

MASER und LASER : ihre physikalischen Grundlagen und Anwendungsmöglichkeiten

Autor(en): **Elschner, B.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Technische Mitteilungen / Schweizerische Post-, Telefon- und Telegrafienbetriebe = Bulletin technique / Entreprise des postes, téléphones et télégraphes suisses = Bollettino tecnico / Azienda delle poste, dei telefoni e dei telegrafi svizzeri**

Band (Jahr): **40 (1962)**

Heft 8

PDF erstellt am: **28.06.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-875134>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

abhängige Dämpfung (das heisst damit den Absorptionskoeffizienten α_ω) einer elektronenmagnetischen Welle mit dem Ansatz Gleichung 8. (Die Dämpfung ist durch den elektrischen Widerstand bzw. die Stosszahl ν je Sekunde Gleichung 5, bestimmt.) Daraus kann das Absorptionsvermögen A_ω für ein Plasma der Dicke a berechnet und schliesslich mit Kirchhoff, Gleichung 19, das Emissionsvermögen E_ω ermittelt werden.

Mit diesen Methoden (hauptsächlich der ersten) wurden zwei Untersuchungen betreffend die Emission der Zyklotronstrahlung von heissen Plasmen gemacht; erstens für die Radiostrahlung der kosmischen Punktquelle A-Cassiopeia und der Sonnenkorona, zweitens für ein irdisches Fusionsplasma. Voraussetzung ist die Kenntnis der Stärke des Magnetfeldes. Für die kosmische Strahlung wurde berechnet, dass das Absorptionsvermögen bis etwa zur vierten Harmonischen der Zyklotronfrequenz nahezu 1 ist, dass also diese Frequenzen, welche im Innern des Plasmas entstehen, eingeschlossen bleiben und das

Plasma aufheizen. Nur die Oberfläche strahlt diese Frequenzen als schwarze Strahlung der entsprechenden Temperatur ab. Für die höheren Frequenzen fällt das Absorptionsvermögen rasch ab, das heisst sie durchdringen und verlassen das Plasma ohne vorherige Aufheizung als sichtbare Strahlung. Für ein irdisches Fusionsplasma ($\sim 10^8^\circ\text{K}$) ergibt die entsprechende Berechnung, dass die Dimension weit über Laborgrösse hinausgehen müsste, um die Strahlungsverluste durch Selbstabsorption zu vermeiden; deshalb die spiegelnden Umhüllungsflächen, welche zum Glück bei diesen Wellenlängen wirksam sind.

Es war auch hier so, dass zuerst das astrophysikalische Problem behandelt wurde, und derselbe Forscher hat seine Methode später auf irdische Fragen im gleichen Zusammenhang angewandt. Wir wollen mit dieser Bemerkung schliessen, die noch einmal etwas von den faszinierenden Zusammenhängen äusserlich so weit entfernter Gebiete vermittelt.

Adresse des Autors: Dr. Fritz Lüdi, i. Fa. AG Brown, Boveri & Co., Baden/AG

B. Elschner, Genf

621.375.9.029.6
621.375.9.029.6: 535-2

MASER und LASER, ihre physikalischen Grundlagen und Anwendungsmöglichkeiten

Wenn man an die mit Röhren ausgeführten Verstärker denkt, so wird die Verstärkung einer einlaufenden elektromagnetischen Welle dadurch erreicht, dass freie Elektronen in einem elektrischen Feld, etwa zwischen Kathode und Gitter, beschleunigt oder abgebremst werden. Der Verstärkung sehr schwacher Signale ist dabei durch das unvermeidliche Rauschen eine Grenze gesetzt. Dieses Rauschen kann verschiedene Ursachen haben; schliesslich sind diese aber immer darauf zurückzuführen, dass die elektrische Ladung eine «körnige Struktur» hat.

Man charakterisiert das Rauschen oft durch die mittlere Rauschleistung L_R und erhält dafür bei einem Widerstand $L_R = 4 kT\Delta f$. Bei einem Empfänger mit der Bandbreite Δf ist es nützlich, seine effektive Rauschtemperatur T^* einzuführen, die man wie folgt definiert: Man betrachtet die Rauschleistung L_R am Ausgang des Verstärkers bei zunächst kurzgeschlossenem Eingang. Darauf führt man dem Verstärker am Eingang eine Rauschleistung $kT^*\Delta f$ zu, die so gross ist, dass am Ausgang die Rauschleistung $2 L_R$ erscheint. T^* kann unter Umständen viel grösser als die Raumtemperatur sein. Für übliche Mikrowellenempfänger, die mit Kristalldioden ausgerüstet sind, erhält man experimentelle Werte für $T^* \approx 10^3 \dots 10^4$ °K.

Seit 1954 kennt man nun eine Möglichkeit, Mikrowellen zu verstärken [MASER = Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation.] [1],

[2]. Der wesentliche Unterschied zum alten Verstärkungsprinzip besteht darin, dass nicht mehr die Wechselwirkung zwischen freien Elektronen und elektromagnetischen Wellen, sondern dass jetzt die Wechselwirkung zwischen diesen Wellen und Atomen oder Molekülen ausgenutzt wird. Der Primärakt der Verstärkung wird hier ins Atom-(Molekül-)Innere verlegt.

