

Ein Ratiodetektor im Mikrowellenbereich

VON WOLFGANG FREUDE *

Mitteilung aus dem Institut für Hochfrequenztechnik und Quantenelektronik der Universität Karlsruhe

Die Berechnung der Demodulationskennlinie eines Ratiodetektors wird für die Mittenfrequenz 7 GHz experimentell bestätigt. Durch ein einfaches Widerstandsnetzwerk kann auf optimale AM-Unterdrückung abgestimmt werden. Unterschiedliche Gleichrichtereigenschaften der Dioden werden dabei ausgeglichen. Wegen der geringen Rückwirkung der Gleichrichter auf die Resonanzkreise der Hochfrequenzersatzschaltung sind die AM-Unterdrückungseigenschaften im Gegensatz zu entsprechenden ZF-Diskriminatoren von einer gleichzeitig vorhandenen FM unabhängig. Die Bedingungen für verzerrungsfreie Demodulation werden erörtert. Bei einer Meßbandbreite von 100 Hz beträgt die Grenzempfindlichkeit 0,08 Hz_{eff}.

A Ratio Detector in the Microwave Range

The calculation of the discriminator characteristic of a ratio detector is in good agreement with measurements at 7 GHz midfrequency. By a simple LF resistive network the optimum AM suppression is accomplished equalizing different detection properties of the diodes. While with corresponding IF discriminators the AM suppression is independent of simultaneously existing FM, this is not true with the microwave ratio detector. This is explained by the small reaction of the rectifiers to the equivalent high-frequency resonance circuits. The conditions for undistorted demodulation are discussed. In a 100 Hz measuring bandwidth the limiting sensitivity is 0.08 Hz rms.

1. Einleitung

Bei der Untersuchung des Frequenzrauschens von Mikrowellenoszillatoren werden bevorzugt Systeme mit direkter Gleichrichtung verwendet, da sie geringen Aufwand mit hoher Empfindlichkeit und guter AM-Unterdrückung verbinden [1]–[3].

ONDRIA [2] und ASHLEY et al. [3] beschrieben einen Aufbau nach Bild 1 mit $R_1 = R_2 = 0$, wobei ASHLEY et al. einen quantitativen Ausdruck für die Demodulationsempfindlichkeit angaben. Die Autoren [1]–[3] erklärten die AM-Unterdrückungseigenschaften jedoch nur qualitativ.

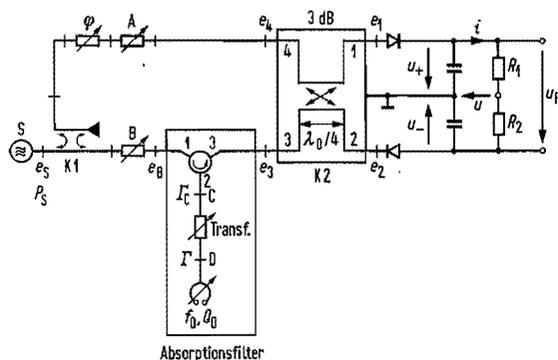


Bild 1. Ratiodetektor mit $R_1, R_2 \neq 0$. Alle Spannungen e_x sind am Wellenwiderstand $Z_0 = 50 \Omega$ definiert und stellen komplexe Amplituden dar.

Für die durch die Widerstände R_1 und R_2 modifizierte Schaltung nach Bild 1 soll im folgenden die

* Dipl.-Ing. W. FREUDE, Institut für Hochfrequenztechnik und Quantenelektronik der Universität, D-75 Karlsruhe 1, Postfach 6380.

quasistatische Demodulationskennlinie berechnet werden, was zur Angabe einer Bedingung für optimale AM-Unterdrückung führt. Im Anschluß daran wird der Gültigkeitsbereich der quasistatischen Beschreibung bei gleichzeitiger FM und AM des Signals diskutiert.

Die Leistung P_S der Mikrowellenquelle S wird durch den Richtkoppler K1 so aufgeteilt, daß am Tor 4 des Kopplers K2 die Leistung $P_A = A P_S$ und am Ort von e_B die Leistung $P_B = B P_S$ verfügbar ist, wobei immer $A + B \leq 1$ gelten muß.

