

HEINRICH-HERTZ-INSTITUT FÜR SCHWINGUNGSFORSCHUNG
BERLIN-CHARLOTTENBURG

Technischer Bericht Nr. 40

Festkörper-Molekularverstärker

Dipl.-Ing. H. W. Fock

H 40

1 9 6 0

Festkörper-Molekularverstärker

Zusammenfassung

In einem Übersichtsbericht wird eine Einführung in die physikalischen Prinzipien von Festkörper-Molekularverstärkern und eine Zusammenstellung der praktisch ausgeführten Verstärker gegeben. Die physikalischen Grundlagen werden an Hand von einfachen mechanischen Modellen erläutert und die Wirkungsweise der Festkörper-Molekularverstärker wird phänomenologisch ohne quantenmechanischen Formalismus beschrieben. Die bisher bekannt gewordenen Aufbauten von Festkörper-Molekularverstärkern werden in ihrer technischen Ausführung und den erzielten Meßergebnissen besprochen.

Heinrich-Hertz-Institut für Schwingungsforschung

Der Bearbeiter

gez. FOCK

(Dipl.-Ing. H.W. F o c k)

Der Abteilungsleiter

gez. Gundlach

(Prof.Dr.-Ing. F.W. GUNDLACH)

Der Institutsdirektor

gez. Cremer

(Prof.Dr.-Ing. L. CREMER)

Berlin-Charlottenburg, den 7. März 1960



Inhaltsübersicht

	Seite
1. Einleitung	1
2. Physikalische Grundlagen	3
3. Technische Ausführungen (Übersichtstabelle)	17 29
4. Literaturverzeichnis	31

Einleitung

Am Heinrich-Hertz-Institut für Schwingungsforschung wird seit einiger Zeit an der Entwicklung von Molekular- oder Quantenmechanischen-Verstärkern gearbeitet. Bei dem Versuch, sich einen Überblick über den gegenwärtigen Stand der Technik der Molekularverstärker zu schaffen, entstand der vorliegende Bericht.

Festkörper-Molekularverstärker können zur Verstärkung von elektromagnetischen Wellen benutzt werden. Die verschiedenen, bisher bekannt gewordenen Ausführungsformen arbeiten in dem Wellenlängenbereich von einigen Dezimetern bis zu Millimetern. Mit Hilfe des Rückkopplungsprinzips lassen sich die Verstärker zu Eigenschwingungen anregen und sind dann in dem gleichen Frequenzbereich als Oszillatoren verwendbar. Im englischen Sprachgebrauch nennt man die Molekularverstärker nach einem Vorschlag von Townes und Mitarbeitern "Maser", als Abkürzung für "Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation".

Die Umwandlung der Energie aus einem Reservoir in die Energie der zu verstärkenden Mikrowellen geschieht beim Molekularverstärker nicht mit Hilfe von freien Elektronen, wie etwa bei den bekannten Elektronenröhren, sondern mit Hilfe der Spins von Elektronen, welche in Atomen oder Molekülen gebunden sind. Daneben besteht die Möglichkeit, geeignete Atomkerne für den Energieumwandlungsmechanismus auszunutzen.

Der besondere Vorteil des Molekularverstärkers gegenüber anderen Mikrowellenverstärkern liegt in seinem außerordentlich niedrigen Eigenrauschen. Weil an dem Verstärkungsvorgang keine freie beweglichen Ladungsträger teilnehmen, wie zum Beispiel in Elektronen-Laufzeitröhren, entfallen auch deren statistische Geschwindigkeits- und Dichteschwankungen. Selbst im Vergleich zum parametrischen Verstärker, der in den letzten Jahren große Fortschritte auf dem Gebiet der rauscharmen Verstärkung gebracht hat, besitzt der Molekularverstärker ein niedrigeres Eigenrauschen.

Der technische Aufwand für den Betrieb eines Festkörper-Molekularverstärkers ist nicht kleiner als bei anderen Mikrowellenverstärkern. Die Atome oder Moleküle, welche an dem Verstärkungsmechanismus beteiligt sind, werden in einem Einkristall zusammengehalten. Der Kristall muß auf niedrige Temperatur abgekühlt werden, z.B. Siedetemperatur von Helium ($4,2^{\circ}$ K), um die Gitterschwingungen des Kristalls zu erniedrigen und die damit verknüpfte Relaxationszeit der Spin-Zustände zu verlängern. Flüssiges Helium hat eine ca. sechzig mal geringerer Verdampfungswärme als flüssige Luft und verdampft deshalb sehr leicht bei Wärmezufuhr. Es ist erforderlich, den Kristall und das flüssige Helium in einem Kältegefäß, Kryostat, unterzubringen, welcher nur wenig Wärmeleitung und -strahlung von der umgebenden Zimmertemperatur auf den abgekühlten Kristall und das Heliumbad zuläßt.

Eine weitere technische Schwierigkeit für den Aufbau eines Molekularverstärkers besteht in dem erforderlichen Magnetfeld. Mit Hilfe der Zeeman - Aufspaltung erzeugt man die gewünschten Energiestufen der Spin-Zustände von Elektronen. Ein homogenes Magnetfeld von der Größe einiger tausend Oersted wird an den Kristall gelegt. Dafür braucht man einen schweren Elektro- oder Dauermagneten, wenn das Feld außerhalb des Kühlgefäßes erzeugt wird.

Um den Molekularverstärker verstärkungsbereit zu machen, muß das Energie-Reservoir laufend aufgefüllt werden. Es wird eine elektromagnetische Welle mit höherer Frequenz als die Signalfrequenz in den Kristall gestrahlt, man nennt sie "Pumpfrequenz". Falls die zu verstärkende Mikrowelle schon eine hohe Frequenz besitzt, kann es schwierig werden, einen "Pumpgenerator" für noch höhere Frequenzen zu finden. Es gibt jedoch Vorschläge, wie man mit mehreren "Pumpgeneratoren" verschiedener Frequenz stufenweise das Reservoir auffüllt.

Trotz der angeführten technischen Schwierigkeiten hat der Molekularverstärker eine praktische Bedeutung, weil er der Mikrowellenverstärker mit dem niedrigsten Eigenrauschen ist. Während eine gute Wanderfeldröhre eine äquivalente Rauschtemperatur von

1.000° K besitzt und die parametrischen Verstärker 20° K erreichen, wurden an Molekularverstärkern äquivalente Rauschtemperaturen von 2° K gemessen. Wo immer schwache Signale zu empfangen sind mit einem Rauschhintergrund von weniger als 100° K, dürfte der Molekularverstärker seine Anwendung finden. Bisher wurden Ergebnisse veröffentlicht von Messungen mit Molekularverstärkern auf dem Gebiet der Radioastronomie [1]. Es bestehen Vorschläge und konkrete Vorbereitungen für eine Mikrowellennachrichtenverbindung über den Atlantik mit Hilfe von Satelliten als passiven Reflektoren.

Physikalische Grundlagen

Die Festkörper-Molekularverstärker enthalten als aktives Medium für die Energieumwandlung paramagnetische Substanzen. Der Paramagnetismus bei Atomen und Ionen wird hervorgerufen von ungepaarten Elektronen, welche sie in nicht kompletten Elektronenschalen enthalten. Die Elektronen eines Atoms bewegen sich nicht nur um den Atomkern, sondern auch um ihre eigene Achse. Diese als Spin bezeichnete Eigenrotation der Elektronen erzeugt ein magnetisches Moment. Die magnetischen Momente von gepaarten

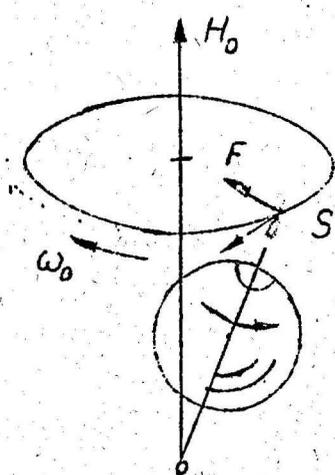


Fig. 1

Präzession des Elektronenspins im statischen Magnetfeld

Elektronen heben sich gegenseitig auf, so daß nur die Momente von ungepaarten Elektronen wirksam werden. Wenn ein Gleichmagnetfeld von außen auf die Elektronen wirkt, greift eine Kraft F an die Spin-Achse des Elektrons an, um sie im Feld auszurichten. Das Elektron reagiert darauf wie ein Kreisel: die Auslenkung ist senkrecht zur angreifenden Kraft und es ergibt sich eine Präzessionsbewegung des Spin-Vektors \vec{S} um den Feldvektor \vec{H}_0 . Die Kreisfrequenz dieser Präzessionsbewegung ist

$$\omega_0 = \gamma H_0$$

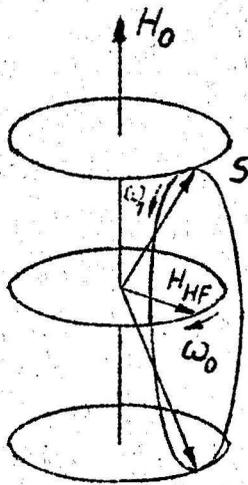
wobei ω_0 unabhängig vom Winkel zwischen Feld- und Spin-Vektor ist. γ ist das gyromagnetische Verhältnis:

$$\gamma = \frac{g \mu_B}{\hbar} \approx 2,8 \text{ MHz / Oersted} \quad (1)$$

für freie Elektronen. In dieser Formel sind:

- g = der spektroskopische Aufspaltungsfaktor
 ≈ 2 (für freie Elektronen)
- μ_B = Bohrsches Magneton

Eine zirkular polarisierte elektromagnetische Welle, deren magnetischer Feldvektor \vec{H}_{HF} sich in einer Ebene senkrecht zu \vec{H}_0 bewegt, beeinflusst das präzedierende Elektron, wenn die Kreisfrequenz ω_{HF} gleich der Präzessionskreisfrequenz ω_0 ist. Nach einer Idee von Bloch wählt man am besten ein Koordinatensystem, welches mit ω_0 rotiert. Für den Resonanzfall $\omega_{HF} = \omega_0$ bewegt sich \vec{H}_{HF} in Phase mit dem Spin-Vektor. \vec{H}_{HF} kann jetzt ebenfalls auf \vec{S} wirken, so daß in dem rotierenden Koordinatensystem eine Präzessionsbewegung um H_{HF} entsteht Fig. 2, mit einer Gyrofrequenz



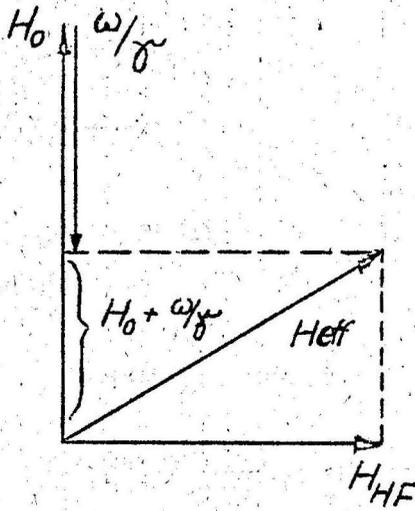
$$\omega_1 = \gamma H_{HF}$$

Weil die Feldstärken H_{HF} von elektromagnetischen Wellen im allgemeinen klein sind im Vergleich zur Gleichmagnetfeldstärke H_0 , wird ω_1 klein sein gegen ω_0 . Durch die Präzessionsbewegung um \vec{H}_{HF} kann der Spin-Vektor jedoch aus einer parallelen in eine antiparallele Lage zu \vec{H}_0 gebracht werden. Dieser Effekt wird beim sogenannten "180° Impuls" für die Aktivierung von Zwei-Niveau-Verstärkern ausgenutzt. Er wird

Fig. 2

Elektronenspin im statischen und hochfrequenten Magnetfeld

später besprochen werden. Ein anderer Effekt, welcher ebenfalls eine Bedeutung beim Zwei-Niveau-Verstärker gewinnt, ist das Verhalten des Spins bei kleinen Abweichungen der Kreisfrequenz ω , der zirkular polarisierten Welle, von ω_0 . Nach B l n c h R a b i , R a m s e y und S c h w i n g e r [2] findet man in einem mit ω rotierendem Koordinatensystem einen effektiven Magnetfeldvektor H_{eff} durch Addition von ω/γ zu H_0 und H_{HF} :



$$(2) \quad |H_{\text{eff}}| = \sqrt{(H_0 - \omega/\gamma)^2 + H_{\text{HF}}^2}$$

Für $\omega = \omega_0$ ist $\omega/\gamma = H_0$ und $H_{\text{eff}} = H_{\text{HF}}$, wie es oben für den Resonanzfall beschrieben wurde. Für ω sehr klein oder sehr groß gegen ω_0 , wird \vec{H}_{eff} praktisch parallel oder antiparallel zu \vec{H}_0 . Der Spin-Vektor \vec{S} präzediert um \vec{H}_{eff} . Durch Änderung von ω oder der absoluten Größe von H_0 wird eine Änderung der parallelen zur antiparallelen Einstellung von \vec{S} zu \vec{H}_0 und umgekehrt ermöglicht (Fig. 4).

Fig. 3

Effektives Magnetfeld in rotierendem Koordinatensystem

Freie Elektronen können nur zwei diskrete Eihstellungen in einem homogenen, äußeren Magnetfeld H_0 annehmen: Der Spin-Vektor steht entweder parallel oder antiparallel zu H_0 . In der antiparallelen Stellung befindet sich das Elektron auf einer höheren Energiestufe als in der parallelen Stellung.