Atome und Moleküle können durch ihre stationären Energie-Zustände $E_0; E_1; E_2$ usw. charakterisiert werden (Fig. 1). Dabei gilt für die Energieabstände der Elektronenterme im Atom oder Molekül im allgemeinen $\Delta E = (E_k - E_i) \gg kT_0$. Für die Energieabstände ΔE der Schwingungs- oder Rotations-

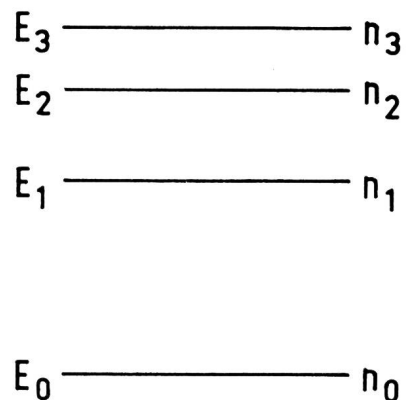


Fig. 1. Energie-Niveauschema eines Atomes (n_i = Besetzungszahl)

niveaus der Moleküle findet man $\Delta E \approx kT_0$ oder $\Delta E \ll kT_0$ ($k = \text{Boltzmann-Konstante}$, $T_0 = 300 \text{ }^\circ\text{K}$). Im stationären, thermodynamisch stabilen Zustand sind die einzelnen Energieniveaus entsprechend einer «Boltzmann-Verteilung» mit jeweils n_i Teilchen besetzt.

$$n_k = n_i \exp\left(-\frac{(E_k - E_i)}{kT}\right) \quad (1)$$

Dieser stationäre Zustand zeichnet sich also dadurch aus, dass die höheren Energieniveaus entsprechend (1) geringer bevölkert sind $n_3 < n_2 < n_1 < n_0$. Wenn $\Delta E \gg kT$ ist, so befinden sich praktisch alle Teilchen im Grundzustand E_0 .

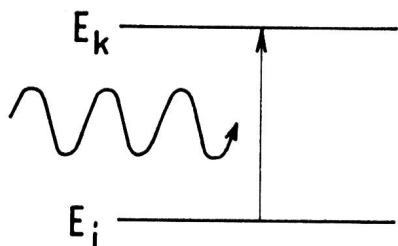


Fig. 2. Schema der Absorption einer einlaufenden Welle

Für die Wechselwirkung einer elektromagnetischen Welle mit Atomen oder Molekülen sind nun die Abstände der Energieniveaus (ΔE), die Besetzungszahlen n_i und die Frequenz ν der einfallenden Welle besonders wichtig. Eine Absorption eines Photons mit der Energie $h\nu$ findet statt, wenn $\Delta E = h\nu$ ist. Bei dieser Absorption wird ein Teilchen vom energetisch tieferen Niveau auf ein höheres Niveau gebracht (Fig. 2). Bezeichnet man die einfallende Strahlungsdichte mit u_ν (u_ν hat die Dimensionen $\frac{\text{erg}}{\text{cm}^3 \cdot \text{Hz}}$) und die Übergangswahrscheinlichkeit mit P_{ik} , so gilt nach Einstein:

$$\frac{dP_{ik}}{dt} = B_{ik} \cdot u_\nu \quad (\text{Absorption}) \quad (2)$$

B_{ik} ist eine Konstante, die vom Atom oder Molekül abhängt.

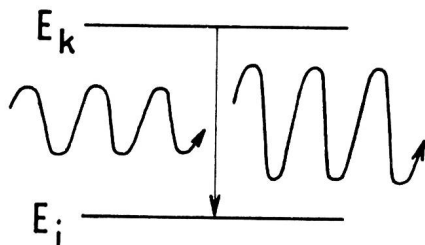


Fig. 3. Schema der induzierten Emission

In Figur 3 ist der Fall der induzierten Emission gezeichnet. Auch hier gilt nach Einstein:

$$\frac{dP_{ki}}{dt} = B_{ki} \cdot u_\nu \quad (\text{Induzierte Emission}) \quad (3)$$

In diesem Fall findet ein Übergang $i \leftarrow k$ ($i < k$) statt. Die dabei frei werdende Energie ΔE_{ik} kommt der einlaufenden Welle zugute und verstärkt diese. Dabei ist aber wichtig, dass einlaufende und auslaufende Welle phasenstarr (kohärent) miteinander verbunden sind. Ausserdem gilt:

$$B_{ik} = B_{ki} \quad (4)$$

Schliesslich haben wir noch die Spontanemission zu betrachten (Fig. 4). Dafür gilt:

$$\frac{dP_{ki}}{dt} = A_{ki} \quad (A_{ki} = \text{const}) \quad (5)$$

Die Übergänge der Spontanemission erfolgen rein statistisch unter Emission eines Photons mit der Energie $(E_k - E_i) = h\nu_{ik}$.