Zwischen Dämpfungsglied B und Tor 3 des Kopplers K2 ist ein Absorptionsfilter geschaltet, bestehend aus Resonator und Zirkulator, dessen einer Arm über einen Transformator von dem bei seiner Resonanzfrequenz f_0 angepaßten Resonator der internen Güte Q_0 abgeschlossen wird. Im Dämpfungsglied B seien zusätzlich alle Verluste der Strecke S – Tor 3/K2 enthalten, wenn in der Ebene D durch starke Resonatorverstimmung ein Kurzschluß vorliegt, nämlich die Einfügungsdämpfung des Kopplers K1 und die Durchgangsdämpfung des Zirkulators. Der Anpaßtransformator kann mit sehr guter Näherung als verlustfrei angesehen werden.

Im variablen Dämpfungsglied A seien alle Verluste der Übertragungsstrecke S – Tor 4/K2 einschließlich der Koppeldämpfung von K1 zusammengefaßt. Der Phasenschieber φ repräsentiere die gesamte Phasendifferenz φ der Spannung e_4 gegenüber der Spannung e_3 , wenn in der Ebene D ein Kurzschluß erzeugt wird.

K2 ist ein 3-dB-Koppler in Leitungskopplerausführung, dessen Ausgangstore 1 und 2 mit breitbandig angepaßten, gegensinnig gepolten Mikrowellendioden abgeschlossen sind. Nach deren HF-Überbrückungs-Kondensatoren folgt das Wider-

standsnetzwerk zur Einstellung der optimalen AM-Unterdrückung, an dem das demodulierte Signal u unsymmetrisch zur Verfügung steht.

Es wird vorausgesetzt, daß die Dämpfungsglieder, Koppler und der Phasenschieber eigenreflexionsfrei sind.

2. Die Übertragungsfunktion

Das Absorptionsfilter des Bildes 1 stellt ein nicht-zeiprokes Mikrowellen-Zweitor dar, das durch die vier Elemente seiner Streumatrix (T) beschrieben wird. Sind S_{ik} die Streuparameter des Zirkulators und I'_C der vom Zirkulator aus in der Ebene C bezüglich des Wellenwiderstandes Z_0 gesehene komplexe Spannungsreflexionsfaktor, so erhält man nach Auswertung des zugehörigen Signalflußgraphen mit Hilfe der „non touching loop rule“ [4]–[6] mit den Näherungen $|S_{11}| \approx |S_{22}| \approx |S_{33}| \ll 1$

$$\begin{aligned} T_{11} \approx T_{33} \approx 0, \quad T_{31} \approx S_{31} + S_{21} S_{32} I'_C, \\ T_{13} \approx S_{13} + S_{12} S_{23} I'_C. \end{aligned} \quad (1)$$

Die Übertragungsfunktion in Vorwärtsrichtung ist T_{31} . Für einen Schmalbandzirkulator sind ohne Schwierigkeiten Sperrdämpfungswerte > 40 dB entsprechend $|S_{31}| < 0,01$ erreichbar bei Durchlaßdämpfungen $< 0,4$ dB entsprechend $|S_{21}| \approx |S_{22}| > 0,96$. Folglich wird für $|I'_C| \geq 0,1$ der Term S_{31} vernachlässigbar sein. Der Anpaßtransformator wird so eingestellt, daß er für $|I'_C| < 0,1$ in der Ebene C einen Reflexionsfaktor

$$I'_C \approx -S_{31}/(S_{21} S_{32}) + I$$

erzeugt. Dabei ist I der Reflexionsfaktor des Resonators in der Ebene D. Folglich wird der Eigentransmissionsfaktor in Vorwärtsrichtung näherungsweise

$$T_{31} \approx S_{21} S_{32} I'. \quad (2)$$

Nach GINZTON [7] läßt sich ein Resonator der internen Güte Q_0 in der Nähe seiner Resonanzfrequenz $f_0 = \omega_0/2\pi$ behandeln wie ein Parallelschwingkreis aus konzentrierten Elementen. Für den über einen idealen Transformator kritisch gekoppelten Resonator wird der Spannungsreflexionsfaktor

