

sind zum Vergleich die absorbierten Energien aufgetragen, die sich aus der Rechnung mit dem mittleren Energiewert des gesamten Spektrums — Kurve 1 — und aus der Rechnung mit den beiden Mittelwerten der Teilspektren von Sr^{90} und von Y^{90} — Kurve 2 — ergeben. Die Kurve 3 erhält man bei Zerlegung des Gesamtspektrums von Sr^{90} — Y^{90} in 20 Intervalle.

3. Berechnung der Elektronen-Schubwege aus der strahlungsregten Leitfähigkeitserhöhung

Aus der im Kristall absorbierten Strahlungsenergie und dem dadurch ausgelösten Elektronenstrom läßt sich der mittlere Elektronen-Schubweg unter Annahme einer homogenen Feldverteilung im Kristall nach folgender Beziehung berechnen:

Aus dem Schubweg s , der Elementarladung e , der je Sekunde im Kristall absorbierten β -Energie E_{abs} und der Ionisierungsenergie für ein Elektron E_i ist der β -erzeugte Elektronenstrom

$$I_{\beta} = E_{\text{abs}} e s / (E_i d),$$

wie schon früher ähnlich für den lichtelektrischen Primärstrom angegeben wurde⁷.

Grundsätzlich ist nur die Berechnung des Quotienten s/E_i möglich. Doch lassen sich über E_i aus anderen Beobachtungen ziemlich sichere Angaben machen. Die untere Grenze für E_i ergibt die UV-Kante der optischen Absorption. Durch verschiedene Energieverluste im Kristall ist bei schnellen Teilchen ein etwas höherer Wert als wahrscheinlich anzunehmen. Auch auf Grund direk-

ter Messungen^{10, 11} scheint ein Wert von 10 eV für KBr richtig angenommen zu sein. Damit läßt sich nun die Tab. 2 aufstellen, die die berechneten Werte für den Elektronen-Schubweg s bei verschiedenen Schichtdicken d in ungefärbten KBr-Einkristallen enthält.

d	E_{abs}	I_{β}	E	s/E
mm	10^8 eV/sec	10^{-12} A	V/cm	10^{-8} cm ² /V
0,1	0,43	2,7	10^5	3,9
0,3	1,10	4	10^5	6,8
0,5	1,63	7	10^5	13,4

Tab. 2.

Diese Werte für den Elektronen-Schubweg stimmen größenordnungsmäßig mit den Werten aus Photostrommessungen an Kristallen mit geringer F-Zentren-Dichte⁷ überein. Damit ist außerdem die Brauchbarkeit dieser Methode zur Abschätzung der Elektronen-Schubwege in Alkalihalogenid-Kristallen bestätigt. Ihr Vorteil liegt darin, daß sie unabhängig ist von der Konzentration optisch ionisierbarer Farbzentren im Kristall.

Der Einfluß der Kristalldicke auf den Schubweg scheint raumladungsbedingt zu sein. Er wurde an anderer Stelle¹² genauer untersucht.

Für die Aufgabenstellung und anregende Diskussionen danken wir Herrn Prof. Dr. KNOLL, für materielle Unterstützung dem Bundesministerium für Atomkernenergie.

¹⁰ P. J. VAN HEERDEN, Dissertation, Utrecht 1945.

¹¹ K. G. MCKAY, Phys. Rev. **74**, 1606 [1948].

¹² R. W. SCHÖN, Interner Bericht, Institut für Technische Elektronik der Techn. Hochsch. München, September 1961.

Ein Molekularverstärker für eine Betriebstemperatur von 90 °K

VON H. REITBÖCK UND A. REDHARDT

Max-Planck-Institut für Biophysik, Frankfurt a. M.

(Z. Naturforschg. **17 a**, 187—188 [1962]; eingegangen am 12. Januar 1962)

Molekularverstärker mit höheren Arbeitstemperaturen sind aus verschiedenen physikalischen und technischen Gründen von Interesse, zumal es möglich scheint, Rauschtemperaturen unterhalb der Badtemperatur zu erreichen¹. Nachdem der Besetzungsunterschied benachbarter Energieterme jedoch bei 90 °K gegenüber 1,2 °K um einen Faktor 90 niedriger ist und außerdem die thermischen Relaxationszeiten um einen Faktor 10^3 – 10^4 abnehmen², ist bei 90 °K ein Verstärkungseffekt nur unter Ausnützung bestimmter physikalischer Gegebenheiten^{3–5} und günstigster Einstellung der verfügbaren Parameter möglich.

Im folgenden wird ein Molekularverstärker beschrieben, der nach diesen Gesichtspunkten im Hinblick auf biophysikalische Anwendungen (Elektronenresonanzspektroskopie) gebaut wurde. Dieser Verstärker arbeitet im 4-Niveau (Push-Pull)-Betrieb mit synthetischem Rubin als aktivem Material. Der Resonator schwingt hierbei im X-Band (Signalfrequenz 9730 MHz) im H_{101} -Modus und im K-Band (Pumpfrequenz 24 240 MHz) im H_{103} -Modus. Um eine Ausstrahlung von Pumpleistung in den Signalkreis zu vermeiden, wurden die Moden so erregt, daß die elektrischen Feldstärkekomponenten von Pump- und Signalfeld aufeinander senkrecht stehen. Da die Übergangswahrscheinlichkei-

¹ R. V. POUND, Ann. of Phys. **1**, 24 [1957].

² J. H. PACE, D. F. SAMPSON u. J. S. THORP, Phys. Rev. Letters **4**, 18 [1960].