Zwischen den Konstanten A_{ki} und B_{ki} besteht der folgende Zusammenhang:

$$A_{ki} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot B_{ki} \quad (6)$$

Daraus erkennt man, dass die Spontanemission im Mikrowellengebiet ($\nu \approx 10^4 \text{ MHz}$) gegenüber der induzierten Emission praktisch keine Rolle spielt ($A_{ki}/B_{ki} \approx 10^{-26} \text{ c. g. s.}$). Die Beziehung (6) kann man auch wie folgt interpretieren:

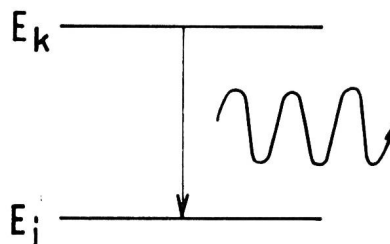


Fig. 4. Schema der Spontanemission

$A_{ki} = [\text{Anzahl der Eigenschwingungen (radiation modes) je Volumeneinheit und je Einheit des Frequenzintervalles}] \cdot (\text{Energie } h\nu \text{ des Überganges}) \cdot B_{ki}$.

Danach wird die Spontanemission im Verhältnis zur induzierten Emission umso kleiner, je weniger Eigenschwingungen angeregt sind. Diese Tatsache wird bei den späteren Betrachtungen über LASER besonders interessant werden.

Bei der Betrachtung der MASER haben wir nun die Ausdrücke (2), (3) und (4) zu berücksichtigen. Die von den Atomen oder Molekülen in Summa absorbierte beziehungsweise emittierte Leistung ergibt sich dann zu:

$$\frac{dW}{dt} = (n_k - n_i) \cdot B_{ik} \cdot u_\nu \cdot h\nu_{ik} \quad (7)$$

Diese Leistung wird negativ, das heisst es findet eine Nettoabsorption statt, wenn $n_i > n_k$ ist. Im umgekehrten Fall $n_i < n_k$ erhalten wir eine Nettoemission. Um einen MASER oder LASER zu bekommen, muss also der thermodynamisch instabile Zustand $n_i < n_k$ erreicht werden.

1. Molekül-Strahl-MASER

(NH₃-MASER, siehe zum Beispiel [1], [3], [4], [5]).

Infolge der Inversionsmöglichkeit des NH₃-Moleküls sind dessen Rotationsenergieniveaus in Dubletts aufgespalten. In einem bestimmten Rotationsniveau (zum Beispiel dem [3,3]-Niveau) beträgt diese Aufspaltung im Frequenzmass 23 870,11 MHz.

In einem NH₃-Molekülstrahl sind die Moleküle über die beiden Inversionsniveaus fast gleichmässig verteilt. Lässt man den wenig divergierenden NH₃-Strahl durch ein achsial symmetrisches elektrisches Feld laufen, dessen Feldstärke E auf Grund der Geometrie der Elektroden-Anordnung proportional der Entfernung von der Feldachse ist ($E \sim r$, Vierpolfeld), so werden die Moleküle, die sich im oberen Inversionsdublett befinden zur Feldachse hin abgelenkt, weil ihre Energie im elektrischen Feld infolge Starkeffekt ansteigt. Die Moleküle im energetisch tieferen Inversionsdublett, deren Energie im elektrischen Feld noch sinkt, werden dagegen von der Achse weggelenkt. Auf diese Weise bekommt man eine beträchtliche Anreicherung der Moleküle mit der höheren Energie auf der Strahlachse. Diese Moleküle werden von einem Hohlraumresonator aufgefangen.

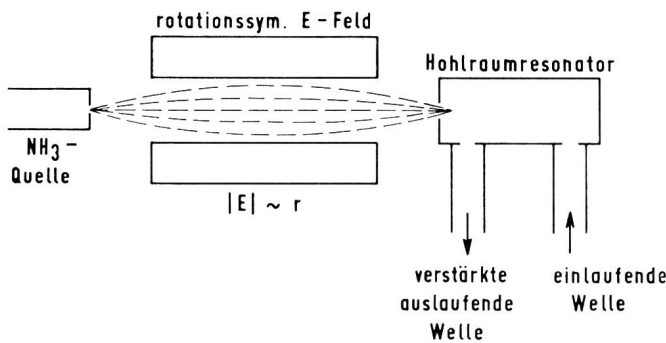


Fig. 5. Schema eines NH₃-MASERS [1]

dessen Resonanzfrequenz ν_r mit der Übergangsfrequenz ν_0 des Inversionsdubletts übereinstimmt (Fig. 5). Ein schwaches Mikrowellensignal (Frequenz ν_0), das in den Resonator eingekoppelt wird, wirkt als induzierendes Signal und kann auf diese Weise verstärkt werden. Wenn ein Resonator mit einem genügend hohen Gütefaktor benutzt wird und wenn genügend viele angeregte Moleküle in den Resonator eintreten, so kann sich dieser MASER sogar selbst erregen und als Oszillator arbeiten. Der Vorteil eines solchen Oszillators ist wegen des Regenerativ-effektes in seiner grossen Frequenzkonstanz begründet. Man erreicht $\Delta\nu/\nu \approx 10^{-10}$ mit einer Ausgangsleistung von 10^{-9} Watt.