$$I' = -j Q_0 v (2 + j Q_0 v)^{-1} \quad (3)$$

mit $v = \omega/\omega_0 - \omega_0/\omega$. In Schmalbandnäherung gilt insbesondere

$$v \approx \frac{2(\omega - \omega_0)}{\omega_0} \eta(\omega) + \frac{2(\omega + \omega_0)}{\omega_0} \eta(-\omega), \quad (4)$$

dabei ist $\eta(\omega)$ die Sprungfunktion.

Für Frequenzen innerhalb der Resonatorbandbreite dürfen die Zirkulatorparameter mit guter Näherung als konstant betrachtet werden. Der Faktor $|S_{21} S_{32}|$ sei im Dämpfungsglied B, die Phase $\arg(S_{21} S_{32})$ im Phasenschieber φ berücksichtigt. Man erhält somit für die Übertragungsfunktion des Absorptionsfilters in Schmalbandnäherung mit Gl. (4)

$$\frac{e_3}{e_B} = I'(\omega) = I'_1(\omega) \eta(\omega) + I'_2(\omega) \eta(-\omega) \quad (5)$$

mit

$$\begin{aligned} I'_1(\omega) &= -j Q_0 \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \left(1 + j Q_0 \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \right)^{-1}, \\ I'_2(\omega) &= -j Q_0 \frac{\omega + \omega_0}{\omega_0} \left(1 + j Q_0 \frac{\omega + \omega_0}{\omega_0} \right)^{-1}. \end{aligned}$$

Für einen idealen, mit seinem Wellenwiderstand abgeschlossenen TEM-Leitungsrichtkoppler der Koppellänge $l = \lambda_0/4$ und dem Spannungskopplungsfaktor $c = 1/\sqrt{2}$ gilt für die Mittenfrequenz f_0 nach [8], [9] mit Bild 1

$$\begin{aligned} \sqrt{2} e_1 &= (e_3 - j e_4) \eta(\omega) + (e_3 + j e_4) \eta(-\omega), \\ \sqrt{2} e_2 &= (-j e_3 + e_4) \eta(\omega) + (j e_3 + e_4) \eta(-\omega). \end{aligned} \quad (6)$$

Wie im Abschnitt 1 erwähnt, repräsentiert der Phasenschieber eine Phasendifferenz φ der Spannungen e_3 und e_4 , wenn ein Kurzschluß in der Ebene D des Bildes 1 vorliegt. Diese Phasenverschiebung denkt man sich zustandekommen durch unterschiedliche Kanallängen l_A und l_B mit der Längendifferenz $\Delta l = l_A - l_B$. Man erhält also

$$\varphi = -2\pi f \frac{\Delta l}{c} \quad \text{mit} \quad \Delta l = -\frac{\varphi_0 c}{2\pi f_0}, \quad (7)$$

wobei c die Phasengeschwindigkeit auf der Leitung ist und φ_0 der Winkel bei der Mittenfrequenz f_0 .

Für die vollständige Übertragungsfunktion zwischen der Mikrowellenquelle S und den Toren 1 bzw. 2 des Kopplers K2 erhält man (vgl. [10])

$$\begin{aligned} H_1(\omega) &= H_{11}(\omega) \eta(\omega) + H_{12}(\omega) \eta(-\omega), \\ H_2(\omega) &= H_{21}(\omega) \eta(\omega) + H_{22}(\omega) \eta(-\omega). \end{aligned} \quad (8)$$

