29d zeigt eine UND/NEIN-Einheit. Wenn auf das Photoelement  $\alpha$  Licht fällt, so steigt der Diodenstrom. Der Strom vom Photoelement  $\beta$  ist mit der entgegengesetzten Polarität angeschlossen und setzt somit den Diodenstrom herab. Die Diode arbeitet nur dann als Laser, wenn sie nur vom Element  $\alpha$  Strom erhält. Liefert auch das Element  $\beta$  Strom, dann wird die Stromwirkung vom Element  $\alpha$  aufgehoben. Selbstverständlich ist die

Diode bei dem ausschließlichen Betrieb des Photoelementes  $\beta$  nicht in Betrieb. Die entsprechende logische Operation ist  $A \cdot B$ .

Die in Abb. 11.29e gezeichnete Einheit arbeitet als Speicher. Der Strom der Doppeldiode wurde so eingestellt, daß sie ohne äußeres Signal keine Laserwirkung zeigt und nur durch die Wirkung der Diode  $\alpha$  gezündet wird. Die so entstehende Lichtenergie dichte sichert schon die Aufrechterhaltung der Laserwirkung. Der Laser arbeitet so lange, bis er von der Diode  $\beta$  ein Signal entgegengesetzter

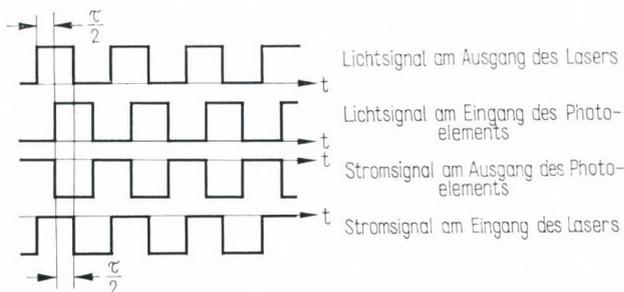


Abb. 11.30

Polarität erhält, wodurch er unterbrochen wird. Die Diode arbeitet dann nur nach einem nächsten äußeren Trigger  $A$ .

Einen stabilen Multivibrator zeigt Abb. 11.29f. Fällt Laserlicht auf die Diode  $\alpha$ , so unterbricht diese die Laserwirkung. Der Laser arbeitet nur dann, wenn er von der Diode kein Signal erhält. Durch die Wahl der Entfernung zwischen der Diode und dem Laser kann erreicht werden, daß die Rückkopplung verzögert erfolgt (Abb. 11.30). Das Laserlicht gelangt auf die Diode mit einer Verzögerungszeit  $\tau/2$ , der Diodenstrom erreicht ebenfalls mit der Verzögerung von  $\tau/2$  den Laser und bricht den Laserprozeß ab. Der Laser zündet erst wieder nach einem Signal.

Da die Halbleiterlaser sehr schnell sind, kann die Operationszeit der oben beschriebenen Einheit  $10^{-10}$  s erreichen. Leider arbeiten die Halbleiterlaser heute nur bei niedrigen Temperaturen kontinuierlich, doch wird es nach der Verbesserung der Fertigungstechnik auch gelingen, Halbleiterlaser herzustellen, die bei Zimmertemperatur arbeiten.

Die Verwendung von Lasern erhöht die Rechengeschwindigkeit der Maschinen auch beim Einschreiben und Lesen bei magnetischer Speicherung. Es ist ein trivialer Gedanke, daß durch das Modulieren eines Laserbündels (Abschn. 4.5.) und punktweise Bestrahlung

einer Photoplatte (Abb. 11.31) sehr viele Informationen unterzubringen sind. Die Modulation sei z. B. wie folgt: Dem Zeichen »0« eines binären Codes entspreche das Löschen des Laserlichtes, dem Zeichen »1« das Durchlassen des Lichtes. Wenn wir die Platte entwickeln, entspricht dann »0« den hellen, »1« den dunklen Stellen. Man kann die entwickelte Platte jederzeit mittels einer