2. Festkörper-MASER

siehe zum Beispiel [6], [7], [8].

Baut man paramagnetische Ionen (zum Beispiel Cr³⁺) in diamagnetische Kristallgitter (etwa Al₂O₃) ein, so werden die Energieniveaus dieser Ionen infolge elektrostatischer Wechselwirkung zwischen den

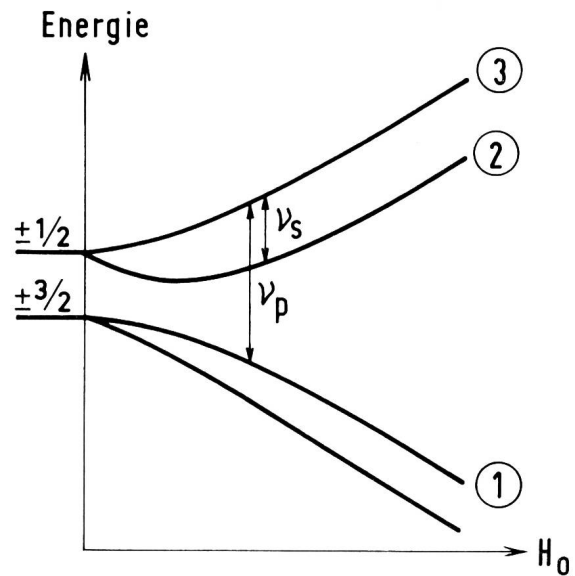


Fig. 6. Aufspaltung der Energieniveaus von Cr³⁺-Ionen im axialen Kristall durch ein Magnetfeld H_0

ν_s = MASER-Signalfrequenz ($\approx 10^4$ MHz)

ν_p = MASER-Pumpfrequenz ($\approx 2,5 \cdot 10^4$ MHz)

Ionen und der diamagnetischen Umgebung in ihrer Lage stark beeinflusst. Das soll am Beispiel des Rubins (Cr³⁺ im Al₂O₃) erläutert werden (Fig. 6). Der Grundzustand des freien Chrom-Ions wird im kubischen Kristallfeld der sechs O-Ionen zunächst stark aufgespalten ($\approx 10^4$ cm⁻¹). Dazu kommt, dass der Rubin ein einachsiger Kristall ist. Dadurch spaltet das untere Niveau zusätzlich in zwei Niveaus auf. Diese beiden Niveaus werden mit $\pm 3/2$ und $\pm 1/2$ bezeichnet. $\pm 3/2$, $\pm 1/2$ sind die magnetischen Quantenzahlen für das Cr³⁺-Ion (3 ungepaarte Elektronen) im starken äusseren Magnetfeld H_0 , (H_0 beträgt etwa 3,8 kGauss).

Bringt man nun den Kristall in das äussere Magnetfeld H_0 , so werden die im Feld $H_0 = 0$ noch entarteten Zustände weiter aufgespalten, wie es in Figur 6 skizziert ist. Der Verlauf dieser Energieniveaus hängt sehr vom Winkel α zwischen der Kristallachse und dem Magnetfeld H_0 ab. Bei $\alpha = 54,7^\circ$ ist die Aufspaltung beispielsweise vollkommen symmetrisch.

Die MASER-Bedingung $n_i < n_k$ wird nun so erreicht, dass zum Beispiel zwischen Niveau ① und ③ (Fig. 6 und Fig. 7) kräftig eingestrahlt (gepumpt)

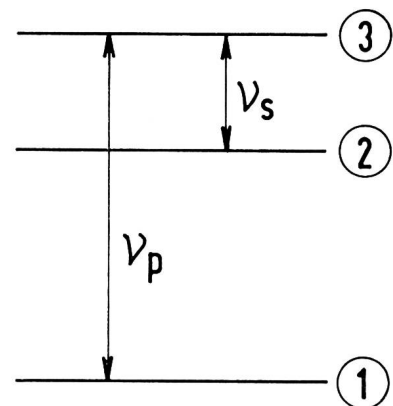


Fig. 7. Niveau-Schema eines 3-Niveau-MASERS

wird, so dass die Sättigung $n_1 = n_3$ erreicht wird. Dadurch wird das Niveau ③ im Vergleich zum Niveau ② unter Umständen überbevölkert ($n_3 > n_2$).

Die von einem solchen Drei-Niveau-System emittierte Leistung je cm^3 der Probe beträgt:

$$L_{em} = \frac{N \cdot h^2 \cdot \nu_s (v_{21} w_{21} - v_{32} w_{32})}{3 k T (w_{23} + w_{12} + W_{32})} W_{32} \dots (8)$$

w_{ik} sind die thermischen Übergangswahrscheinlichkeiten je Sekunde.

k = Boltzmann-Konstante, T = absolute Temperatur, N = Anzahl der Cr^{3+} -Teilchen je cm^3 .