Dabei gilt mit den Abkürzungen

$$\Delta F_1 = Q_0 \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \quad \text{und} \quad \Delta F_2 = Q_0 \frac{\omega + \omega_0}{\omega_0}, \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \sqrt{2} H_{11/2}(\omega) &= \pm \sqrt{A} \sin \varphi - \sqrt{B} \frac{(\Delta F_{1/2})^2}{1 + (\Delta F_{1/2})^2} + \\ &+ j \left[\mp \sqrt{A} \cos \varphi - \sqrt{B} \frac{\Delta F_{1/2}}{1 + (\Delta F_{1/2})^2} \right], \\ \sqrt{2} H_{21/2}(\omega) &= \sqrt{A} \cos \varphi \mp \sqrt{B} \frac{\Delta F_{1/2}}{1 + (\Delta F_{1/2})^2} + \\ &+ j \left[\sqrt{A} \sin \varphi \pm \sqrt{B} \frac{(\Delta F_{1/2})^2}{1 + (\Delta F_{1/2})^2} \right]. \end{aligned}$$

Das obere Vorzeichen gilt für $H_{11} = H_{11}(\Delta F_1)$, $H_{21} = H_{21}(\Delta F_1)$, das untere für $H_{12} = H_{12}(\Delta F_2)$, $H_{22} = H_{22}(\Delta F_2)$.

3. Die Demodulationskennlinie

Nach MARKO [11] kann man für den niederfrequenten Teil der Schaltung nach Bild 1 unter der Voraussetzung linearer Gleichrichtung eine Ersatzschaltung nach Bild 2 angeben. W_1 und W_2 sind die arbeitspunktabhängigen Innenwiderstände der Dioden, deren Größe statisch aus der Neigung der entsprechenden Richtkennlinie bestimmt werden kann. Folglich erhält man bei Wellenwiderstandsanpassung der Dioden-HF-Impedanz an die Tore 1 und 2 des Kopplers K2 unter Verwendung der Übertragungsfunktionen (8), (10) für positive Frequenzen

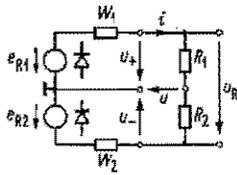


Bild 2.
NF-Ersatzschaltung des Ratio-
detektors;
 $W_1 + R_1 = R_{S1}$,
 $W_2 + R_2 = R_{S2}$.

die Richtspannungen e_{R1} , e_{R2} durch Betragsbildung zu

$$\begin{aligned} e_{R1} &= \alpha_1 |e_1| = \alpha_1 |H_{11}(\omega) e_S|, \\ e_{R2} &= \alpha_2 |e_2| = \alpha_2 |H_{21}(\omega) e_S|. \end{aligned} \quad (11)$$

Hierbei sind die Koeffizienten α_1 und α_2 die jeweiligen Spannungswirkungsgrade der Dioden bei Einbettung in ein bestimmtes transformierendes Mikrowellennetzwerk. Die Beziehung (11) ist jedoch nur gültig, solange keine Übermodulation der Signalquelle vorliegt und solange eine im System möglicherweise vorhandene Störspannung wesentlich kleiner als die an den Dioden wirksame Trägeramplitude bleibt (Schwellwerteffekt) [12].

Für die Übertragungsfunktionen (8), (10) lassen sich zweckmäßige Vereinfachungen angeben.

Setzt man voraus, daß $|\Delta F_1| \ll 1$ ist und in diesem Frequenzbereich für die Phase $\varphi \approx \varphi_0 = -k\pi$ ($k = 0, 1, 2, \dots$) gilt, so erhält man

$$\begin{aligned} \sqrt{2} |H_{11}(\omega)| &\approx \sqrt{A} + (-1)^k \sqrt{B} \Delta F_1, \\ \sqrt{2} |H_{21}(\omega)| &\approx \sqrt{A} - (-1)^k \sqrt{B} \Delta F_1. \end{aligned} \quad (12)$$

Setzt man voraus, daß $|\Delta F_1| \gg 1$, aber $|\varphi - \varphi_0| \ll \pi/2$ ist, so erhält man

$$\begin{aligned} \sqrt{2} |H_{11}(\omega)| &\approx \sqrt{A+B} + (-1)^k \sqrt{\frac{B}{A+B}} k\pi/Q_0 \Delta F_1, \\ \sqrt{2} |H_{21}(\omega)| &\approx \sqrt{A+B} - (-1)^k \sqrt{\frac{B}{A+B}} k\pi/Q_0 \Delta F_1. \end{aligned}$$

Dabei wurde angenommen, daß $\sqrt{AB/(A+B)}$ höchstens in der Größenordnung eins liegt, was in der Praxis erfüllt ist. Mit Gl. (7) berechnet man $\varphi - \varphi_0 = -k\pi/Q_0 \Delta F_1$.