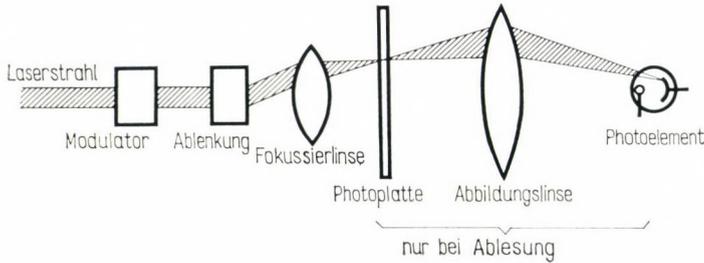


Abb. 11.31

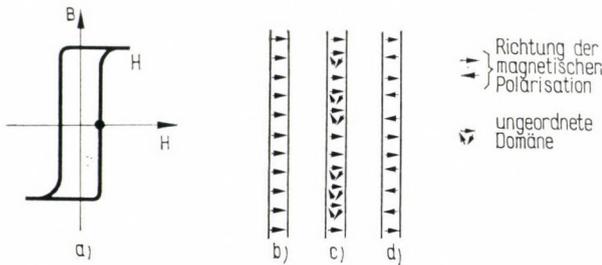


Abb. 11.32

ähnlichen Einrichtung ablesen. Dadurch sind sog. »fixe« Speichereinheiten zu schaffen.

Magnetooptische Verfahren machen es möglich, daß man *reversibel arbeitende Speicher* baut. Hierbei wird der Faraday-Effekt ausgenutzt. Das Wesen der Erscheinung besteht darin, daß bestimmte Stoffe in einem magnetischen Feld die Polarisations Ebene des Lichtes zu drehen vermögen. Die Drehrichtung hängt dabei von der Richtung des magnetischen Feldes ab.

Die Verbindung MnBi ist ferromagnetisch, also bleibt sie nach einer Magnetisierung magnetisch. Ihre Hysteresiskurve ist in Abb. 11.32 dargestellt. Der Curie-Punkt des Materials, bei dem es die ferromagnetischen Eigenschaften verliert, liegt bei 360 °C.

Beim Einschreiben bewegt man ein moduliertes Laserlichtbündel in einer der Abb. 11.31 ähnlichen Anordnung oberhalb eines etwa 1000 Å breiten, in Richtung der schweren Magnetisierbarkeit vormagnetisierten MnBi-Bandes. Der Laser wird im Impulsbetrieb moduliert. Fällt Licht auf das Band, so wird dieses höher als der Curie-Punkt erwärmt und verliert somit seine magnetischen Eigenschaften. Kommt das Band in ein magnetisches Feld in Richtung der leichten Magnetisierbarkeit, so werden die durch den Laser entmagnetisierten Teile magnetisiert, die nicht angestrahlten Teile behalten ihre ursprüngliche Magnetisierung. So können auf einer 1 cm<sup>2</sup> großen Fläche 10<sup>6</sup> bit gespeichert werden.

Beim Lesen tastet ein Lichtbündel mit einer geringeren Intensität als der des einschreibenden Lichtstrahls das Band ab. Die Polarisationsrichtung des durchtretenden Lichtes hängt dann von der Magnetisierung der Schicht ab. Wird hinter dem Band ein Polarisator angeordnet, kann erreicht werden, daß nur das Licht der einen Magnetisierung, also einer Polarisationsrichtung, auf einen Photodetektor fallen kann. Hier wird die Information zu einem elektrischen Signal umgeformt. Die Lesegeschwindigkeit kann bis zu 10<sup>8</sup> bit/s erreichen.

## 11.8. Sonstige Anwendungsgebiete der Laser

Wir wiesen bereits öfters darauf hin, daß die Laser in der physikalischen und biologischen Forschung schon mehrfach neue Entdeckungen ermöglichten. So ist zu erwarten, daß für die Laser noch zahlreiche weitere Anwendungsgebiete erschlossen werden. Im folgenden möchten wir noch kurz einige schon ausgereifte Entwicklungen erwähnen, darunter die Anwendung von Lasern

- a) in optischen Einrichtungen,
- b) zu mikroanalytischen Zwecken,
- c) bei plasmaphysikalischen Untersuchungen,
- d) in photographischen Untersuchungen.