Bei freien Ionen findet man im Gegensatz zu freien Elektronen unter Umständen mehr als zwei Energiestufen. Insgesamt erscheinen $2J + 1$ Energiestufen, wenn paramagnetische Ionen in einhomogenes Magnetfeld gebracht werden. J ist die Summe aus Bahnquantenzahl L und Spinquantenzahl S .

$$(3) \quad J = L + S$$

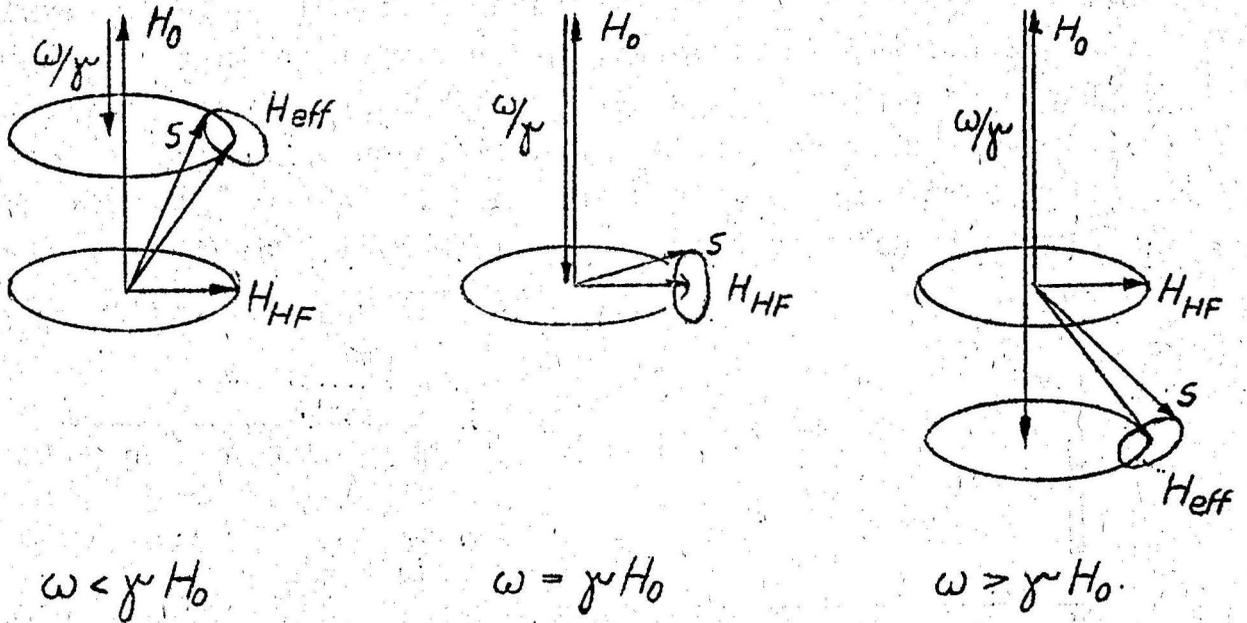


Fig. 4

Umklappen des Spins im rotierenden Koordinatensystem

Der Energieabstand der verschiedenen Stufen beträgt

$$(4) \quad \Delta E = g \mu_B H_0$$

Der Aufspaltungsfaktor g setzt sich aus Spin- und Bahneinflüssen zusammen:

$$(5) \quad g = \frac{3}{2} + \frac{S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}$$

Für den Sonderfall, daß das magnetische Bahnmoment $L = 0$ ist, wird $g = 2$ wie beim freien Elektron.

Bei einem Cr^{+++} -Ion mit dem Gesamtspin $J = S = \frac{3}{2}$ findet man im Magnetfeld eine Aufspaltung in $2J+1 = 4$ Energiestufen. Für den hypothetischen Fall, daß es sich um ein freies Cr^{+++} -Ion handelt, ist der Abstand zwischen den Stufen gleich groß und beträgt $\Delta E = g \mu_B H = \hbar \omega$. Die Projektionen der präzedierenden Spin-Vektoren auf die \vec{H}_0 Achse unterscheiden sich um ganzzahlige Größen (s. Fig. 5). Bei Festkörpern sind die Ionen im Kristallgitter eingebaut. Am Orte des Ions wirken außer dem äußeren Magnetfeld auch Kristallfelder. Entsprechend dem Aufbau des Kristalles ändert sich das resultierende, am Ion wirksame

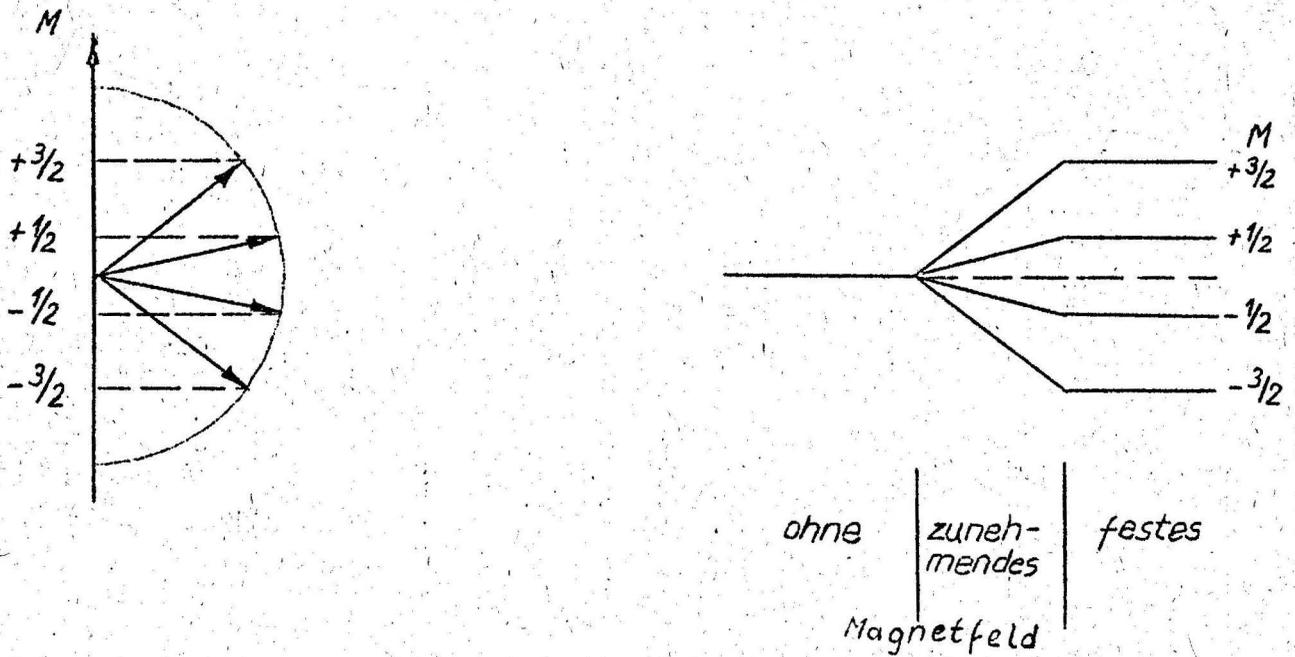


Fig. 5

Z e e m a n Aufspaltung eines freien Ions

Magnetfeld als Funktion des Winkels zwischen äußerem Magnetfeld H_0 und der Kristallachse. Der spektroskopische Aufspaltungsfaktor g wird damit eine Funktion von θ :

$$(6) \quad g = f(\theta)$$

Im Kristallfeld ist außerdem ein elektrischer Anteil enthalten, welcher die sogenannte Nullfeldaufspaltung 2D der Energiestufen hervorruft.

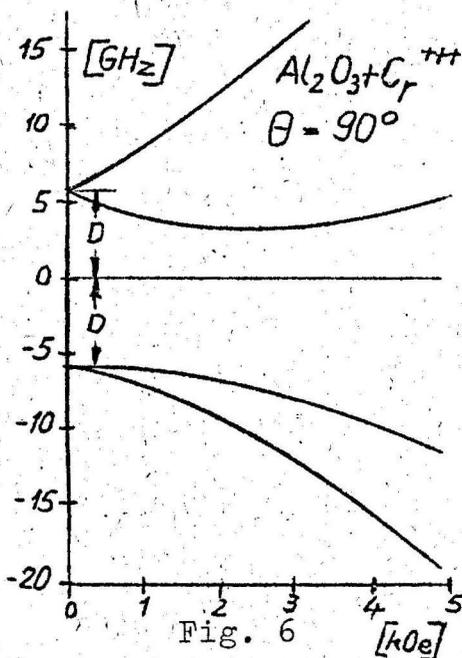


Fig. 6

In der Darstellung von Fig. 6 erkennt man, daß der Zusammenhang zwischen Energieabstand und Feldstärke für kleinere Feldstärken nicht linear ist. Erst bei größeren Feldstärken wird der Kristallfeldanteil gegenüber dem äußeren Feld H_0 vernachlässigbar, so daß ein linearer Verlauf der Aufspaltungslinien entsteht. Der Einfluß von Kernspins I oder elektrischen Quadrupolmomenten des Kerns ist um mehrere Größenordnungen kleiner als der Kristallfeldeinfluß.

Z e e m a n Aufspaltung von Rubin

Die vollständige Beschreibung des Verhaltens von Spins im äußeren Magnetfeld und unter dem Einfluß von Kristall- und Kernfeldern wird mit der H a m i l t o n - Funktion für den effektiven Spin vorgenommen, wie es in der Quantenmechanik üblich ist.

Bei dem Übergang des Spins von einem Energiezustand E_1 auf einen anderen E_2 wird eine Energiemenge $\Delta E_{12} = E_2 - E_1$ absorbiert oder bei dem umgekehrten Vorgang ausgestrahlt. Die Kreisfrequenz der Strahlung ist eindeutig gegeben durch

$$(7) \quad \Delta E_{12} = \hbar \omega_{12}$$

Soll die Strahlung im Mikrowellenbereich von $\lambda_0 = 1 \text{ m}$ bis $\lambda_0 = 1 \text{ mm}$ liegen, so muß der Energieunterschied $\approx 10^{-6}$ bis 10^{-3} eV betragen. Als Größenvergleich sei erwähnt, daß die Energiedifferenz beim Wasserstoffatom zwischen innerster und nächst äußerer Bahn 10 eV beträgt und dementsprechend mit einer Strahlung von $\lambda \approx 10^{-5} \text{ cm}$ verknüpft ist.

Die verschiedenen Energiestufen eines Spinsystems sind nicht gleichmäßig stark besetzt. Die Besetzungszahlen sind im thermischen Gleichgewicht abhängig von der Temperatur, welche die Atome oder Moleküle besitzen. Es gilt die B o l t z m a n n

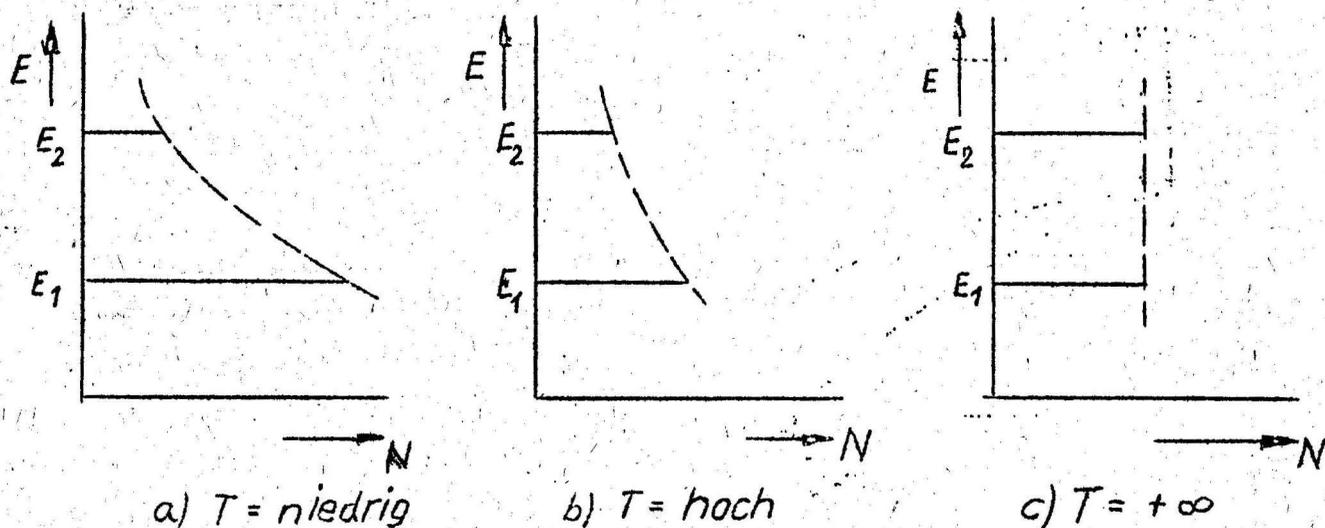


Fig. 7

Besetzungszahlen und positive Spintemperatur

Statistik. Die Beziehung zwischen Besetzungszahl, Energie und Temperatur heißt:

$$(8) \quad \frac{N_2}{N_1} = e^{-\left(\frac{E_2 - E_1}{kT}\right)}$$

N_2 und N_1 sind die Besetzungszahlen der Energieniveaus 1 und 2 mit der Energie E_1 und E_2 ; k ist die Boltzmann Konstante und T die absolute Temperatur in $^{\circ}\text{K}$.