Aus Bild 2 kann man mit den Abkürzungen $R_{S1} = W_1 + R_1$, $R_{S2} = W_2 + R_2$ die Diskriminatorspannung u bestimmen:

$$u = \frac{1}{2} (e_{R1} - e_{R2}) + \frac{1}{2} (e_{R1} + e_{R2}) (R_{S2} - R_{S1}) / (R_{S1} + R_{S2}). \quad (14)$$

Vereinfachend wird Gl. (9) geschrieben

$$\Delta F_1 = Q_0 \Delta\omega / \omega_0 \quad \text{mit} \quad \Delta\omega = \omega - \omega_0. \quad (15)$$

Setzt man Gl. (12) in Gl. (11) ein und diese ihrerseits in Gl. (14), so erhält man

$$\begin{aligned} u &= \frac{|e_S|}{\sqrt{2}} \frac{\alpha_1 R_{S2} + \alpha_2 R_{S1}}{R_{S1} + R_{S2}} (-1)^k \sqrt{B} Q_0 \frac{\Delta\omega}{\omega_0} + \\ &+ \frac{|e_S|}{\sqrt{2}} \sqrt{A} \frac{\alpha_1 R_{S2} - \alpha_2 R_{S1}}{R_{S1} + R_{S2}} \end{aligned} \quad (16)$$

für $|\Delta\omega| \ll \omega_0/Q_0$, $\varphi \approx \varphi_0 = -k\pi$.

Setzt man Gl. (11) und (13) in (14) ein, so erhält man

$$\begin{aligned} u &= \frac{|e_S|}{\sqrt{2}} \frac{\alpha_1 R_{S2} + \alpha_2 R_{S1}}{R_{S1} + R_{S2}} (-1)^k \sqrt{\frac{AB}{A+B}} k\pi \frac{\Delta\omega}{\omega_0} + \\ &+ \frac{|e_S|}{\sqrt{2}} \sqrt{A+B} \frac{\alpha_1 R_{S2} - \alpha_2 R_{S1}}{R_{S1} + R_{S2}} \end{aligned} \quad (17)$$

für $|\Delta\omega| \gg \omega_0/Q_0$, $|\varphi - \varphi_0| = \left| -k\pi \frac{\Delta\omega}{\omega_0} \right| \ll \pi/2$.

Der Diodengleichstrom

$$i = (e_{R1} + e_{R2}) / (R_{S1} + R_{S2})$$

ist für $\alpha_1 = \alpha_2$ im Rahmen der jeweiligen Näherungen frequenzunabhängig.

Mit den Gl. (16) und (17) sind die linearisierten Demodulationskennlinien der Schaltung nach Bild 1 für zwei Betriebszustände gegeben. Ist $|\Delta F_1| \ll 1$, so liegt die lineare Näherung eines Ratio-detektors vor. Für $|\Delta F_1| \gg 1$ hat das Absorptionsfilter nach Gl. (5) die Spannungsübertragungsfunktion -1 . Die Modulationswandlung wird also nicht mehr durch die frequenzabhängige Phasendrehung des Absorptionsfilters bewirkt, sondern durch die Interferenz kohärenter Wellen mit einem Gangunterschied nach Gl. (7).