*Optische Einrichtungen.* Die Laserstrahlung mit ihrer großen Kohärenzlänge, der hohen spektralen Energiedichte und den Eigenschaften einer fast idealen ebenen Welle machen den Laser zu einer idealen Lichtquelle in zahlreichen Meßinstrumenten (z. B. Twyman-Interferometer) bzw. für zahlreiche Meßmethoden (z. B. Raman-Spektroskopie) geeignet. Es ist zu erwarten, daß die Laser im Falle der Vereinfachung der zur Konstruktion und zum Betrieb erforderlichen Mittel bei einem bedeutenden Teil der optischen Meßmethoden die Rolle der jetzt sehr verbreiteten Spektrallampen übernehmen.

*Mikroanalyse.* Es ist bei Stoffuntersuchungen oft erforderlich, eine  $10^{-2}$  bis  $10^{-4}$  cm<sup>2</sup> große Oberfläche einer Probe qualitativ zu analysieren. Solche Aufgaben treten z. B. bei der zerstörungsfreien Endkontrolle von fertigen Werkstücken (Bestimmung des während des Härtens diffundierten Kohlenstoffes) oder bei der Untersuchung der Materialstruktur (Analyse der Einzelkörner von Schlift-Flächen

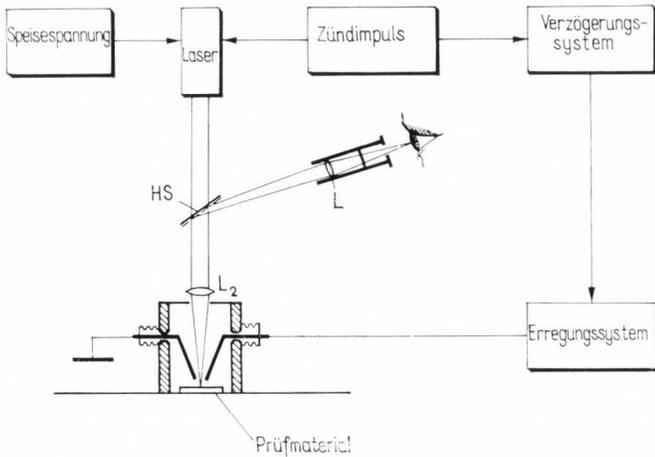


Abb. 11.33

der Größe  $10^{-3}$  bis  $10^{-4}$  cm<sup>2</sup>) auf. Aufgaben dieser Art sind nicht unbedingt nur auf die Gebiete der technischen Wissenschaften begrenzt.

Es kommen auch solche Fälle vor, in denen z. B. eine Zelle oder ein sehr kleines biologisches Objekt auf seine Zusammensetzung untersucht werden soll. Eine Anordnung zur Durchführung solcher Aufgaben zeigt Abb. 11.33. Hierbei wird das Laserbündel auf die zu untersuchende kleine Fläche fokussiert. Das aus dem Okular  $L$  mit Fadenkreuz, aus dem halbdurchlässigen Spiegel  $HS$  und dem Fokussierobjektiv  $L_2$  bestehende Mikroskop dient zur Kontrolle der Einstellung. Es ist — ähnlich wie bei dem in Abschn. 11.5. erläuterten Schweiß- und Bearbeitungslaser — mit die Augen der Bedienungsperson schützenden Einrichtungen (Filter, Blenden usw.) versehen. Infolge des fokussierten Laserimpulses schmilzt und verdampft das Material auf einer  $10^{-2}$  bis  $10^{-4}$  cm<sup>2</sup> großen Fläche.

Das gasförmige zu untersuchende Material wird mittels einer elektrischen Entladung angeregt, die nach der Verdampfung mit

einer zum Laserimpuls einstellbaren Verzögerung erfolgt. Aus dem Spektrum ist dann mit den üblichen spektroskopischen Methoden auf die Zusammensetzung des Materials zu schließen.