Wählt man eine Darstellung wie in Fig. 7, dann liegen die Endpunkte der Striche, welche durch ihre Länge die Besetzungszahlen der entsprechenden Niveaus darstellen, auf einer Kurve, die durch eine e-Funktion beschrieben wird. Für niedrige Temperaturen verläuft die Kurve flach, die Besetzungsunterschiede sind groß (Fig. 7 a). Für höhere Temperaturen verläuft die Kurve steiler und die Besetzungsunterschiede werden kleiner (Fig. 7 b). Für unendlich hohe Temperaturen ist die Begrenzungslinie eine senkrecht Gerade und die beiden Energieniveaus sind im Mittel gleich stark besetzt (Fig. 7 c).

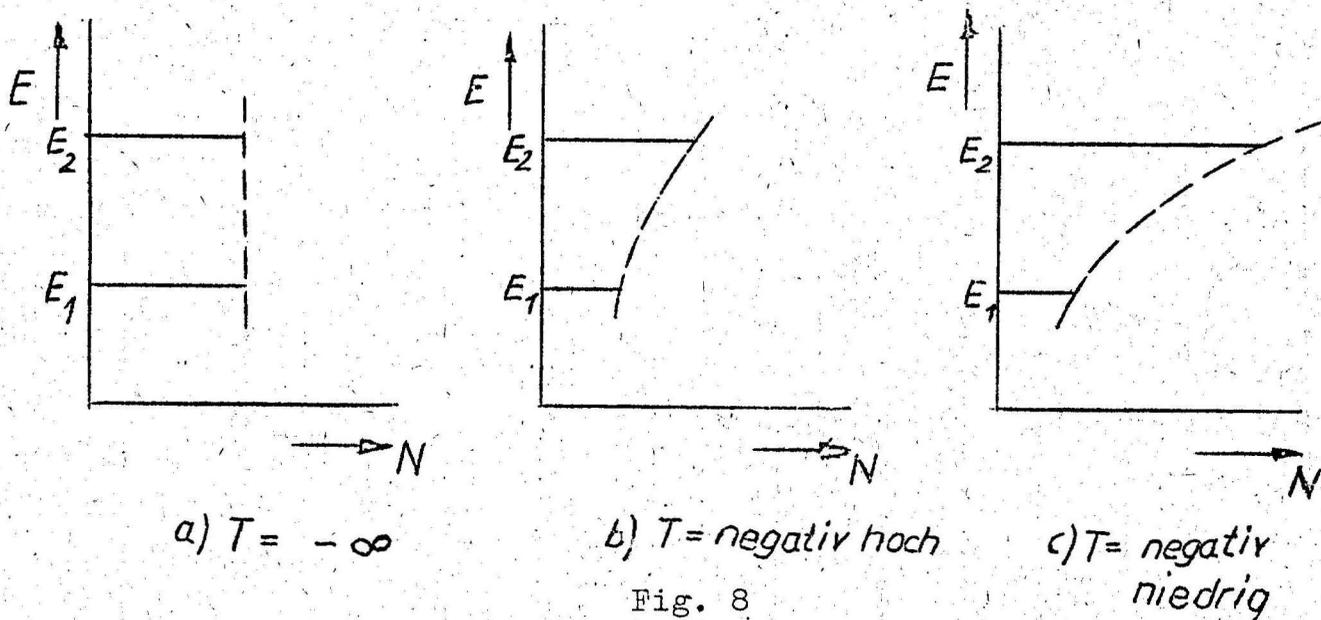


Fig. 8

Besetzungszahlen und negative Spintemperatur

Wenn man das Spinsystem so beeinflusst, daß ein höheres Energieniveau stärker besetzt wird als ein niedrigeres, so wird das thermische Gleichgewicht gestört. Man darf die Boltz -

man die Statistik dann nur mit Vorbehalt anwenden. Bei der Benutzung von Gleichung (8) zur Beschreibung der Besetzungszahlen N_2 und N_1 ergibt sich für T eine negative Temperatur.

In Fig. 8 sieht man, daß eine hohe negative Temperatur einem kleinen Besetzungsunterschied entspricht und eine niedrige negative Temperatur einen großen Besetzungsunterschied ausdrückt. Die Besetzungsunterschiede verhalten sich im negativen Temperaturbereich genauso wie im positiven Temperaturbereich, sie sind nur invertiert. Man spricht deshalb auch gleichzeitig von der Inversion der Besetzungszahlen oder von "negativen Spin-Temperaturen". Die Definition der negativen Temperatur ist nur sinnvoll für Spinsysteme mit jeweils zwei Energieniveaus. Die negativen Temperaturen sind nicht nur ein bequemer Ausdruck für den invertierten Zustand, sondern es läßt sich auch eine eigene Thermodynamik für negative Temperaturen entwickeln, welche die Gesetze eines Spinsystems in diesem Energiezustand beschreibt.

Ein Spinsystem, dessen thermisches Gleichgewicht durch Inversion gestört wurde, verharrt nicht unbegrenzt in diesem Zustand. Nach einer gewissen Zeit wird es den thermischen Gleichgewichtszustand wieder annehmen. Man beschreibt diesen Relaxationsvorgang mit Hilfe der Relaxationszeit, welche angibt, wann die invertierte Besetzungszahl auf dem Wert $1/e$ abgeklungen ist. An dem Relaxationsvorgang des invertierten Spinzustandes eines einzelnen Ions im Kristall sind im wesentlichen zwei Mechanismen beteiligt: Einmal kann die dem Spin zugeführte Energie an das Kristallgitter abgegeben werden. Spin- und Bahnenergie eines Elektrons sind miteinander gekoppelt, und die Bahnen wiederum werden vom Kristallgitter beeinflusst. Je weniger das Kristallgitter durch Wärmebewegung schwingt, um so geringer ist die Spin-Gitter Wechselwirkung. Die Spin-Gitter-Relaxationszeit wird mit T_1 bezeichnet. Durch entsprechende Kühlung des Kristalls, z.B. auf $1,2^\circ$ K kann $T_1 = 0,2$ sec. bei $K_3Cr(CN)_6$ erreicht werden [3]. Man wird versuchen, T_1 möglichst groß werden zu lassen, weil dann der invertierte Zustand mit kleiner "Pumpenergie" aufrecht zu erhalten ist.

Ein anderer Mechanismus, durch den ein paramagnetisches Ion Spin-Energie verliert, ist die Wechselwirkung mit benachbarten Ionen. Hierbei kann man zwei Effekte unterscheiden, die inhomogene und die homogene Spin-Spin-Verbreiterung. Die inhomogene Verbreiterung der zugehörigen Absorptionslinie entsteht dadurch, daß sich benachbarte Spins mit ihren Gleichfeldanteilen beeinflussen. Die um das von außen angelegte Gleichmagnetfeld präzedierenden Elektronen besitzen einen kleinen eigenen Gleichmagnetfeldanteil, der dem äußeren überlagert ist. Ihre Orientierung ist statistisch verteilt, so daß ein Effekt entsteht, wie durch ein inhomogenes Gleichmagnetfeld. Dieser Effekt ist jedoch praktisch vernachlässigbar im Vergleich zur homogenen Spin-Spin-Verbreiterung. Bei der homogenen Spin-Spin-Verbreiterung koppeln die magnetischen Wechselfelder der präzedierenden Elektronen miteinander wie verschiedene Schwingkreise mit gleicher Resonanzfrequenz. Die Energie, welche einem einzelnen präzedierenden Elektron zugeführt wird, kann durch die Kopplung auf benachbarte übertragen werden. Man versucht, die Spin-Spin-Wechselwirkung dadurch zu verringern, daß man die paramagnetischen Ionen genügend weit voneinander im Kristall anordnet. Die paramagnetischen Ionen werden mit großer Verdünnung in einen diamagnetischen Kristall eingebaut. Bei synthetischem Rubin nimmt man Verdünnungen von 0,01 % bis 0,1 % Cr^{+++} in Al_2O_3 .

Ein Spinsystem mit mindestens zwei Energiestufen E_1 und E_2 und einem geeigneten Energieabstand $\Delta E_{12} = E_2 - E_1 = \hbar\omega_{12}$ bildet das aktive Medium für einen Zwei-Niveau-Verstärker. Neben der Absorption von elektromagnetischer Strahlung mit der Kreisfrequenz ω_{12} beobachtet man auch Emission von elektromagnetischer Strahlung mit gleicher Kreisfrequenz. Die durch Absorption dem Spinsystem zugeführte Energie kann

- a) nach den vorher besprochenen Relaxationsprozessen an das Kristallgitter abgeführt werden,
- b) durch spontane Emission wieder ausgestrahlt oder
- c) durch induzierte Emission an die induzierende elektromagnetische Welle mit ω_{12} abgegeben werden.

Für den Verstärkerbetrieb sind Vorkehrungen zu treffen, daß die spontane Emission vernachlässigbar klein bleibt im Vergleich zu den anderen Energieaustauschvorgängen. Die prozentuale Wahrscheinlichkeit, daß bei Einstrahlung von einer Welle mit ω_{12} Elektronenspins von der Energiestufe E_1 nach E_2 übergehen, ist gleich groß derjenigen, daß sie von E_2 nach E_1 übergehen:

$$(9) \quad w_{12} = w_{21}$$

Durch längere Einstrahlung einer elektromagnetischen Welle kann man ein Spinsystem mit zwei Energiestufen nicht invertieren. Vom thermischen Gleichgewichtszustand ausgehend, befinden sich im unteren Niveau E_1 nach der Boltzmann Verteilung mehr Spins als im oberen Niveau E_2 . Bei gleicher prozentualer Übergangswahrscheinlichkeit werden also absolut mehr Spins von E_1 nach E_2 übergehen als umgekehrt, das System absorbiert Energie von der einstrahlenden Welle ω_{12} und man erreicht im günstigsten Fall eine Gleichbesetzung von E_1 und E_2 , d.h. Sättigung oder die Spintemperatur $+\infty$. Eine schwache, zu verstärkende Signalwelle, ebenfalls mit der Kreisfrequenz ω_{12} , welche nach dem Sättigungsvorgang auf den Kristall trifft, wird ihn bei vollständiger Sättigung transparent vorfinden. Im Normalfall wird die zu verstärkende Welle jedoch ebenfalls durch Absorption Energie an das Spinsystem verlieren und nicht verstärkt werden.

Eine Verstärkung der Signalwelle kann erst dann auftreten, wenn das Niveau E_2 mit der größeren Energie mehr Spins enthält als das niedrigere Niveau E_1 . Das Spinsystem muß invertiert sein oder eine negative Spintemperatur besitzen. Dann werden durch die Wechselwirkung mit der Signalwelle mehr Spins von E_2 nach E_1 übergehen als umgekehrt und im Endeffekt mehr Strahlung emittiert als absorbiert; d.h. der Signalwelle wird Energie zugeführt, sie wird verstärkt. Solange man diesen Vorgang nicht in die Sättigung treibt, besteht ungefähr Proportionalität zwischen der Amplitude der Signalwelle und der induzierten Emission. Zwischen der Signalwelle und der induzierten Welle besteht außerdem Phasengleichheit, weil die Spins nur dann Energie an die Welle abgeben können, wenn die Phasen der präzedie-

renden Elektronen mit der Phase des rotierenden Magnetfeldvektors übereinstimmen.

Die Inversion kann beim Zwei-Niveau-Festkörpermolekularverstärker durch verschiedene Methoden erzeugt werden:

- a) durch schnelle Feldumkehr,
- b) mit dem adiabatischen schnellen Durchgang und
- c) durch den 180° -Impuls.

Bei der Methode der schnellen Feldumkehr wird die Richtung des äußeren Magnetfeldes so schnell invertiert, daß die Spins nicht folgen können. Damit werden die Besetzungen der Niveaus E_1 und E_2 vollständig invertiert: Diejenigen Spins, welche sich vorher auf der Stufe E_1 befanden und zum äußeren Magnetfeld \vec{H}_0 parallel ausgerichtet waren, sind nach der Feldumkehr antiparallel ausgerichtet. Sie besitzen eine Energie E_2' entsprechend der Stufe E_2 . Das Umgekehrte gilt für die Spins auf der anderen Stufe. Nach der Feldumkehr ist E_2' stärker besetzt als E_1' .

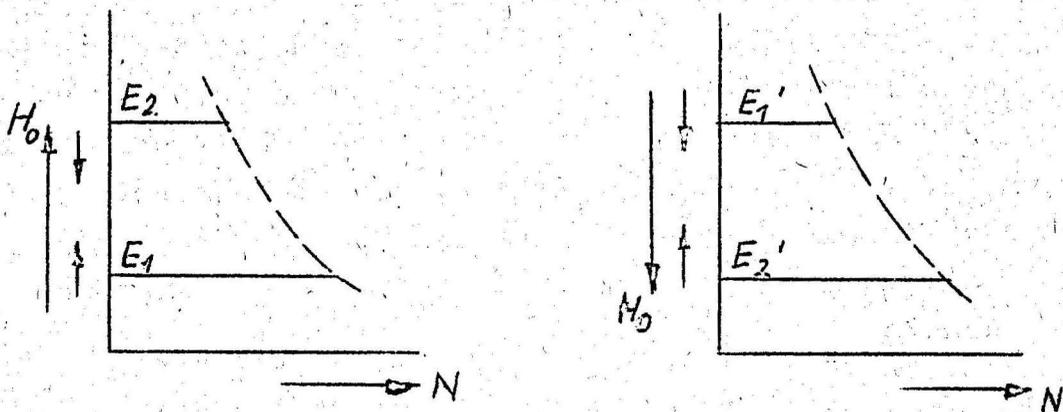


Fig. 9

Schnelle Feldumkehr

Eine genügend schnelle Feldumkehr wäre mit einem mechanischen Transport des Kristalles durch zwei benachbarte, entgegengesetzt polarisierte, statische Magnetfelder zu erreichen. Auf diese Weise könnte mechanische Energie direkt in Mikrowellenenergie umgewandelt werden. Eine praktische Ausführung ist noch nicht bekannt geworden.