³ T. H. MAIMAN in C. H. TOWNES, Quantum Electronics, Columbia Univ. Press, New York 1960, S. 324.

⁴ C. R. DITCHFIELD u. P. A. FORRESTER, Phys. Rev. Letters **1**, 448 [1958].

⁵ G. WIEDERHOLDT in A. LÖSCHE u. W. SCHÜTZ, Hochfrequenzspektroskopie, Akademie-Verlag, Berlin 1961, S. 148.

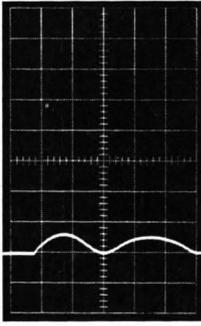


Abb. 1 a.
Pumpleistung $N_p=0$,
Resonator bei para-
magnetischer Reso-
nanz angepaßt.

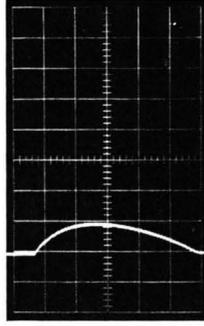


Abb. 1 b.
Resonatorverluste bei
 $N_p > 0$ ausgeglichen,
der Resonator ist
„transparent“.

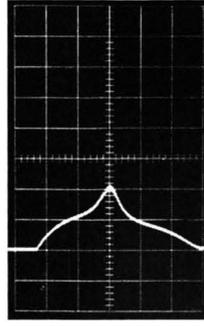


Abb. 1 c und 1 d. Verstärkungseffekte bei stei-
gender Pumpleistung.

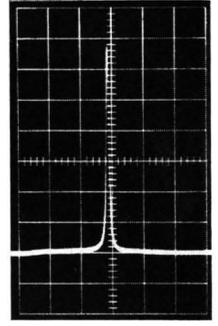
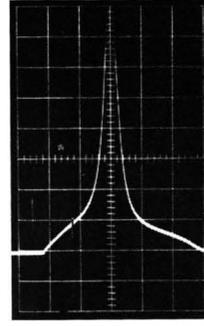


Abb. 1 e.
 $N_p = 80$ mW,
Leistungsverstärkung
32 dB, $\sqrt{G} B = 21,5$
MHz (Empfindlich-
keit des Empfängers
um 13 dB verringert).

ten von der Orientierung des HF-Feldvektors relativ zur Kristallachse und zur Achse des äußeren Magnetfeldes abhängen, wurde bei der Erregung der Schwingungsmoden darauf geachtet, daß in den Zonen, in denen die Pumpübergänge gesättigt werden können, auch die Übergangswahrscheinlichkeit auf Grund der räumlichen Einstellung des Signalfeldvektors möglichst groß ist.

Da handelsübliche synthetische Rubine meistens nicht spannungsfrei sind, wurden die hier verwendeten Rubine zunächst getempert und im Polarisationsmikroskop auf Achsenhomogenität untersucht. Aus den Rohbirnen wurden sodann Quader mit den ungefähren Abmessungen $7,1 \text{ mm} \times 7,1 \text{ mm} \times 3,7 \text{ mm}$ geschnitten, wobei die Flächennormale der quadratischen Fläche unter einem Winkel von $54^\circ 44'$ gegen die optische Achse des Kristalls geneigt war. Durch allseitige Einbrennversilberung erhielten die Rubine eine Silberauflage großer Haftfähigkeit und wurden so zu stabilen Resonatoren mit dem Füllfaktor 1. Der Abgleich auf die errechneten Schwingfrequenzen erfolgte durch sukzessives Abschleifen und Neuversilbern geeigneter Flächen.

Die Resonatoren wurden an den Signal- und Pump-hohlleiter über einen Doppel-Tapertransformator angeschlossen, der eine Einspannvorrichtung besitzt, so daß ein Austausch von Resonatoren (etwa beim Wechsel der Arbeitsfrequenz) leicht möglich ist. Die Ankopp-

lung der Resonatoren erfolgte über Schlitze in der Silberschicht, deren Abmessungen so gewählt wurden, daß der abgekühlte Resonator ohne äußere Abstimm-elemente bei paramagnetischer Resonanz im X- und K-Band genau angepaßt war. — Da die optimale Chromkonzentration der Rubine von der Arbeitstemperatur abhängt, wurde eine Serie von Rubinen mit Chromkonzentrationen zwischen 0,1 und 0,6% Cr_2O_3 untersucht. Bei 90°K wurden die besten Resultate mit einer Chromkonzentration von 0,6% erreicht^{3, 5}.

Mit diesem Molekularverstärker wurde bei $90,2^\circ \text{K}$ (Kühlung mit flüssigem Sauerstoff) ein stabiler Leistungsgewinn von 32 dB bei einer Bandbreite von 540 kHz erreicht, so daß ein Spannungsgewinn-Bandbreiten-Produkt von 21,5 MHz vorlag. Dieser Wert wurde mit einer geringen äußeren Gegenkopplung gemessen. Wird diese Gegenkopplung entfernt, so tritt Selbsterregung mit einer Leistungsabgabe von $500 \mu\text{W}$ auf. Als Pumpklystron wurde ein EMI-Reflexklystron R 9602 verwendet.

In Abb. 1 ist die X-Band-Absorption bzw. -Emission des Rubinresonators in Abhängigkeit von der ein-gestrahlten K-Band-Pumpleistung dargestellt.

Unserem verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. B. RAJEWSKY, danken wir für die Anregung zum Bau des Molekularverstärkers und für zahlreiche fördernde Diskussionen.