*Plasmaphysikalische Untersuchungen.* Die plasmaphysikalischen Untersuchungen werden nicht nur für die physikalische Forschung, sondern auch für die Praxis (z. B. zur Untersuchung des an der Spitze von Raketen entstehenden Plasmas) immer bedeutender.

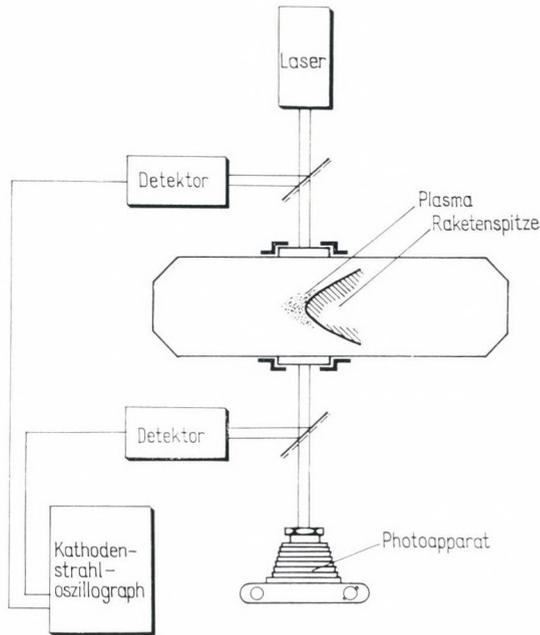


Abb. 11.34

Die Elektronendichte sowie andere den Zustand des Plasmas kennzeichnende Faktoren sind mit Lasern gut meßbar. Die Messung beruht auf der Absorption des Laserlichtes im Plasma. Eine übliche Meßanordnung zeigt Abb. 11.34, mit der das an der Raketenspitze entstehende Plasma in einer Meßkammer untersucht wird.

Als eine Besonderheit ist zu bemerken, daß das Laserlicht das während des Wiedereintretens der Raumschiffe in die Atmosphäre entstehende Plasma durchdringt, wodurch es gerade dann zur Aufrechterhaltung der Verbindung benutzt werden kann, wenn

die anderen Verbindungsarten (Rundfunk- und Mikrowellen) wegen der Plasmabildung nicht zu gebrauchen sind.

*Photographie.* Der Laser erfüllt in der Photographie die Aufgaben einer das Objekt beleuchtenden Lichtquelle. Seine Bedeutung liegt in erster Linie in der Schnellphotographie. Die Phototechnik erfordert nämlich eine so intensive Lichtquelle, die während extrem kurzer Belichtungszeiten (für Explosions- oder aerodynamische Vorgänge 10 000 bis 1 000 000 Aufnahmen/s) eine entsprechende Beleuchtung sichert. Zu diesem Zweck werden im allgemeinen Festkörperlaser, oft doppelerregte Laser (Kapitel 7.), erfolgreich eingesetzt.

## Literatur

(Die Literaturzitate sind nach dem Erscheinungsjahr geordnet.)