Auf eine ähnliche Weise wie bei der schnellen Feldumkehr läßt sich Inversion mit dem adiabatischen schnellen Durchgang erzielen. In der Fig. 4 erkennt man, daß die Orientierung des resultierenden Magnetfeldvektors \vec{H}_{eff} in der Nähe der Resonanz von dem Größenverhältnis der beiden Vektoren H_0 zu (ω/γ) abhängt. Für $(\omega/\gamma) < H_0$ steht \vec{H}_{eff} fast parallel zu \vec{H}_0 und für $(\omega/\gamma) > H_0$ stellt sich \vec{H}_{eff} antiparallel ein. Geht man von einer der beiden Orientierungen des \vec{H}_{eff} aus und ändert das Größenverhältnis von H_0 zu (ω/γ) entweder durch Veränderung von H_0 oder ω , so tritt eine Umkehrung von \vec{H}_{eff} und damit vom Spinvektor \vec{S} auf. Man kann Spins mit dieser Methode aus dem unteren Energieniveau in das höhere anheben. Das Umklappen der Spins geschieht adiabatisch.

Bei der dritten Methode des 180° -Impulses werden die Spins durch einen Hochfrequenzimpuls invertiert. Für den Resonanzfall $\omega = \omega_0$ gilt die Fig. 4 b. \vec{H}_{eff} ist identisch mit dem Hochfrequenzmagnetfeldvektor \vec{H}_{HF} . In dem mit ω_0 rotierenden Koordinatensystem präzediert der Spinvektor \vec{S} um \vec{H}_{HF} mit einer Kreisfrequenz $\omega_p = \gamma H_{\text{HF}}$. Läßt man auf das Spinsystem einen HF Impuls mit der Frequenz $\omega = \omega_0$ so lange wirken, daß $\omega_p t = \pi \Delta 180^\circ$ oder ein ganzes Vielfaches davon ist, dann werden diejenigen Spins, welche vorher parallel zu \vec{H}_0 orientiert waren, antiparallel ausgerichtet und die vorher antiparallel orientierten werden parallel zu \vec{H}_0 ausgerichtet, d.h. man invertiert die Besetzungszahlen. Der Hochfrequenzimpuls muß größenordnungsmäßig eine Leistung von 500 Watt besitzen und ungefähr 10^{-7} sec. dauern.

Die Aktivierungsmethoden des schnellen adiabatischen Durchganges und des 180° -Impulses sind technisch ohne großen Aufwand durchführbar. Sie haben den Nachteil, daß der Verstärker nicht kontinuierlich arbeiten kann, weil er periodisch reaktiviert werden muß. Trotzdem besitzen die Zwei-Niveau-Verstärker eine Bedeutung für die Verstärkung und Erzeugung sehr hoher Frequenzen im Millimeter-Wellenbereich. Die Aktivierung könnte bei niedrigerer Frequenz vorgenommen und dann durch Erhöhung des äußeren Magnetfeldes H_0 die Aufspaltung der invertierten Energie-

niveaus vergrößert werden, um auf diese Weise höhere Frequenzen zu verstärken oder zu erzeugen.

Nach einem Vorschlag von Prof. B l o e m b e r g e n von der Harvard Universität aus dem Jahre 1956 kann man Festkörper-Molekularverstärker kontinuierlich betreiben, wenn mindestens drei Energiestufen ausgenutzt werden, zwischen denen Übergänge möglich sind [4].

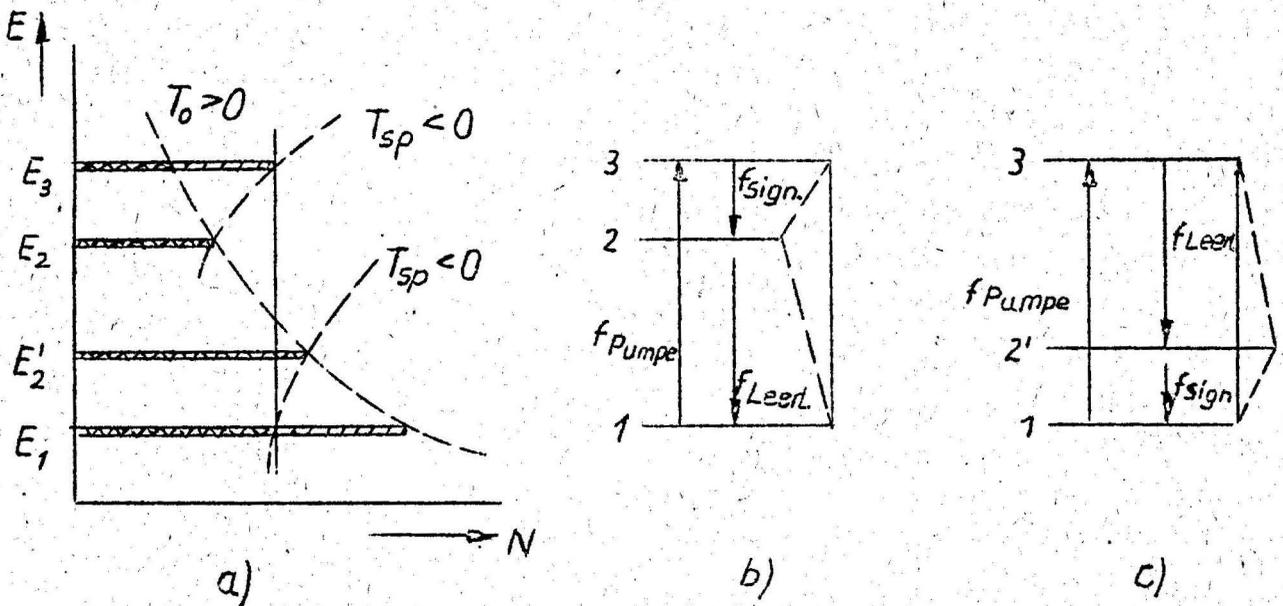


Fig. 10

Energiestufen eines Drei-Niveau-Festkörper-Molekularverstärkers

Bei gemischten Zuständen treten in einem Kristall auch Spinübergänge von $\Delta M = \pm 2$ auf. Nimmt man ein System mit drei Energiestufen E_1, E_2, E_3 , und einer Besetzungsverteilung entsprechend $T = \text{positiv}$ (Fig. 10 a) und strahlt eine elektromagnetische Welle mit der Frequenz $f_{13} = f_{Pumpe}$ so stark ein, daß der Übergang gesättigt ist, dann stellt sich zwischen den Stufen E_3 und E_2 eine negative Spintemperatur ein. Eine andere Welle mit der Frequenz $f_{32} = f_{Signal}$ kann von dieser Anordnung verstärkt oder bei ausreichender Rückkopplung zu Eigenschwingungen angefacht werden. Die Frequenz f_{21} wird als Leerlauf-frequenz, $f_{Leerlauf}$, bezeichnet (idling frequency). Es wird angenommen, daß die Relaxationszeiten τ_{12}, τ_{13} und τ_{23} für die Übergänge zwischen den verschiedenen Energiestufen von gleicher Größenordnung sind. Dann muß die mittlere Energiestufe E_2 ent-

weder in der Nähe von E_3 oder von E_1 liegen, um einen möglichst großen Besetzungsunterschied oder eine entsprechend niedrige negative Temperatur mit f_{Pumpe} zu erzielen. Wenn E_2 in der Nähe von E_3 liegt, ergibt sich ein Besetzungsschema nach Fig. 10 b, und wenn E_2 in der Nähe von E_1 liegt, ergibt sich ein Besetzungsschema nach Fig. 10 c.

Die Relaxationszeiten zwischen den verschiedenen Energiestufen können sich auch stark unterscheiden. Bei den Festkörper-Molekularverstärkern von Scovil, Fehrer und Seidel [5] wurde die Relaxationszeit zwischen den Stufen E_3 und E_2 künstlich verkürzt durch Ankopplung an ein anderes Spin-System mit gleicher Frequenz f_{32} . Dieses andere Spin-System kann entweder in einem fremden, aber benachbarten Ion vorhanden sein oder von einem anderen Übergang des gleichen Ions gebildet werden. Im ersten Fall nennt man es Fremddopierung (impurity doping) und im zweiten Fall Eigendopierung (self doping), (s. Fig. 11).

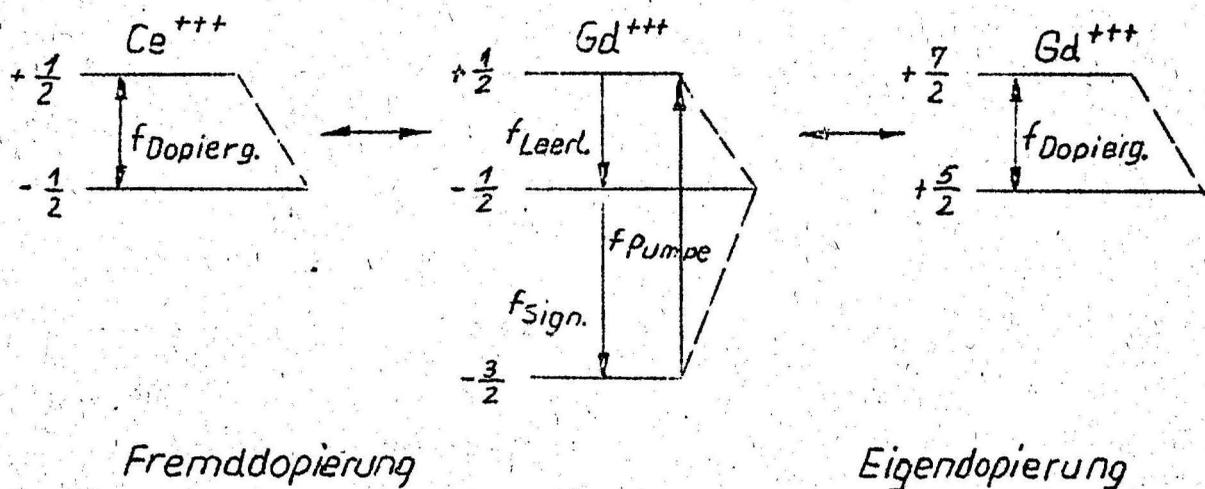


Fig. 11

Beeinflussung der Relaxationszeiten

In dem angeführten Beispiel wurde neben dem Gadolinium auch Cer mit großer Verdünnung im diamagnetischen Gastgeberkristall eingebaut. Die Zusatzbedingung, daß entweder der Übergang $+\frac{1}{2} \leftrightarrow -\frac{1}{2}$ im Ce^{+++} oder $+\frac{7}{2} \leftrightarrow +\frac{5}{2}$ im Gd^{+++} gleich dem Übergang $+\frac{1}{2} \leftrightarrow -\frac{1}{2} \triangle f_{\text{Leerlauf}}$ im Gd^{+++} sein soll, beschränkt die Betriebs-

frequenz des Molekularverstärkers praktisch auf einen einzigen Arbeitspunkt.

Die Bezeichnungen f_{Pumpe} , f_{Signal} und f_{Leerlauf} sind auch bei parametrischen Verstärkern üblich. Parametrische Verstärker sind ebenfalls Mikrowellenverstärker mit niedrigem Eigenrauschen. Bei ihnen wird eine Reaktanz periodisch mit f_{Pumpe} verändert und f_{Signal} dadurch verstärkt. Obwohl Molekularverstärker und parametrische Verstärker sich in einigen Bezeichnungen gleichen, unterscheiden sie sich eindeutig dadurch, daß beim parametrischen Verstärker f_{Pumpe} und f_{Signal} ein festes Phasenverhältnis besitzen müssen, während es beim Molekularverstärker nicht erforderlich ist. Diese Bedingung hat eine praktische Bedeutung für das Eigenrauschen der beiden Verstärker: Beim parametrischen Verstärker erscheinen kleine Frequenzschwankungen des Pumpgenerators in der Signalfrequenz, beim Molekularverstärker wird die Signalfrequenz dagegen von kleinen Pumpfrequenzschwankungen nicht beeinflusst.

Unter Ausnutzung von insgesamt vier Energiestufen sind noch zwei andere Betriebsweisen möglich: die sogenannte "push-push" und die "push-pull" Methode.