W_{32} = Übergangswahrscheinlichkeit je Sekunde infolge Strahlung, $3 \leftrightarrow 2$.

Die technische Ausführung eines Rubin-MASERs sieht so aus, dass der mit etwa 0,05% Cr^{3+} dotierte Rubin-Einkristall in einem Mikrowellen-Hohlraumresonator den beiden Frequenzen ν_p und ν_s ausgesetzt wird. Dabei arbeitet man mit Füllfaktor 100%, das

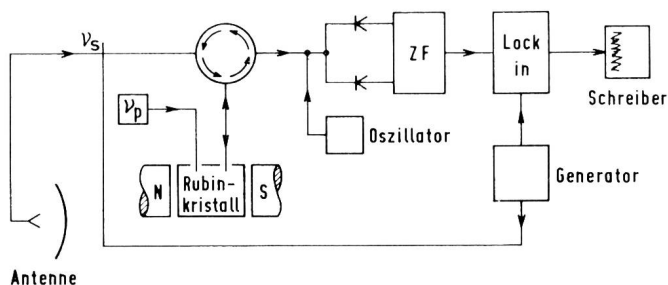


Fig. 8. Schema eines Mikrowellen-Radiometers mit Kristall-MASER als Vorverstärker

heisst der gesamte Hohlraumresonator ist vom Rubin ausgefüllt. Der Resonator besteht aus einem sehr gut polierten, versilberten Rubin-Monokristall, wobei in den Silberbelag nachträglich die Koppellöcher für die Mikrowellen eingelassen wurden [8].

Ein Schaltbild eines mit einem MASER als Vorverstärker ausgerüsteten Radiometers ist in *Figur 8* wiedergegeben.

Man charakterisiert einen MASER-Verstärker durch das Produkt $(\sqrt{G} \cdot \Delta f)$, wobei G die Leistungsverstärkung und Δf seine Bandbreite ist. Ein ohne Schwierigkeiten erreichbarer Wert für dieses Produkt ist 150 MHz.

Das Rauschen eines solchen MASERs ist durch zwei Faktoren bestimmt. Einmal kann die inkohärente thermische Strahlung der Resonatorwände Übergänge im aktiven Material induzieren, zum anderen stellt die oben erwähnte Spontanemission eine Rauschquelle dar. Die Resonatorwände befinden sich meist auf der Temperatur des flüssigen Heliums ($4,2^\circ\text{K}$), ihre thermische Strahlung ist dementsprechend gering. Der Einfluss der Spontanemission ist unter Berücksichtigung des Ausdruckes (6) auch klein, weil man ebenfalls für das Signal den Hohlraumresonator auf Resonanz abstimmt und ihn damit auf einem bestimmten Modus schwingen lässt. Man hat von MASER-Anordnungen Rauschtemperaturen T^* von

$\approx 5^\circ\text{K}$ gemessen. Leider charakterisiert diese niedrige Rauschtemperatur nicht die wirklich nutzbare Verbesserung, die man durch einen MASER erzielen kann. Die Mikrowellenbauelemente des MASER-Vorverstärkers, wie Zuführungshohlleiter, Zirkulator, Magisches-T usw. stellen zufolge erhöhter Temperatur ihrer Wände zusätzliche thermische Rauschquellen dar, die schliesslich die effektive Rauschtemperatur der gesamten Anordnung bestimmen. Man findet experimentell $T^* \approx 75^\circ\text{K}$.

Das Hauptanwendungsgebiet der Festkörper-MASER stellt heute die Radioastronomie dar. Verschiedene Radiometer wurden beschrieben (zum Beispiel [8]). Die *Figur 9* zeigt zum Vergleich das Signal des Radiosternes Cyknus A einmal ohne MASER und einmal bei Verwendung eines MASERs [9].

3. LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation)

Es stellt sich nun die Frage, ob dieses MASER-Prinzip auch bei höheren Frequenzen (kleineren Wellenlängen), das heisst etwa im Gebiet des sichtbaren Lichtes anwendbar ist. Die erste Schwierigkeit besteht dabei in der Tatsache, dass ein Hohlraumresonator, der wie beim MASER in einer bestimmten Eigenschwingung angeregt wird, aus konstruktiven Gründen nicht mehr möglich erscheint. So sind etwa in einem Hohlraumvolumen von 1 cm^3 , bei einer Wellenlänge von 1μ in einem Frequenzbereich von 1 MHz, noch etwa 10^9 Eigenschwingungen möglich. *A. L. Schawlow* und *C. H. Townes* [10] zeigten in ihrer grundlegenden Arbeit über LASER, dass man bei Benutzung des *Pérot-Fabry-Prinzips* (Interferenz zwischen zwei planparallelen Platten) für bestimmte «Eigenschwingungen» des *Pérot-Fabry-Hohlraumes* eine besonders hohe Güte, das heisst viele Reflexionen erwarten kann. Das sind die Eigenschwingungen, die senkrecht zu den beiden *Pérot-Fabry-Platten* verlaufen. Ein LASER wird demnach aus dem für indu-