- SINGER, J. R.: Masers and other Quantum Mechanical Amplifiers. Advances in Electronics and Electron Physics, Bd. 15 (1961).
- BIRNBAUM, G.: Optical Masers. New York/London: Academic Press 1964.
- SALTONSTALL, R.: Commercial Development and Application of Laser Technology. New York/Buenos Aires: Hobbs, Derman and Co. 1965.
- BUNKIN, F. W.: Optische Quantengeneratoren (russ.). Moskau: Verlag »Mir« 1966.
- GOLDMAN, L.: Laser Cancer Research. Berlin/Heidelberg/New York: Springer-Verlag 1966.
- GÖRLICH, P.; KARRAS, H.; KÖTITZ, G.; LEHMANN, R.: Spektroskopische Eigenschaften aktivierter Laserkristalle (russ.). Moskau: Verlag »Nauka« 1966.
- LENGYEL, B. A.: Introduction to Laser Physics. New York/London/Sidney: J. Wiley & Sons 1966.
- RÖSS, D.: Laser-Lichtverstärker und -oszillatoren. Frankfurt am Main: Akademische Verlagsgesellschaft 1966.
- SMITH, W. V.; SOROKYN, P. P.: The Laser. New York: McGraw-Hill 1966.
- ELION, H. A.: Laser Systems and Applications. Oxford/London: Pergamon Press 1967.
- LENGYEL, B. A.: Laser-Physikalische Grundlagen und Anwendungsgebiete. Stuttgart: Berliner Union 1967.
- MOENKE, H.; MOENKE-BLANKENBURG, L.: Einführung in die Laser-Mikro-Emissionsspektralanalyse. 2. Aufl. Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G. 1968.
- STEPANOW, B. I.: Methodische Berechnungen der optischen Quantengeneratoren (russ.). Minsk: Verlag »Wissenschaft und Technik« 1968.
- FAIN, W. M.; CHANIN, J. I.: Quantenelektronik. Leipzig: B. G. Teubner Verlagsgesellschaft 1969.
- KLEEN, W.; MÜLLER, R.: Laser. Berlin/Heidelberg/New York: Springer-Verlag 1969.
- MARTON, L.; EL-KAREH, A. E.: Electron Beam and Laser Beam Technology. New York/London: Academic Press 1969.
- PAUL, H.: Lasertheorie I, II. Berlin: Akademie-Verlag 1969.
- BROWN, R.: Technik und Anwendung der Laserstrahlen. Stuttgart: Deutsche Verlagsgesellschaft GmbH 1970.
- GÜRS, K.: Laser. Frankfurt am Main: Umschau-Verlag 1970.
- ROBERTSON, E. R.; HARVEY, J. M.: The Engineering Uses of Holography. London: Cambridge University Press 1970.

- ROGERS, G. L.: Handbook of Gas Laser Experiments. London: Butterworths 1970.
- BEESELY, M. J.: Lasers and their Applications. London: Taylor and Francis Ltd. 1971.
- KLIMONTOWITSCH, J. L.: Laser und nichtlineare Optik. Leipzig: BSB B. G. Teubner Verlagsgesellschaft 1971.
- SCHWARZ, H. J.; HORA, H.: Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, Vol. 1. New York/London: Plenum Press 1971.
- VANIER, J.: Basic Theory of Lasers and Masers. New York/London/Paris: Gordon and Breach Science Publishers 1971.
- GÖRLICH, P.: Über die Laser und ihre Anwendung. Sitzungsberichte der Sächsischen Akademie der Wissenschaften zu Leipzig, Bd. 110, Heft 1. Berlin: Akademie-Verlag 1972.
- SCHWARZ, H. J.; HORA, H.: Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, Vol. 2. New York/London: Plenum Press 1972.
- SOBOLEW, N.: Die Laser und ihre Zukunft. Leipzig: BSB B. G. Teubner Verlagsgesellschaft 1972.
- DUSCHIN, L. A.; PAWLITSCHENKO, O. S.: Plasmadiagnostik mit Lasern. Berlin: Akademie-Verlag 1973.
- KOMPA, K. L.: Chemical Lasers. Fortschritte der chemischen Forschung, Bd. 37. Berlin/Heidelberg/New York: Springer-Verlag 1973.
- SCHÄFER, F. P.: Dye Lasers, in: Topics in Applied Physics, Bd. 1. Berlin/Heidelberg/New York: Springer Verlag 1973.
- SARGENT, M.; SOULLY, M. O.; LAMB jr., W. E.: Laser Physics. Reading (Mass.)/London/Amsterdam/Don Mill (Ont.)/Sydney/Tokyo: Addison-Wesley Publishing Co. 1974.
- SCHWARZ, H. J.; HORA, H.: Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, Vol. 3A, 3B. New York/London: Plenum Press 1974.
- WEBER, H.; HERZIGER, G.: Laser. Weinheim: Physik-Verlag 1974.
- BRUNNER, W.; RADLOFF, W.; JUNGE, K.: Quantenelektronik. Einführung in die Physik des Lasers. Berlin: VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften 1975.