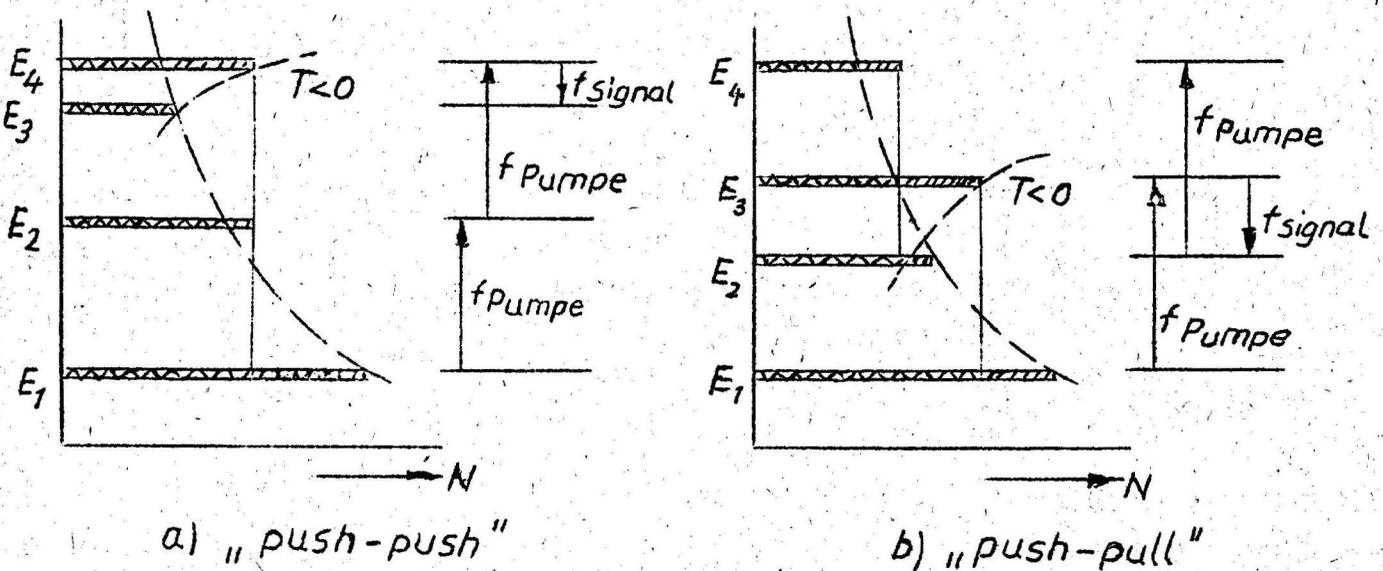


Fig. 12

Vier-Niveau Betrieb

Bei der "push-push" Methode sind die Abstände $E_{12} = E_{24}$, so daß die Pumpfrequenz die beiden Übergänge mit f_{12} und f_{24} gleichzeitig anregt. Die negative Spintemperatur stellt sich zwischen E_4 und E_3 ein. Die resultierende Inversion ist größer als bei Drei-Stufenbetrieb, weil man den größeren Besetzungsunterschied zwischen E_1 und E_4 ausnutzt, ähnlich einem Betrieb mit höherer Pumpfrequenz als der tatsächlichen f_{Pumpe} .

Bei der "push-pull" Methode (s. Fig. 12 b) sind die Abstände $\Delta E_{13} = \Delta E_{24}$. Die Pumpfrequenz regt ebenfalls zwei Übergänge, f_{13} und f_{24} , gleichzeitig an. Die Inversion stellt sich zwischen E_3 und E_2 ein und ist ebenfalls größer als bei Drei-Stufenbetrieb, weil E_2 durch die Pumpleistung entvölkert, und E_3 durch die Pumpe einmal von E_1 und zweitens über den Mechanismus der Relaxation von E_4 nach E_3 bevölkert wird. Die "push-pull" Methode wurde von D i t c h f i e l d , F o r r e s t e r und M a i m a n [6] [7] erfolgreich bei Molekularverstärker-Betrieb mit flüssigen Luft-Temperaturen verwendet.

Neben den bisher besprochenen Methoden der Aktivierung eines Molekularverstärkers bestehen auch Vorschläge zur optischen Anregung des Pumpüberganges mit f_{Pumpe} . Es lassen sich Kristalle finden, mit Energieabständen von paramagnetischer Aufspaltung, welche optischen Frequenzen entsprechen. Die Signalfrequenz soll jedoch im Mikrowellenbereich bleiben. Der technische Aufbau wird dadurch kompliziert, daß der Kristall optisch zugänglich sein muß und gleichzeitig von einer Mikrowellenstruktur eingeschlossen sein soll. Statisches Magnetfeld und tiefe Temperaturen sind ebenso erforderlich wie bei anderen Festkörper-Molekularverstärkern. Messungen an einem praktischen Aufbau von optisch angeregtem Mikrowellen-Molekularverstärker sind noch nicht bekannt geworden. Theoretische Arbeiten über optisches Pumpen sind in der Literaturzusammenstellung angegeben [29 - 31].

Die Mikrowellen-Signal-Energie, welche man aus einem Festkörper-Molekularverstärker erhalten kann, liegt in der Größenordnung von einigen Mikrowatt, während Ammoniakstrahl-Verstärker eine Energie von nur 10^{-11} Watt abgeben können. Nach einer Ar-

beit von S t r a n d b e r g [8] ist das Produkt aus Bandbreite und der Wurzel aus der Leistungsverstärkung konstant für einen gegebenen Kristall und einen gegebenen Resonator:

$$(10) \quad \Delta f \cdot \sqrt{G} = \text{const.}$$

Für die Auswahl geeigneter Substanzen stehen nur wenige paramagnetische Ionen zur Verfügung, welche mindestens drei Niveaus im Grundzustand mit Energieabständen im Mikrowellenbereich besitzen. Das sind Cr^{+++} , Gd^{+++} , Fe^{+++} , Ni^{++} , Mn^{++} , V^{++} und Co^{++} . Die letzten drei zeigen eine starke Hyperfeinstruktur in ihrem Aufspaltungsspektrum. Falls die breiten Linien nicht für besondere Zwecke erwünscht sind, fallen sie deshalb für einen Verstärker Aufbau aus.

Technische Ausführungen

Die Zwei-Niveau-Festkörper-Molekularverstärker konnten bisher keine große technische Bedeutung erlangen, weil sie ausnahmslos auf periodischen Betrieb beschränkt blieben. Eine praktische Ausführung für Dauerbetrieb mit Transport des Kristalls zwischen entgegengesetzt gepolten Magnetfeldern, wie vorher beschrieben, ist noch nicht bekannt geworden.

Der von F e h e r , G o r d o n , B u e h l e r und G e r a [9] aufgebaute Zwei-Niveau-Verstärker enthält als Kristall isotopisch gereinigtes Silizium mit Phosphor dotiert. Bei einer Temperatur von $1,2^\circ \text{K}$ konnte eine Relaxationszeit von einer Minute gemessen werden. Die Aktivierung geschah mit Hilfe des schnellen adiabatischen Durchganges. Der Resonator mit einer belasteten Güte Q_L von ca. 20.000 ermöglichte einen Verstärkerbetrieb bei einer Signalfrequenz von $f_{\text{Sig}} = 9 \text{ GHz}$. Es werden keine Werte für Verstärkungsfaktor und Bandbreite angegeben. Der Verstärkereffekt wird an Oszillographen-Schirmbildern demonstriert.

Eine andere Ausführung eines Zwei-Niveau-Verstärkers wurde von C h e s t e r , W a g n e r und C a s t l e [10] veröf-

fentlicht. Sie benutzen als Kristall einmal Quarz und zum anderen MgO, beide mit künstlich durch Neutronenbeschuß erzeugten Fehlstellen. Bei einer Temperatur von $4,2^{\circ}$ K konnte die Inversion in beiden Fällen für 2 msec aufrechterhalten werden. Es wurden Verstärkungen von 20 dB gemessen, welche beim MgO nach 720 μ sec bis auf 3 dB abfielen. Im Oszillatorbetrieb lieferte der Quarzkristall bei $f_{sig} \approx 9$ GHz eine Pulsspitzenleistung von 12 mW.

In der Tabelle I sind die durch Veröffentlichung bekannt gewordenen Molekularverstärker zusammengestellt. Der erste erfolgreich betriebene Drei-Niveau-Festkörpermolekularverstärker wurde von S c o v i l und Mitarbeitern in den Bell Laboratorien gebaut [5]. Der paramagnetische Kristall, den sie benutzen, bestand aus Gadoliniumethylsulfat. Der Verstärker wurde für zwei verschiedene Signalfrequenzen ausgelegt, einmal für 9 GHz [5] und später für 6 GHz [11]. Die Verstärkung betrug 20 dB mit einer Bandbreite von 100 kHz. Der Resonator für die

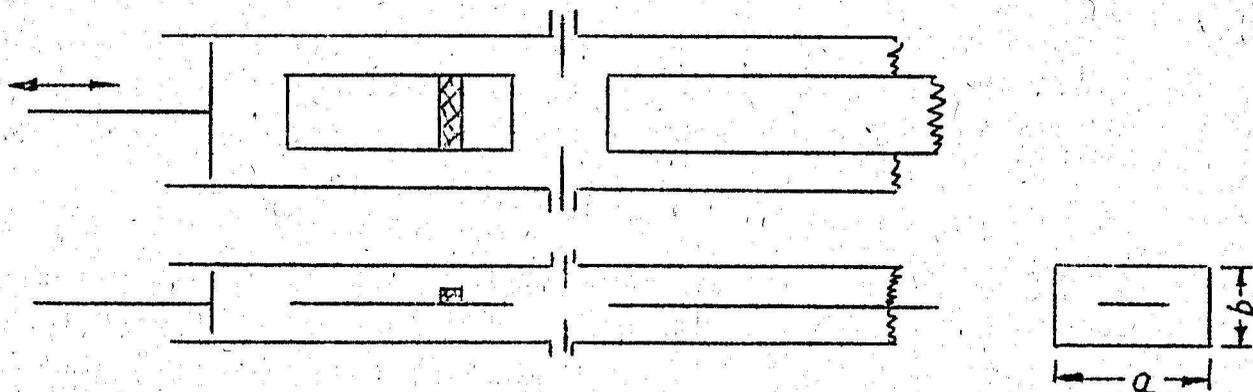


Fig. 13

Resonator und Ankopplung nach S c o v i l

Pumpfrequenz wird aus einem Stück Rechteckhohlleiter mit beiderseitigem Kurzschluß gebildet. (s. Fig. 13). Der Resonator für die Signalfrequenz besteht aus einem Leitungstreifen von der Länge $\lambda/2$ und wird innerhalb des Rechteckresonators gehalten.

ten. Pump- und Signalfrequenz koppeln durch dasselbe Koppelloch an die beiden Resonatoren. Der Kristall ist an der Stelle des Strombauches für die Signalfrequenz auf dem Resonatorstreifen angebracht. Die Magnetfeldkomponenten der Hochfrequenzfelder von Signal- und Pumpfrequenz stehen senkrecht aufeinander am Orte des Kristalls.

Die Signal- und Pumpwelle werden über einen Hohlleiter mit eingebauter Bandleitung zugeführt. In dem Rechteckhohlleiter kann sich die Pumpenergie in Form einer H_{10} -Welle ausbreiten und bleibt praktisch ungestört von dem Leitungsband parallel zur Kante a. Die Signalenergie wird in Form einer Leitungswelle auf der abgeschirmten Bandleitung geführt, welche Flachband und Rechteckhohlleiter bilden.

Der Resonator taucht in ein Kühlbad von flüssigem Helium ein. Von außen wird das statische Magnetfeld zur Aufspaltung der Energieniveaus angelegt.

Ein anderer Festkörper-Molekularverstärker wurde von M c W h o r t e r und M e y e r [3] in den Lincoln Laboratorien entwickelt. Sie benutzten einen Einkristall aus 0,5 % Kalium-Chrom-Cyanid $K_3Cr(CN)_6$ mit 95,5 % Kalium-Cobalt-Cyanid $K_3Co(CN)_6$ als diamagnetische Verdünnung. Der Resonator besteht aus einem Stück koaxialer Leitung (Fig. 14).

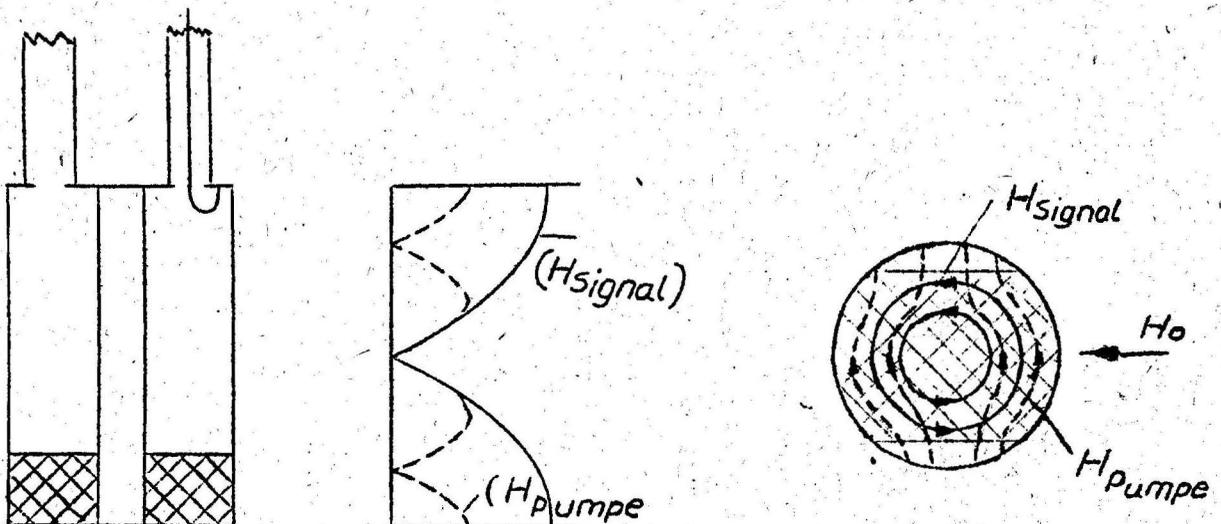


Fig. 14

Resonator nach M c W h o r t e r

Für die Signalwelle besitzt der Resonator in der Schwingungsform einer Leitungswelle die Länge $\lambda_0/2$ und für die Pumpwelle in der Schwingungsform einer gestörten H_{11} -Welle ergibt sich eine wirksame Länge von $3/2 \lambda_H$. Der Kristall befindet sich am Boden des Resonators, an der Stelle größter Hochfrequenzmagnetfelder für Signal- und Pumpwelle. Die Hohlleiterwellenlänge λ_H der gestörten H_{11} -Welle ist abhängig von dem Durchmesser des äußeren Leiters des Resonators und von dem Durchmesser Verhältnis seines Innen- zu Außenleiters. Sobald die richtige Länge des Resonators, entsprechend $\lambda_0/2$ für die Signalwelle bestimmt ist, läßt sich durch geeignete Wahl der Durchmesser von Innen- und Außenleiter die Resonanzbedingung für die Pumpwelle erfüllen, ohne daß dadurch die Resonanz der Signalwelle wieder verstimmt würde.