Solche Interferometeranordnungen, natürlich ohne Absorptionsfilter, beschrieben durch Gl. (17) ohne die Bedingung $|\Delta F_1| \gg 1$, wurden beispielsweise im optischen Bereich mit $\Delta l_{\max} = 1,5 \cdot 10^3$ m erfolgreich verwendet [13] oder nach [14] im Mikrowellenbereich als akustische Verzögerungsleitung eingesetzt mit einer äquivalenten Luftkabellänge von $\Delta l \approx 64$ m, entsprechend $k \approx 3 \cdot 10^3$ bei 7 GHz und einer Einfügungsdämpfung von 20 dB. Eine ähnliche Anordnung wird in [15] unter der Voraussetzung linearer Gleichrichtung abgehandelt. Über ein Hohlleiterinterferometer im X-Band mit einem geometrischen Längenunterschied beider Kanäle von 14 m, wobei allerdings nur eine Diode zur Demodulation verwendet wurde, berichtet [16].

Für die Signalzeitfunktion werde angesetzt

$$\begin{aligned} e(t) &= \hat{e}[1 + m(t)] \cos[\omega_0 t + \psi(t)], \\ |e_S| &= \hat{e}[1 + m(t)]. \end{aligned} \quad (18)$$

Gilt in den Gl. (16) bzw. (17), daß $|\Delta\omega| \ll \omega_0/Q_0$ bzw. $|\Delta\omega| \ll \omega_0/k\pi$ ist, dann kann man mit $|m(t)| \ll 1$ Produkte der Form $m(t) \Delta\omega Q_0/\omega_0$ bzw. $m(t) \Delta\omega k\pi/\omega_0$ gegen eins vernachlässigen. Im ersten Term beider Gleichungen ist also unter diesen Voraussetzungen eine AM unwirksam. Der zweite Term liefert jedoch additiv eine AM-Komponente der Form $m(t) (\alpha_1 R_{S1} - \alpha_2 R_{S2})$. Diese kann durch die AM-Abgleichbedingung

$$\alpha_1 R_{S2} = \alpha_2 R_{S1} \quad (19)$$

zum Verschwinden gebracht werden.

Man kann durch Erweitern der Gl. (14) mit $e_{R1} + e_{R2}$ unter Verwendung der Betriebsrichtspannung u_R aus Bild 2

$$\begin{aligned} u &= \frac{1}{2} \frac{1 - e_{R2}/e_{R1}}{1 + e_{R2}/e_{R1}} \frac{R_{S1} + R_{S2}}{R_1 + R_2} u_R + \\ &+ \frac{1}{2} \frac{R_{S2} - R_{S1}}{R_1 + R_2} u_R, \end{aligned} \quad (20)$$

beziehungsweise nach Erfüllung der Bedingung (19)

$$u = u_R |_{\Delta\omega=0} \frac{2 R_{S1} R_{S2}}{(R_{S1} + R_{S2})(R_1 + R_2)} (-1)^k \sqrt{\frac{B}{A}} Q_0 \frac{\Delta\omega}{\omega_0} \quad (21)$$

schreiben. Durch diese Operation läßt sich die Demodulationssteilheit $S = du/d(\Delta\omega)$ ohne Kenntnis der Spannungswirkungsgrade α_1, α_2 bestimmen. Näheres über die Messung von R_{S1}, R_{S2} bzw. W_1, W_2 wird im Abschnitt 6 mitgeteilt.

Da u_R für $\alpha_1 = \alpha_2$ frequenzunabhängig ist, wird die Diskriminatorspannung u der Gl. (20) bestimmt durch das Verhältnis e_{R2}/e_{R1} , das seinerseits von der Frequenzvariablen $\Delta\omega$ gesteuert wird. In Analogie zu entsprechenden Schaltungen im ZF-Bereich rechtfertigt sich daher die Bezeichnung „Ratio-detektor“ für den Aufbau nach Bild 1.

Ein Zahlenbeispiel soll den Vergleich einer Interferometeranordnung nach Gl. (17) mit einem „konzentrierten Interferometer“ nach Gl. (16) ermöglichen.

Gewählt werde $B = 0,9, A = 0,1, Q_0 = 10^4, f_0 = 7 \text{ GHz}$ und $k \approx 10^4$, damit die Demodulationssteilheit in beiden Fällen gleich groß ist. Dann ist für die Interferometeranordnung nach Gl. (7) ein Gangunterschied von $\Delta l \approx 214 \text{ m}$ Luftkabellänge einzustellen. Da aber eine kompakte akustische Verzögerungsleitung nach [14] bereits bei einem $\Delta l \approx 64 \text{ m}$ eine Dämpfung von 20 dB entsprechend $A = 0,01$ aufweist, sind „konzentrierte Interferometer“ mit Absorptionsresonator in der Empfindlichkeit überlegen.