# Sachregister

- Absorber, nichtlineare 207
- Absorption 44
  - in der Atmosphäre 281
- Absorptions-filter 104
  - -koeffizient 44, 66
  - -wirkungsquerschnitt 182
- Albedo 94
- Anregung, optische 188
- Anregungs-energie 10
  - -system, optisches 175
  - -wirkungsgrad 177
- Auflösung 101
- Auflösungsvermögen 102
- Auswahlregel 16
- axiale Moden 150
  
- Balmer-Serie** 11
- Bearbeitung mit Lasern 295
- Besetzungs-inversion 128
  - -zahl 120
- Beugung 55
- Beugungs-auskopplung 232
  - -verluste 157
- Bilanzgleichungen 134, 164
  - des RiesenimpulsLasers 201
- Bindung, heteropolare 16
  - , homöopolare 17
- biologische Wirkung 298
- Blitzlampen 188
- Bohrsche Theorie 12
- Brechung 45f., 48
- Brechungsindex der Luft 263
- Brewster-Winkel 48, 226
  
- Chelate** 254
- Cs-Laser 214
  
- Detektoren** 70
- Dispersion 51
- Divergenzeigenschaften 187
- Doppelbrechung 52
- Doppeldiode 250
- Doppler-Effekt 57, 62
  - -Verbreiterung 60
  
- Drei-Niveau-Laser 181
- Druckverbreiterung 60
- Dunkelstrom 78, 81
  
- Einstein-Relationen** 124
- Emission, induzierte 122
  - , spontane 121
  - , stimulierte 122
- Energie eines gebundenen Elektrons 9
  - -band 20, 67
  - -terme 14
- Entfernungsmessung 262, 265, 269
  
- Fabry-Perot-Interferometer** 102
- Farbstofflaser 253, 256
- Fermi-Verteilung 239
- Festkörperlaser 171, 189
  - , Aufbau 172
- Filamente 187
- Fluoreszenz 68
- Flüssigkeitslaser 253
- Fokussierungseinrichtungen, kontinuierliche 290
- Folgefrequenz 174
- freier spektraler Bereich 103
- Fresnelsche Formel 47
- Fresnel-Zahl 151
  
- GaAs-Laser** 246
- Gasentladung 59
- Geschwindigkeitsmessung 272
- Gitterspektrometer 103
- Gruppengeschwindigkeit 43
- Güteschaltung 171
  
- Halbleiter** 21
  - , direkte 242
  - -laser 237
- Hauptquantenzahl 13f.
- heiße Zonen 187
- heteropolare Bindung 16
- homöopolare Bindung 17
- Huygenssches Prinzip 49