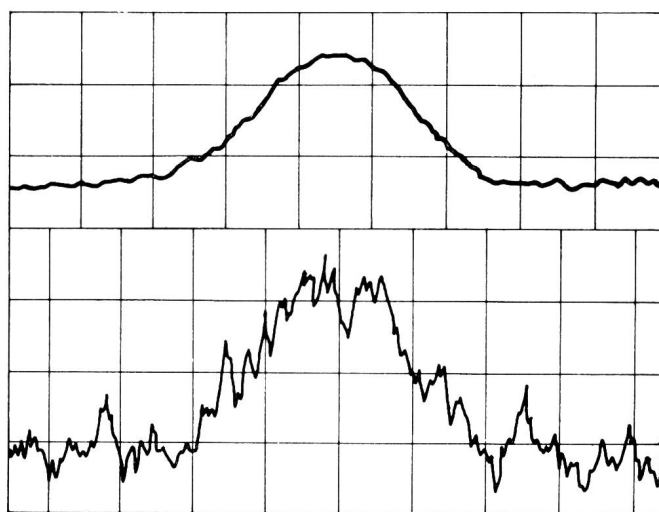


Fig. 9. Signal vom Radiostern Cyknus A [9]
oben: mit MASER
unten: ohne MASER

zierte Emission aktiven Material bestehen, das zwischen zwei reflektierenden Platten untergebracht ist. Die beiden Platten (zum Beispiel die versilberten Stirnflächen eines etwa 5 cm langen aktiven Kristalles) müssen sehr genau parallel stehen, damit die notwendige Anzahl Vielfachreflexionen erreicht wird. Während die eine Stirnfläche vollständig versilbert ist, behält die andere eine Durchlässigkeit von etwa 2%.

Als aktive LASER-Substanz eignet sich nun auch hier der vorhin erwähnte Rubin-Kristall. Jetzt müssen allerdings die «optischen» Niveaus der Cr^{3+} -Ionen im Al_2O_3 -Gitter betrachtet werden (Fig. 10).

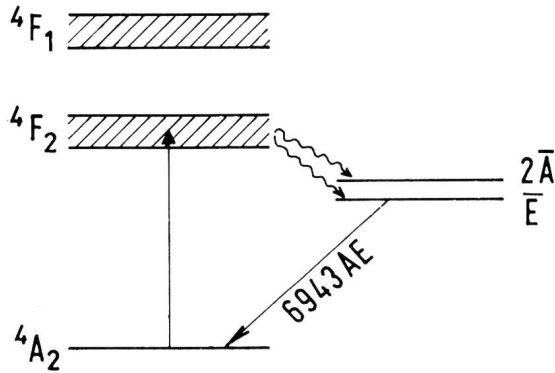


Fig. 10. Optische Niveaus vom Rubin [11]

Das Niveauschema des optischen Spektrums des Rubins besteht aus einem Quartettsystem (Termfolge 4A_2 , 4F_2 usw.) und einem Dublettsystem. Die beiden tiefsten Niveaus des Dublettsystems (E , $2A$) liegen unter dem breiten 4F_2 -Niveau. Bestrahlt man den Kristall nun kräftig mit einem Xenon-Photoblitz (Energie ≈ 1 KWs), so bevölkert man dadurch vom Grundzustand aus zunächst das 4F_2 -Niveau. Von dort aus gelangt ein grosser Teil der angeregten Cr^{3+} -Ionen durch strahlungslose Übergänge in das Dublettsystem und bevölkert dort das tiefere Niveau E . Da spontane Übergänge Dublett \rightarrow Quartett mit sehr geringer Übergangswahrscheinlichkeit auftreten, kann auf diese Weise das E -Niveau gegenüber dem Grundniveau 4A_2 überbevölkert werden, und damit ist die LASER-Bedingung erfüllt. Infolge Vielfachreflexionen der durch Übergänge $E \rightarrow {}^4A_2$ emittierten Photonen im Pérot-Fabry-Kristall können diese für weitere Übergänge wieder induzierend wirken. Bei jeder Reflexion verlässt ein Bruchteil des Lichtes durch die halbversilberte Stirnfläche den Kristall.

Da nur die Schwingungsmoden (Eigenschwingungen) mit der höchsten Güte zur induzierten Emission beitragen, wird also nur solches Licht den Kristall verlassen, das senkrecht auf dessen Stirnfläche auftrifft. Daraus folgt, dass das LASER-Lichtbündel ausserordentlich parallel emittiert wird. Der Öffnungswinkel hängt von der Homogenität des Kristalles ab und beträgt im allgemeinen weniger als 1° . Da das Licht kohärent emittiert wird (induzierte Emission), kann im Brennfleck einer Linse auf einem Bereich von der Grössenordnung λ^2 eine hohe elektrische Feldstärke erreicht werden ($\approx 10^5$ V/cm). Auf diese

Weise hat man zum Beispiel innerhalb 0,5 ms auf kleinem Raum mit einem LASER eine Temperatur von 10 000 $^\circ\text{C}$ erreicht.