Die beiden elektromagnetischen Wellen werden in getrennten Leitungen dem Resonator zugeführt; die Signalwelle über eine koaxiale Leitung mit Koppelschleife und die Pumpwelle über einen Rechteckhohlleiter mit Koppelloch.

Der Verstärker wurde bei einer Signalfrequenz von 2,8 GHz betrieben. Die Signalleistung betrug $5 \cdot 10^{-6}$ Watt. Bei einer Bandbreite von nur 25 kHz ergab sich eine Verstärkung von 37 dB. Im Oszillatorbetrieb konnten $4 \cdot 10^{-6}$ Watt abgegeben werden. Die Badtemperatur des kühlenden Heliumbades betrug 1,25° K.

Ein ähnlicher Verstärker mit gleichem Kristall jedoch bei einer Badtemperatur von 4,2° K, dem Siedepunkt von flüssigem Helium, wurde von S t r a n d b e r g [12] betrieben. Der erreichte Pumpwirkungsgrad wird durch Doppelanregung zwischen den vier Energieniveaus erklärt ("push-push"-Betrieb).

Die Resonatorformen und Betriebsfrequenzen können vielfach variiert werden. Ebenfalls in den Lincoln Laboratorien wurde von K i n g s t o n [13] ein Festkörper Molekular-Verstärker für eine Signalfrequenz von 300 MHz entwickelt. Bei einer Bandbreite von 100 kHz wurde eine Verstärkung von 10 dB erreicht.

Ein anderer Aufbau von A u t l e r [14] benutzt die gleiche Kristallart, 0,5 % $K_3Cr(CN)_6$ in $K_3Co(CN)_6$, jedoch einen Resonator, wie er in Fig. 15 schematisch dargestellt ist.

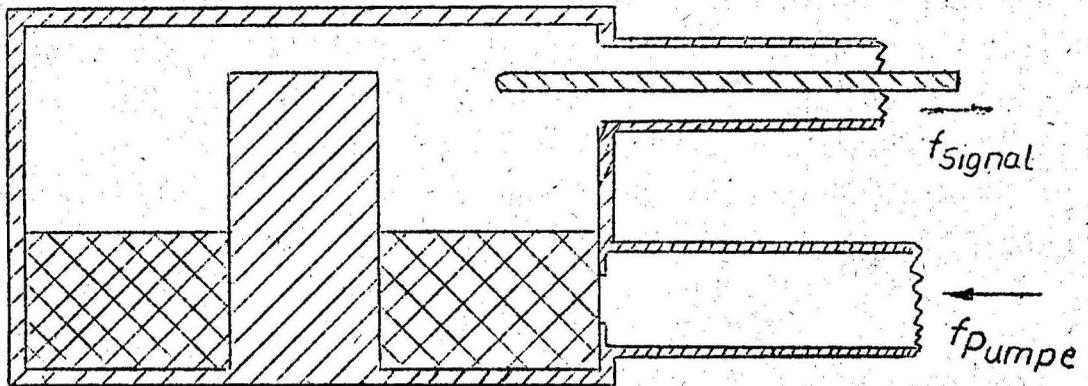


Fig. 15
Resonator nach AUTLER

Der Resonator ist kürzer als derjenige von M c W h o r t e r und M e y e r , weil er aus einem kapazitiv belasteten Stück Koaxialleiter besteht. Signal- und Pumpwelle werden dem Resonator getrennt zugeführt. Die Signalfrequenz betrug 1,382 GHz und die Pumpfrequenz 9,07 GHz.

Im Januar 1958 berichteten M a k h o v , K i k u c h i , L a m b e und T e r h u n e über Verstärker- und Oszillator-effekte in Rubin (Cr^{+++} in Al_2O_3) [15]. Rubin-Einkristalle werden bei $2040^\circ C$ aus der Schmelze gewonnen und sind deshalb schwerer herzustellen als die aus einer wässrigen Lösung zu gewinnenden Zyanid-Einkristalle. Die Rubine sind jedoch mechanisch und chemisch wesentlich beständiger als die Zyanide, so daß sie große Anwendung für Festkörper-Molekularverstärker gefunden haben. Synthetische Rubin-Einkristalle werden in der Uhren- und Schmuckindustrie häufig verwendet und sind deshalb leicht und preiswert zu erhalten.

Ein Molekularverstärker mit einem Rubineinkristall von $1 \times 1 \times 1/2$ cm wurde von K y h l [16] und M o r r i s [17] am Massachusetts Institute of Technology entwickelt. Er zeigte wesentlich bessere Verstärkereigenschaften als die Zyanidverstärker. Die Signalfrequenz war abstimmbare über einen Bereich von 8,4 bis 9,7 GHz; mit einer Bandbreite von 20 MHz konnte eine Verstärkung von 10 dB erreicht werden. Die Pumpfrequenz betrug 23 GHz; es wurde mit dem sogenannten "push-pull" Verfahren gepumpt. Die Resonator konstruktion ist schematisch in Fig. 16 dargestellt.

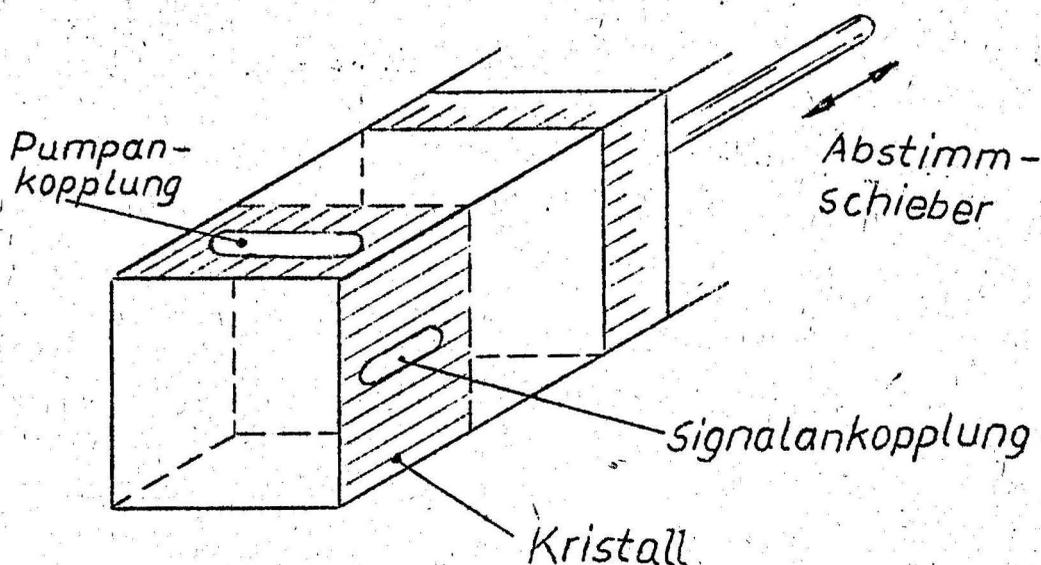


Fig. 16

Abstimmbarer Resonator nach K y h l und M o r r i s

Die Pumpankopplung ist so stark, daß eine Inversion der Besetzungszahlen erreicht wird, selbst wenn der Resonator nicht auf die Pumpfrequenz abgestimmt ist. Im unabgestimmten Zustand sind 15 mW Pumpleistung erforderlich und im abgestimmten 3 mW.

Festkörper-Molekularverstärker mit Rubinkristall können auch bei höherer Badtemperatur als der Siedetemperatur von Helium betrieben werden. D i t c h f i e l d und F o r r e s t e r [18] in England berichten über einen Verstärkerbetrieb bei 56° K unter Dampfdruckerniedrigung von flüssigem Sauerstoff. Nach einer persönlichen Mitteilung von D i t c h f i e l d konnte inzwischen Verstärkerwirkung auch schon bei 90° K, der Siedetemperatur von Luft, festgestellt werden. Die Inversion wird

nach dem sogenannten "push-pull" Betrieb mit Einstrahlung von ca. 150 mW Pumpleistung bei 24 GHz erreicht.

Ein sehr eleganter Aufbau wird von M a i m a n [19] beschrieben. Der gesamte Molekularverstärker mit Magnet, Kühlgefäß und Hochfrequenzzuleitungen wiegt nur 1620 g. Der Verstärker wurde mit flüssigem Stickstoff bei einer Temperatur von $77,4^{\circ}$ K betrieben. Die effektive Rauschtemperatur ohne Berücksichtigung des Rauschens der Zuleitungen betrug 100° K.

An der Columbia Universität wurde von G i o r d m a i n e [20] und Mitarbeitern ein Rubinmolekularverstärker für ein Radioteleskop erbaut. Der gesamte Molekularverstärker mit Heliumkühlung, Magnetfeld und Ferritzirkulator, dazu der nachfolgende Mikrowellenempfänger mit Oszillator- Misch-, Zwischenfrequenz- und Detektorstufe sind im Brennpunkt des Teleskopspiegels montiert. Auf diese Weise werden die Zuleitungen sehr kurz und das damit verbundene Rauschen sehr klein gehalten. Mit dieser Anlage wurde das Rauschen im Wellenlängengebiet von 3 cm von mehreren Planeten und Fixsternen gemessen [21]. Das Blockschaltbild des gesamten 3 cm Empfängers mit Rauschmesseinrichtung ist in Fig. 17 abgebildet.

Das von der Antenne empfangene Signal wird über einen Ferritschalter und einen Ferritzirkulator dem Molekularverstärker zugeführt. Der Ferritschalter schaltet mit einer Frequenz von 30 Hz auf eine Vergleichsantenne um, welche einen Strahler von bekannter Temperatur empfängt. Zur genauen Bestimmung der Rauschtemperatur der empfangenen Strahlung wird hinter der Signalempfangsantenne ein geeichter Rauschgenerator eingekoppelt.

Der Ferritzirkulator hat die Eigenschaft, das Signal nur in Richtung des eingezeichneten Pfeiles mit geringer Dämpfung von einer Leitung auf die nachfolgende weiterzugeben. Das bei (1) ankommende Signal wird zum Molekularverstärker am Anschluß (2) weitergeleitet; es wird vom Molekularverstärker verstärkt reflektiert und durch den Zirkulator zum Anschluß (3) geführt. Bei (3) ist ein Mikrowellenüberlagerungsempfänger angeschlossen.

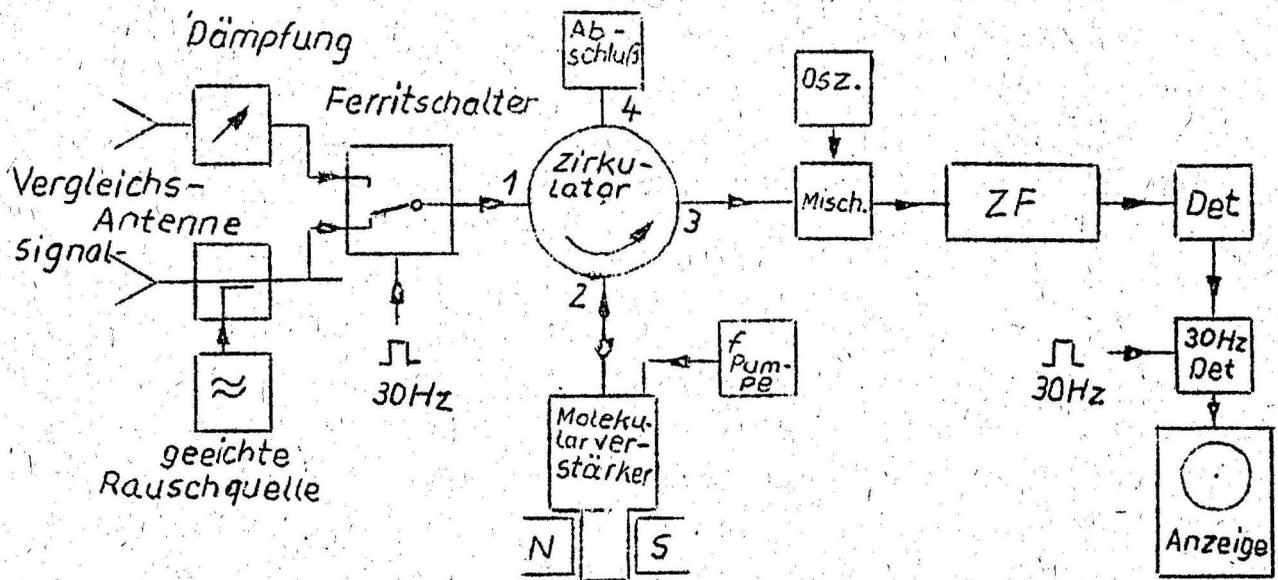


Fig. 17

Radiometer-Blockschaltbild des Radioteleskops von der Columbia-Universität

Das Ausgangssignal vom ZF-Detektor übernimmt ein zweiter, phasenempfindlicher 30-Hz-Detektor, welchem die gleiche 30 Hz-Rechteckspannung wie dem Ferritschalter zugeführt wird. An einem Oszillographen können die Rauschamplituden der beiden getrennten Antennenleitungen verglichen und daraus die Signalamplitude ermittelt werden.

Man versucht, die bei Festkörper-Molekularverstärkern hohe Pumpfrequenz zu vermeiden, indem man einmal bei niedriger Frequenz aktiviert und dann das Magnetfeld pulsformig erhöht, (s. F o n e r [22]), oder sich einen Arbeitspunkt in dem Aufspaltungsschema aussucht, wo Pump- und Signalfrequenz dicht beieinander liegen (s. A r a m s [23]).