- Impulserhaltung** 242  
 induzierte Emission 122  
**Informationsübertragung** 5  
**Injektionslaser** 237, 243  
   —, Steuerung 250  
**Intensität** 30f., 35  
**Interferenz** 30, 32, 34ff.  
   — -bild, Sichtbarkeit 41f., 58f.  
   — -filter 105  
   — -fluktuation 72  
   — -spektrometer 102  
**Ion von Seltenen Erden** 171  
**Ionen, zweiwertige** 196
- Kalorimeter** 91  
**Kerr-Effekt** 109  
   — -Zelle 206  
**Kohärenzlänge** 3, 42  
**konfokale Resonatoren** 158  
**Kristallzüchtung** 183
- Laser** 7  
   —, Bearbeitung mit 295  
   —, gütegeschaltete 197  
   — -impuls 185  
   — in der Biologie und der Medizin 296  
   — — — Nachrichtentechnik 278  
   — -kopf 172  
   — mit dreiwertigen Ionen 191  
   — — Nd<sup>3+</sup>-Ionen 190  
   — — Subnanosekunden-Impulsen 208  
   — -Schweißeinrichtung 292  
   — -schweißen 294  
   —, Temperaturabhängigkeit der Wellenlänge 186  
   — übertragungskanal 284  
**Lebensdauer** 182  
   — des angeregten Zustandes 15  
**Leiter** 21  
**Leitungsband** 237  
**Licht-impulsmethode** 265  
   — -verstärkung 189  
**Linienbreite** 183  
   —, natürliche 59  
**Linse** 50  
**logisches Element** 299  
**Lorentz-Funktion** 62  
   — -Kurve 61f.  
**Lyman-Serie** 11
- Maxwell-Boltzmann-Verteilung** 215  
**Michelson-Interferometer** 33, 40
- Mikroanalyse** 304  
**Mikrowellen** 2  
**Moden, axiale** 150  
   — -synchronisation 172, 209  
   —, transversale 150  
**Multivibrator** 301
- Nachrichtentechnik, Laser in der** 278  
**Nd-SeOCl<sub>2</sub>-Laser** 255  
**Nebenquantenzahl** 14  
**Nicolsches Prisma** 53f.  
**noise equivalent power** 75  
**Nyquist-Rauschen** 74
- optische Achse** 182  
   — Anregung 188  
**optisches Mischen** 286
- Paschen-Serie** 11  
**Phase** 26  
**Phasen-differenz** 26f., 35  
   — -geschwindigkeit 27, 43  
**Phosphoreszenz** 69  
**Photo-diode** 89  
   — -lumineszenz 67  
   — -transistor 89  
   — -widerstand 87  
   — -zelle 76  
**Plancksche Strahlungsformel** 62  
**Pockels-Effekt** 111  
   — -Zelle 206  
**Polarisation** 28f., 54  
**Polarisationsebene** 46  
**Prisma** 50  
**Prismenspektrograph** 99  
**pumpen** 135  
**Pumpimpuls** 185
- Quanten-fluktuation** 72  
   — -wirkungsgrad 75
- Reflektor** 172  
**Reflexion** 54, 56  
**Relaxationsübergang** 68  
**Resonator** 134, 138  
   —, Güte 174  
**Resonatoren, konfokale** 158  
**Riesenimpuls-laser, Bilanzgleichungen** 201  
**Rubinelaser** 171, 180  
**Rückkopplung** 129  
**Rundfunkwellen** 2  
**Rydberg-Konstante** 11

- Sagnac-Versuch 275  
 Schalter, mechanische 206  
 Schnellphotographie 306  
 Schrotrauschen 74  
 Schwarzer Körper 62  
 Schwebung 37  
 Schweißen 292  
 Schwellenwert 134  
 Schwingungsdauer 25  
 Sekundärelektronenvervielfacher 78  
 Seltene Erden 189  
 — —, Ion 171  
 Sichtbarkeit eines Interferenzbildes  
 41f., 58f.  
 Signal/Rausch-Verhältnis 73, 278,  
 285, 287  
 Speicher, »fixe« 302  
 —, reversibel arbeitende 302  
 Speicherung 299, 301  
 Spikes 185, 197  
 spontane Emission 121  
 Stabresonator 152f.  
 Stark-Verbreiterung 61  
 stationärer Zustand 216  
 Stephan-Boltzmannsches Gesetz 64  
 stimulierte Emission 122  
 Subnanosekunden-Impulse, Laser  
 mit 208  
 Temperaturabhängigkeit der Wellen-  
 länge des Lasers 186  
 transversale Moden 150  
 Valenzband 237  
 Vier-Niveau-Laser 174  
 Wasserstoffatom 9, 11, 13  
 Wellenlängenbereich 1  
 Wiensches Verschiebungsgesetz 64  
 Winkelgeschwindigkeitsmessung  
 272, 275  
 Wirkungsgrad, geometrischer 279  
 YAG-Kristall 193  
 Young-Interferometer 58  
 Zustand, angeregter, Lebensdauer 15  
 —, stationärer 216  
 zweiwertige Ionen 196  
 Zylinderresonatoren 154







FERNER EMPFEHLEN  
WIR AUS UNSERER  
PRODUKTION

ACTA PHYSICA  
ACADEMIAE  
SCIENTIARUM  
HUNGARICAE

Diese Zeitschrift der Ungarischen Akademie der Wissenschaften bringt Abhandlungen aus dem Gebiet der theoretischen und experimentellen Physik in deutscher, englischer, französischer oder russischer Sprache.

Acta Physica erscheint jährlich in zwei Bänden von je vier Heften.

Format: 17 × 25 cm

Vertrieb

KULTURA  
H-1389 BUDAPEST  
POSTFACH 149

ISBN 963 05 0344 1