Die emittierte Wellenlänge λ_e ist durch den Abstand der Energieniveaus (beim Rubin $E \rightarrow {}^4A_2$) bestimmt. Beim Rubin-LASER mit 0,05% Cr^{3+} beträgt diese Wellenlänge $\lambda_e = 6943$ AE [11] beziehungsweise beim Rubin-LASER mit mehr Chrom (0,7%) infolge gegenseitiger Beeinflussung der Cr-Ionen $\lambda_e = 7010$ AE [12].

Inzwischen wurden, ausser mit dem Rubin, noch mit anderen Kristallen und anderen Ionen LASER-Experimente gemacht, etwa mit $\text{CaF}_2 + \text{Sm}^{2+}$, $\lambda_e = 7082$ AE [13]; $\text{CaF}_2 + \text{U}^{3+}$, $\lambda_e = 26\,000$ AE [14]; $\text{CaWO}_4 + \text{Nd}^{3+}$, $\lambda_e = 10\,600$ AE [15]. Diese Kombinationen brauchen teilweise eine kleinere Schwellenenergie als Rubin, um LASER-Wirkung zu zeigen, weil hier der Endzustand des LASER-Überganges, im Gegensatz zum Rubin, nicht der Grundzustand des Ions ist.

Eine weitere charakteristische Eigenschaft der LASER-Strahlung ist ihre ausserordentliche Monochromasie. Während beim Rubin der Fluoreszenzübergang $E \rightarrow {}^4A_2$ bei Zimmertemperatur eine Linienbreite von etwa 3 AE hat, verschmälert sich diese Emissionslinie im LASER-aktiven Zustand auf 0,1 AE. Der Grad der Verschmälerung hängt von der mechanischen Homogenität der Kristalle ab. Der Verschmälerung liegt natürlich auch hier das physikalische Prinzip zu Grunde, dass die Linienmitte stärker an der induzierten Emission beteiligt ist als die Linienflanken.

Während die Kristall-LASER (Fig. 11) bisher ausnahmslos im Impulsbetrieb arbeiten (4 Impulse in der Minute)*, arbeitet der Gas-LASER von A. Javan und Mitarbeitern [15] kontinuierlich. Hier wird in einem He/Ne-Gemisch eine Gasentladung gezündet. Durch Stösse zweiter Art wird dabei Anregungsenergie vom Helium an das Neon abgegeben.

Auf diese Weise werden die 2s-Niveaus des Neons gegenüber den 2p-Niveaus überbevölkert und da-

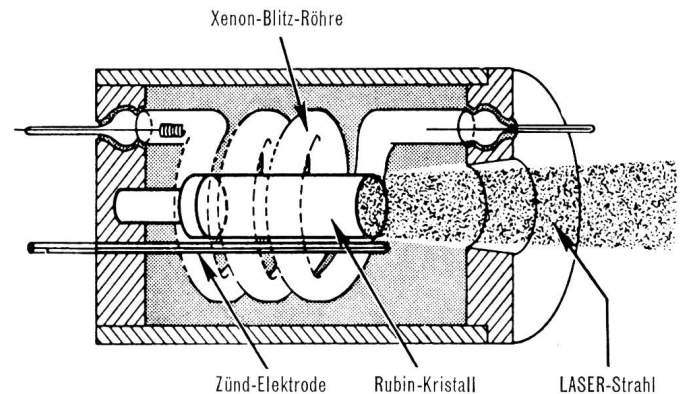


Fig. 11. LASER-Anordnung [11]

* In der Zwischenzeit ist es gelungen (z. B. [16]), Rubin-LASER zum kontinuierlichen Arbeiten zu bringen. Der LASER-Strahl hat dabei eine Leistung von etwa 4 mW bei einer Eingangsleistung von ungefähr 1 kW.

mit die LASER-Bedingung erfüllt. Die LASER aktiven Übergänge vollziehen sich zwischen $\text{Ne}(2s) \rightarrow \text{Ne}(2p)$ (Bezeichnung nach *Paschen*) bei einer Wellenlänge von 11 530 Å. Auch bei diesem Gas-LASER wird das Pérot-Fabry-Prinzip angewandt. Die beiden Platten stehen im Abstand von 80 cm auf einige Bogensekunden parallel. Um einen hohen Reflexionsgrad zu erreichen, wurden die Pérot-Fabry-Platten mit dielektrischen Interferenzschichten belegt. Zwischen den Platten brennt die Gasentladung. Von den Autoren wurde für diesen He/Ne-LASER eine überraschend schmale Linienbreite von etwa 40 kHz gemessen; dem entspricht ein $\lambda/\Delta\lambda$ von $0,6 \cdot 10^{10}$.

Adresse des Autors: Dr. Bruno Elschner, Battelle-Institut, Genf-Carouge.

Literaturverzeichnis

- [1] Gordon, J. P., Zeiger, H. Z. und Townes, C. H. Phys. Rev. **95** (1954), S. 282.
 [2] Basov, N. G. und Prokhorov, A. M. Journ. exp. theor. Physik. USSR **27** (1954), S. 431.