Molekularverstärker mit einem einzelnen Resonator, wie sie oben besprochen wurden, erreichen nur kleine Werte des Produktes aus Bandbreite und der Wurzel aus der Leistungsverstärkung, $\Delta f \cdot \sqrt{G}$. Dieses Produkt kann vergrößert werden durch Vergrößerung des wirksamen, aktiven Kristallvolumens und durch Benützung von Mi-

krowellenstrukturen, welche breitbandig sind. Eine gute Lösung dieser Aufgabe bildet einmal der Wanderfeldverstärker, der im folgenden Abschnitt besprochen wird. Ein anderer Versuch ähnlicher Art wird am Massachusetts Institute of Technology von K y h l [24] unternommen, um mit einem Vierkammer Verstärker die Bandbreite und die Verstärkung eines Rubin-Molekularverstärkers zu vergrößern.

In Analogie zur Wanderfeld-Elektronenstrahlröhre wurde bei den Bell Laboratorien [25] ein Wanderfeld-Molekularverstärker entwickelt. Dieser Verstärker besitzt große Vorzüge gegenüber den Ausführungen mit einem einzelnen Resonator. Der Wanderfeld-Verstärker ist ein aktiver Vierpol mit eingebauter Rückwärtsdämpfung, so daß der Ausgang nicht reflexionsfrei abgeschlossen werden muß. In der Betriebsschaltung erübrigt sich der bei den Resonator-Verstärkern notwendige Ferritzirkulator. Die Bandbreite eines Wanderfeld-Molekularverstärkers kann fast die Linienbreite des paramagnetischen Kristalles, 200 MHz beim Rubin, erreichen. Die Wirkungsweise des Wanderfeld-Molekularverstärkers wird an Hand von Fig. 18 und 19 erklärt.

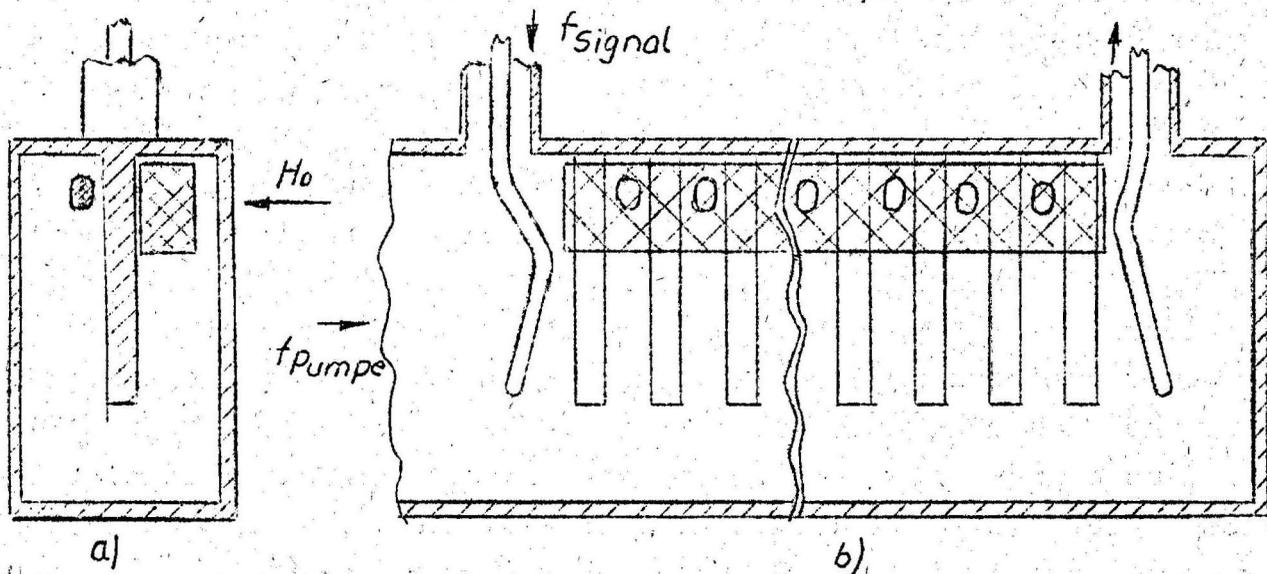


Fig. 18

Hochfrequenzleitung des Wanderfeld-Festkörper-Molekularverstärkers

Die Mikrowellenstruktur besteht aus einem Stück Rechteckhohlleiter, in welchem sich die Pumpwelle ausbreiten kann, und aus einer eingebauten Kammleitung für die Signalwelle. Auf einer

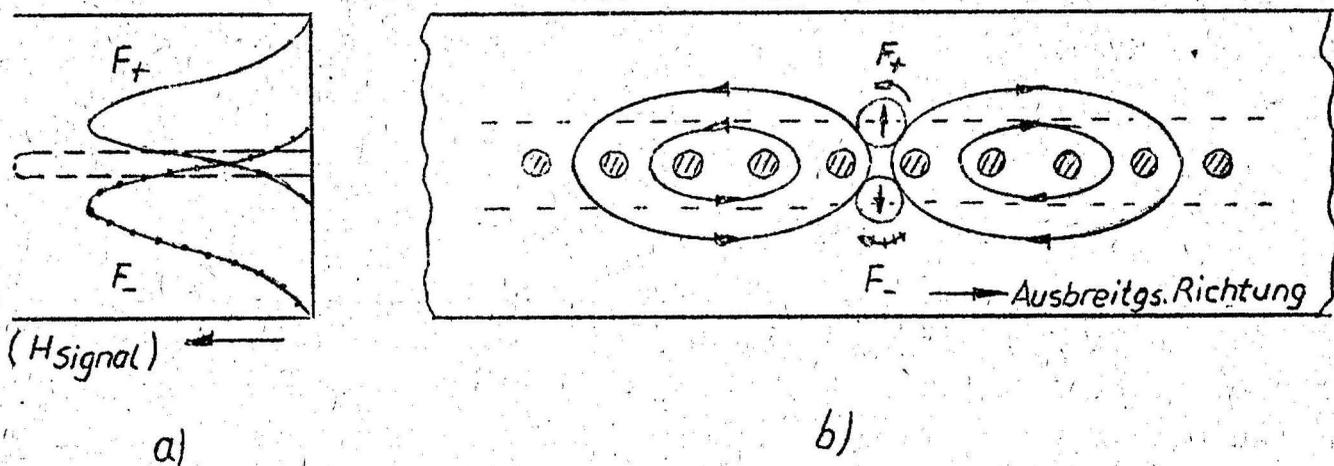


Fig. 19

Momentanbild der magnetischen Feldlinien der Signalwelle

Seite des Kammes ist der Rubinkristall und auf der anderen das ferrimagnetische Dämpfungsmaterial angebracht (Fig. 18 a, b).

Das magnetische Feldlinienbild der Signalwelle und ihre Feldstärke sind in Fig. 19 b und a schematisch dargestellt. Die Signalwelle breitet sich von links nach rechts auf dem Kamm aus. Das Momentanbild der magnetischen Feldlinien ist in Fig. 19 b skizziert. An den Orten entlang der gestrichelten Geraden oberhalb und unterhalb der Kammstifte ergibt sich für jeden festen Punkt ein zirkular polarisiertes HF Magnetfeld. Die Polarisationsrichtungen oberhalb und unterhalb des Kammes sind entgegengesetzt zueinander. Die Richtung für die Rotationsabsorption in dem Dämpfungsmaterial ist so gewählt, daß eine vorwärts laufende Signalwelle nicht absorbiert wird, eine rückwärts laufende dagegen stark gedämpft wird. Die vorwärts laufende Signalwelle koppelt mit den Spins des Rubinkristalls und wird verstärkt. Verstärkungsfaktoren von über 20 dB bei einer Bandbreite von 25 MHz wurden gemessen (s. De Grasse [25]).

Das Eigenrauschen von Molekularverstärkern ist nur mit einer empfindlichen Meßeinrichtung genau zu bestimmen. Der Aufbau der Meßanlage ist ähnlich der Schaltung, wie sie als Betriebsschaltung bei dem Radioteleskop von Giordmaine beschrieben

ben wurde. In einer Veröffentlichung von M c W h o r t e r [26] wird das in Fig. 20 gezeichnete Blockschaltbild angegeben.

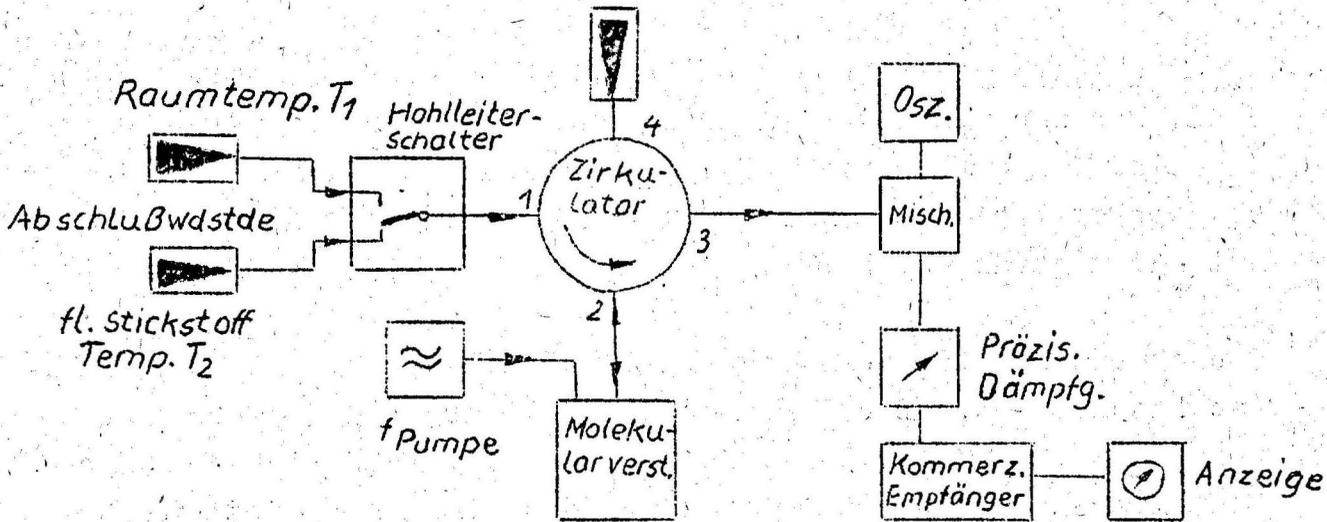


Fig. 20

Blockschaltbild der Rausch-Meßanordnung von M c W h o r t e r

Mit einem Hohlleiterschalter kann wahlweise ein angepaßter Abschluß auf Zimmertemperatur oder auf fl. Stickstoff Temperatur ($77,4^{\circ}$ K) an den Eingang des Zirkulators gelegt werden. Ausden sich jeweils ergebenden Rauschleistungen am Ausgang des schmalbandigen, kommerziellen Empfängers kann die Rauschtemperatur des Molekularverstärkers bestimmt werden:

$$P_1 = k \Delta f [G_M(T_1 + T_M) + T_E]$$

$$P_2 = k \Delta f [G_M(T_2 + T_M) + T_E]$$

$$T_M = \frac{T_2 - T_1}{N_2/N_1 - 1} - T_1 - T_E/G_M$$

Hierin bedeuten:

P_1, P_2 die gemessenen Rauschleistungen am Ausgang

k : Boltzmann Konstante

Δf : Bandbreite

- G_M : Leistungsverstärkung des Molekularverstärkers
 T_1, T_2 : Absolute Temperatur des Abschlußwiderstandes
 T_M : Rauschtemperatur des Molekularverstärkers
 T_E : Rauschtemperatur des Mikrowellenempfängers

Die Rauschtemperatur des gesamten Empfangssystems betrug $20 \pm 5^\circ$ K. Der Hauptanteil dieses Rauschens entsteht zwischen dem Anschluß 2 des Ferritzirkulators und dem Molekularverstärker; er beträgt 7 bis 23° K. Der Molekularverstärker für sich steuert nur ungefähr 2° K bei.

Rauschmessungen an dem Wanderfeld-Molekularverstärker der Bell Laboratorien, s. De Grasse [25] ergaben eine Rauschtemperatur von $10,7 \pm 2,3^\circ$ K. Der Meßaufbau ist ähnlich dem oben beschriebenen; ein Präzisionsdämpfungsglied ist jedoch in die Hochfrequenzleitung hinter dem Molekularverstärker eingefügt. Das HF Signal wird mit einer Wanderfeld-Elektrodenröhre verstärkt und dann gefiltert, bevor es an den Empfänger mit der Anzeige gelangt.

Bei Versuchen, die Rauschtemperaturen von Ammoniakstrahl-Molekularverstärkern zu messen, zeigte sich (Helmer [27], Alsop [28]), daß das Rauschen nicht feststellbar war oder weniger als 30° K betrug.

Festkörper-Molekularverstärker besitzen einen um so größeren Wirkungsgrad je tiefer die Temperatur des Kristalles ist. Obwohl es einige Untersuchungen bei der Temperatur von flüssigem Stickstoff, $77,3^\circ$ K, gibt (s. Ditchfield und Maiman [18, 19]), wurden die meisten Experimente bei der Siedetemperatur von Helium ($4,2^\circ$ K) oder mit Dampfdruckerniedrigung bis zu $1,2^\circ$ K durchgeführt.

Es würde den Rahmen dieses Berichtes überschreiten, wenn im einzelnen auf die Heliumverflüssigung eingegangen würde. Man kann annehmen, daß dem Nachrichtentechniker entweder von einem Collins- oder Meißner-Verflüssiger fl. Helium in einer Vorratskanne zur Verfügung steht. Es müssen dann immer noch viele Vorichtsmaßnahmen beachtet werden, um das fl. Helium in das Ver-

suchsgefäß, den Kryostaten, überzuleiten und sich dort ansammeln zu lassen. Alle Heliumgefäße und -Leitungen müssen vakuumdicht sein, weil Verunreinigungen in dem wieder aufgefangenen Heliumgas den Helium-Verflüssiger blockieren würden. In den U.S.A. läßt man das abdampfende Heliumgas im allgemeinen entweichen. In Europa ist Helium jedoch so teuer, daß man mit geschlossenen Rücklauf- oder Auffangsystemen arbeiten muß.

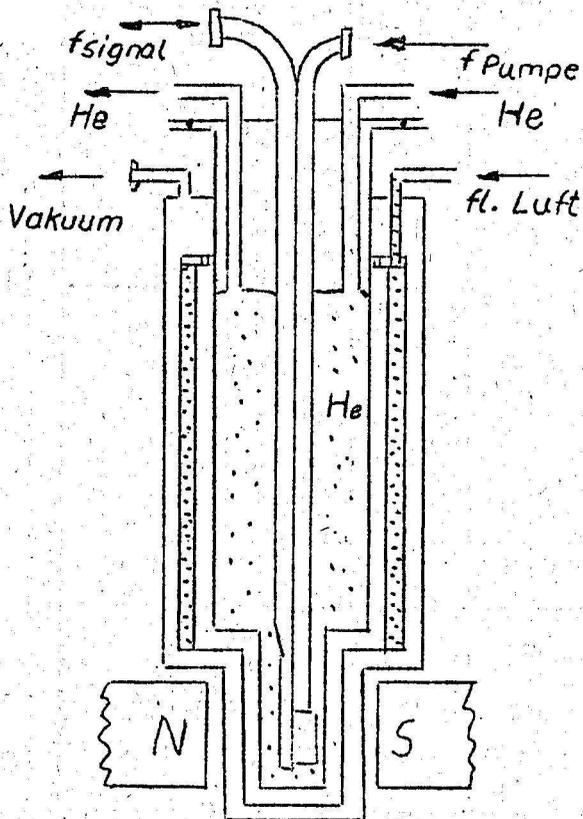


Fig. 21
Helium-Kryostat

Der Heliumheber zur Überleitung von fl. Helium besteht aus dünnwandigem Neusilber- oder Edelstahlrohr und hat einen Vakuummantel zur Wärmeisolierung.

Der Kryostat wird der Größe des Verstärkers angepaßt und möglichst so ausgelegt, daß man mit einem kleinen Polabstand des äußeren Magneten auskommt. Fig. 21 zeigt schematisch, die Konstruktion eines Metall-Kryostaten. Das Heliumgefäß wird von einem Strahlungsschutzgefäß umgeben, welches mit fl. Stickstoff gefüllt ist. Die Wärmeleitung zwischen den einzelnen Gefäßen und der Umgebung wird durch Vakuum-Zwischenräume unterbunden. Wo sich die Gefäße metallisch berühren, benutzt

man Materialien mit geringer Wärmeleitfähigkeit (Neusilber, Edelstahl). Über die Einzelheiten der Kryostaten-Konstruktion und über Erfahrungen mit Kälteversuchen für Festkörper-Molekularverstärker wird in einem späteren Bericht ausführlicher berichtet werden.

Nr.	S u b s t a n z	Temp. [°K]	H ₀ [Oe]	θ [°]	Frequenz		Leistung	
					Pumpe [MHz]	Signal [MHz]	Pumpe [W]	Signal [W]
1	NH ₃	300	-	-	-	24000	-	10 ⁻¹¹
2	NH ₃	300	-	-	-	23870	-	-
3	Silizium + Phosp. 4·10 ¹⁶ /cm ³	1,2	-	-	9000	9000	-	-
4	Quartz	4,2	-	-	9000	9000	-	0,82 12·10 ⁻³
5	Mg O	4,2	-	-	-	-	-	-
6	Gd ⁺⁺⁺ (C ₂ H ₅ SO ₄)	1,2	1800	45	17500	9000	2·10 ⁻¹	1,5·10 ⁻⁵
7	Gd ⁺⁺⁺	1,2	-	-	11500	6000	3,8·10 ⁻²	-
8	Cyanid K ₃ C _r ⁺⁺⁺ (CN) ₆ in K ₃ C _o (CN) ₆	1,25	2200	-	9400	2800	2·10 ⁻²	5·10 ⁻⁶
9	"	1,6	60	-	5300	300	1·10 ⁻²	-
10	"	1,25	-	-	9000	2800	-	4·10 ⁻⁶
11	"	4,2	-	-	-	-	-	-
12	"	1,25	1200	α: 18° β: 90°	9070	1382	2,8·10 ⁻²	-
13	Rubin (C _r ⁺⁺⁺ in Al ₂ O ₃)	4,2	4230	54° 44'	24200	9220	-	-
14	"	4,2	4000	54° 44'	23000	8400 - 9700	3·10 ⁻² 15·10 ⁻³	2,5·10 ⁻⁵
15	"	56	-	54° 44'	24 000	9 518	5,0·10 ⁻²	-
16	"	1,5	3930 - 4070	-	18 900 - 19 500	5750 - 6100	1·10 ⁻²	6,3·10 ⁻³
17	"	1,4	3360	59°	21 000	9000	3·10 ⁻²	-
18	"	1,4	3740	55°	23500	9500	3·10 ⁻²	-
19	"	4,2	350	32°	10850	9540	5·10 ⁻²	-
20	"	77,4	4000	54° 44'	23100	9140	-	-

Verstärkung [dB]	Bandbreite [MHz]	$b \cdot \sqrt{G}$ [MHz]	Rauschtemperat. [°K]	Quelle und Bemerkungen
10	0,002	-	-	GORDON [35] Erster Molekularverstärker
-	-	-	-	BARNES [36]
-	-	-	-	FEHER [9] Zwei-Niveau
8 - 21	-	5	-	CHESTER [10] Zwei-Niveau
20	-	-	-	CHESTER [10] Zwei-Niveau
20	0,1	-	-	SCOVIL [5] Erster Drei-Niveau Verstärker
-	-	-	< 35	SCOVIL [11]
37 (30)	0,025 (0,05)	1,8	20 - 25	McWHORTER [3]
10	0,1	-	-	KINGSTON [13] Niedr. Magnetfeld
Osz.	-	-	-	McWHORTER [3]
-	-	-	-	STRANDBERG [12]
-	1 - 0,05	1,85	-	AUTLER [14]
20	-	-	-	MAKHOV [15]
10	20	43	-	KYHL [16] , MORRIS 17
30	-	3,8	-	DITCHFIELD [18] Hohe Temperatur
23	25	-	10,7 ± 2,3	De GRASSE [25] Wanderfeld Verst.
-	-	10	-	GIORDMAINE [20] In Radioteleskop
-	-	50	-	GIORDMAINE [20] eingebaut
-	-	4	-	ARAMS [23] Niedrige Pumpfreq.
-	-	14	-	MAIMAN [19] Hohe Temperatur Gesamt Gewicht 1620g

L i t e r a t u r v e r z e i c h n i s

- 1 GIORDMAINE, J.A. L.E. Alsop, C.H. Mayer u. C.H. Townes
A Maser Amplifier for Radio Astronomy
at X-Band
Proc. IRE, 47, 1068 (June 1959)
- 2a BLOCH, F. Phys. Rev. 70, 460 (1946)
- 2b RABI, I.I., N.F. Ramsey u. J. Schwinger
Rev. Mod. Phys. 26, 167 (1954)
- 3 McWHORTER, A.L. u. Meyer
Solid-State Maser Amplifier
Phys. Rev. 109 Nr. 2, 312-318
(Jan. 1958)
- 4 BLOEMBERGEN, N. Proposal for a New Type Solid State
Maser, Phys. Rev. 104, 324-327
(Oct. 1956)
- 5 SCOVIL, H.E.D. Feher u. Seidel
Operation of a Solid State Maser
Phys. Rev. 105, 762-763 (Jan. 1957)
- 6 DITCHFIELD, C.R. u. Forrester
Maser Action in the Region of 60° K
Phys. Rev. L. 1, 448 (1958)
- 7 MAIMAN, T.H. Maser Behavior: Temperature and Con-
centration Effects.
J. Appl. Phys. 31, 222 (Jan. 1960)
- 8 STRANDBERG, M.W.P. Inherent Noise of Quantum-Mechanical
Amplifiers.
Phys. Rev. 106, 617-620 (May 1957)
- 9 FEHER, G. Gordon, Bühler u. Gera
Spontaneous Emission of Radiation
from an Electron Spin System
Phys. Rev. 109, 221-222 (1958)
- 10 CHESTER, P.F. P.E. Wagner u. J.G. Castle
Two Level Solid State Maser
Phys. Rev. 110, 281 (1958)
- 11 SCOVIL, H.E.D. The Three-Level-Solid-State Maser
Trans. IRE, PG M-TT 6, 29 (1958)
- 12 STRANDBERG, M.W.P. C.F. Davis, B.W. Faugham, R.L. Kyhl
u. Wolga
Operation of a Solid-State Quantum-
Mechanical Amplifier
Phys. Rev. 109, 1988-1989 (1958)

- 13 KINGSTON, R.H. A UHF Solid-State Maser
Proc. IRE, 46, 916 (May 1958)
- 14 AUTLER, S.H. N. McAvoy
A 21 cm Solid-State Maser
Phys. Rev. 110, 280 (1958)
- 15 MAKHOV, G. Kikuchi, Lambe u. Terhume
Maser Action in Ruby
Phys. Rev. 109, 1399-1400 (Febr. 1958)
- 16 KYHL, R.L. R.J. Morris, M.W.P. Strandberg
A Tunable Ruby Maser with Large
Bandwidth
MIT, Quarterly Progr. Rep. p 44
(Oct. 1958)
- 17 MORRIS, R.J. R.L. Kyhl u. M.W.P. Strandberg
A Tunable Maser Amplifier with Large
Bandwidth
Proc. IRE, 47, 80 (1959)
- 18 DITCHFIELD, C.R. u. Forrester
Maser Action in the Region of 60° K
Phys. Rev. L. 1, 448 (1958)
- 19 MAIMAN, T.H. Maser Behavior: Temperature and Con-
centration Effects.
J. Appl. Phys. 31, Nr. 1, p. 222
(Jan. 1960)
- 20 GIORDMAINE, J.A. L.E. Alsop, C.H. Mayer u. C.H. Townes
A Maser Amplifier for Radio Astrono-
my at X-Band.
Proc. IRE, 47, 1068 (June 1959)
- 21 FONER, S. L.R. Momo u. A. Mayer
Multilevel Pulsed-Field Maser for
Generation of High Frequencies.
Phys. Rev. L. 3, No. 1, 36 (July 1959)
- 22 ALSOP, L.E. J.A. Giodmaine, C.H. Mayer u. Townes
Observations Using a Maser Radiometer
at 3-cm Wavelength.
Astronom. J., 63, p. 301 (Sept. 1958)
- 23 ARAMS, F.R. Low Field X-Band Ruby Maser
Proc. IRE, 47, 1373 (Aug. 1959)
- 24 KYHL, R.L. Cascaded Cavity Masers
MIT, Quarterly Prog. Rep. No. 55,54
(Oct. 1959)
- 25 McWHORTER, A.L. u. Arams
System-Noise Measurement of a Solid-
State Maser.
Proc. IRE, 46, 913 (May 1958)

- 26 De GRASSE, R.W. E.O. Schulz-DuBois u. H.E.D. Scovil
The Three-Level Solid-State Travel-
ling Wave Maser
BSTJ. 38, 305-334 (March 1959)
- 27 HELMER, J.C. Maser Noise Measurement.
Phys. Rev., 107, 902-903 (Aug. 1957)
- 28 ALSOP, L.E. J.A. Giordmaine, CH. Townes u. T.C. Wang
Measurement of Noise in a Maser Ampli-
fier
Phys. Rev. 107, 1450-1451 (Sept. 1957)
- 29 KASTLER, A. J. Phys. Rad., 11, 255-265 (June 1950)
- 30 SANDERS, J.H. Optical Maser Design
Phys. Rev. L. 3, No. 2, 86
(July 15, 1959)
- 31 THEISSING, H.H. Caplan, Dieter u. Rabbiner
Optical Pumping in Crystals
Phys. Rev. L. 3, No. 10, 460 (Nov. 1959)

Die in der Übersichtstabelle aufgeführten Ammoniak-Molekular-
verstärker sind in den folgenden beiden Arbeiten veröffent-
licht worden:

- 35 GORDON, J.P. H.J. Zeiger u. C.H. Townes
The Maser- New Type of Microwave Am-
plifier, Frequency Standard and Spec-
trometer.
Phys. Rev. 99, No.4, 1264 (Aug. 1955)
- 36 BARNES, F.S. Operating Characteristics of an Ammo-
nia Beam Maser.
Proc. IRE 47, 2085 (Dec. 1959)

Als zusammenfassende Einführungsarbeiten sind zu empfehlen:

- SINGER, J.R. Masers
John Wiley and Sons, Inc. 1959
- WITKE, J.P. Molecular Amplification and Generation
of Microwaves.
Proc. IRE, 45, 291-316 (March 1957)
- WOLF, H. Ch. Der Molekularverstärker
Z. angew. Phys., 10, 480-488 (Okt. 1958)