- [3] Gordon, J. P., Zeiger, H. Z. und Townes, C. H. Phys. Rev. **99** (1955), S. 1264.
 [4] Troup, G. MASERS, Methuen and Co. Ltd., London 1959.
 [5] Bonanomi, J., und Herrmann, J. Helv. Phys. Acta **XXIX** (1956), S. 224.
 [6] Bloembergen, N. Phys. Rev. **104** (1956), S. 324.
 [7] Bölger, B., Robinson, B. J. und Ubbink, J. Physica **26** (1960), S. 1.
 [8] Cook, J. J., Cross, L. G., Bain, M. E. und Terhune, R. W. Proc. I.R.E. **49** (1961), S. 768.
 [9] Aus «Physiker-Tagung Essen 1959». Vortrag Townes, C. H. Physik-Verlag Mosbach.
 [10] Schawlow, A. L. und Townes, C. H. Phys. Rev. **112** (1958), S. 1940.
 [11] Maiman, T. H. et al. Phys. Rev. **123** (1961), S. 1151.
 [12] Wieder, I. und Sarles, L. R. Phys. Rev. Letters **6** (1961), S. 95.
 [13] Kaiser, W., Garrett, C. G. B. und Wood, D. L. Phys. Rev. **123** (1961), S. 766.
 [14] Sorokin, P. P. und Stevenson, M. J. Phys. Rev. Letters **5** (1960), S. 557.
 [15] Javan, A., Bennett, W. R. und Herriott, D. R. Phys. Rev. Letters **6** (1961), S. 106.
 [16] Nelson, D. F. und Boyle, W. S. Appl. Optics **1** (1962), S. 181.

W. Klein, Bern

621.396.934:629.19:621.39

Nachrichtenübertragung mit Hilfe künstlicher Erdsatelliten

1. Allgemeines

Wir erleben gegenwärtig einen gewaltigen technischen Wettlauf um die Erforschung und Eroberung der höheren Erdatmosphäre und darüber hinaus des kosmischen Raumes. Anlass und Möglichkeit hierzu bot die erfolgreiche Entwicklung von Raketentriebwerken, die dem Menschen erstmals erlauben, das Gravitationsfeld der Erde, vorläufig mit einer verhältnismässig bescheidenen Nutzlast, zu überwinden und ausserdem im Weltraum Relativgeschwindigkeiten zu erreichen, die grundsätzlich zunächst einmal Teile unseres eigenen Planetensystems in greifbare Nähe bringen. Vor wenigen Jahren hätte man dies noch als utopische Zukunftsvision betrachtet; heute vergeht kaum eine Woche, ohne dass nicht irgendein neuer Versuchssatellit in seine Umlaufbahn um die Erde geschickt wird. Freilich sind neben dem eigentlichen Fortbewegungsproblem noch hundert andere zu lösen, doch das Haupttor in diese neue Welt der Entdeckungen steht von nun an offen. Wie gross der heutige materielle und personelle Einsatz für Entwicklungen in dieser Richtung ist, zeigen die hohen Ausgaben der National Aeronautical and Space Administration (NASA), der Dachorganisation für Raumforschung der Vereinigten Staaten, die nächstens die 3 Milliarden Dollargrenze im Jahr überschreiten werden.

Die Ursachen und Ziele dieser Entwicklung sind teils wissenschaftlicher, teils militärischer Natur. Die

Wissenschaft erwartet als Nahziel wertvolle neue Aufschlüsse über die Struktur der oberen Erdatmosphäre und deren Beeinflussung durch die komplizierten Vorgänge auf der Sonne sowie über die Struktur des kosmischen Raumes, als Fernziel neue Einblicke in die Entstehung und Weiterentwicklung unseres Planeten, unseres Sonnensystems und des gesamten Kosmos, Fragen, welche die Grundfesten der Physik und unseres materiellen Seins berühren. Wenn einerseits die Wissenschaft vielleicht noch nie vor derart weitreichenden und aufregenden Problemen stand, so verlangt andererseits die Erschliessung dieses Neulandes einen maximalen Einsatz der besten Köpfe und materiellen Hilfsmittel aus den verschiedensten technischen Sparten.

Eine der grundlegenden Voraussetzungen für die Eroberung des Luftraumes ist, ausser einem geeigneten Fortbewegungsmittel, eine zuverlässige Nachrichtenübertragung zwischen Erde und Raumfahrzeugen, in einer späteren Phase auch zwischen Raumfahrzeugen unter sich. Damit stellt sich von selbst auch die Frage nach einer direkten Nutzenanwendung von künstlichen Erdsatelliten für die Nachrichtenübertragung zur Erde und auf der Erde. In der Tat scheint es zum Beispiel verlockend, künstliche Erdsatelliten dem kommerziellen Nachrichtenaustausch über interkontinentale Entfernungen dienstbar zu machen, fehlt uns doch hier bisher ein genügend leistungsfähiges Übertragungsmittel, welches das Anwachsen des in-