4. Betrachtungen zur AM-Unterdrückung

Mit der Bedingung (19) kann der additive AM-Term der Diskriminatorspannung u zu null gemacht werden. ONDRIA [2] setzt in seiner Schaltung $R_1 = R_2 = 0$ und betont, es gäbe keinen Ersatz für gut gepaarte Dioden, d. h. für $W_1 = W_2$ und $\alpha_1 = \alpha_2$. In der beschriebenen Schaltung nach Bild 1 trifft das nicht zu. Die Einführung der Widerstände R_1, R_2 ermöglicht einen bequemen Abgleich im jeweiligen Arbeitspunkt, selbst bei stark unterschiedlichen Innenwiderständen der Dioden und verschiedenen Gleichrichterwirkungsgraden.

Zu beachten ist allerdings, daß der AM-Abgleich nur für Kleinsignal-AM exakt möglich ist, wenn also bei Aussteuerung auf der Widerstandsgeraden die Steigung der Richtkennlinie im Schnittpunkt mit der Widerstandsgeraden gleich bleibt der Steigung $1/W_1, 1/W_2$ im Arbeitspunkt.

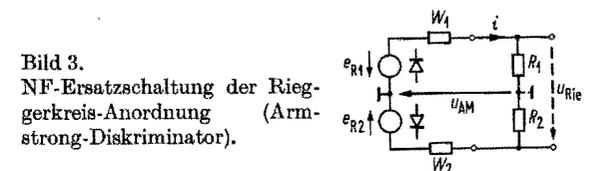
Erhalten bleibt, wenn auch für $|m(t)| \ll 1, |\Delta F_1| \ll 1$ vernachlässigbar klein, die multiplikative AM-Komponente, die bei ZF-Schaltungen durch einen Kondensator über der Serienschaltung der Widerstände R_1, R_2 im Bild 1 beseitigt wird. Da innerhalb des linearen Demodulationsbereiches für $\alpha_1 = \alpha_2$ der Richtstrom i frequenzunabhängig ist, andererseits die HF-Impedanz der Gleichrichter stark von der Impedanz ihrer NF-Beschaltung abhängt und folglich gegensinnig auf eine durch AM verursachte Änderung des Richtstromes i reagiert, wird die AM-Störung durch Änderung der Güte der Resonanzkreise in der Ersatzschaltung nach [11] weitgehend unabhängig von der Signalfrequenz kompensiert.

Dieser Mechanismus bleibt im Schaltungsaufbau nach Bild 1 unwirksam. Die Dioden sind hier breitbandig und nahezu unabhängig von der NF-Beschaltung angepaßt mit Reflexionsfaktoren von maximal 16%, entsprechend Fehlanpassungsverlusten von 0,1 dB, bei Laständerungen von $R_1 + R_2 = \infty$ bis $R_1 + R_2 = 10 \Omega$, gemessen am Tor 3 und am Tor 4 des Kopplers K 2 bei Abschluß des jeweils anderen Tores mit dem Wellenwiderstand. Wäre selbst eine Abhängigkeit von der NF-Schaltung gegeben, so würde dadurch keinesfalls die Güte Q_0 des Resonators beeinflusst. Man erhielte höchstens eine geringfügige Richtspannungsänderung wegen der Leistungsreflexion an den Mikrowelldioden. Bezüglich ihrer AM-Unterdrückungseigenschaften zeigt die Schaltung Ähnlichkeit mit einem Gegen-takt-Flankendiskriminator.

Wäre für eine bessere AM-Unterdrückung eine amplitudenabhängige Änderung der Resonatorgüte erwünscht, so müßten die Gleichrichter unmittelbar, ohne Zwischentransformation auf den niederohmigen Wellenwiderstand $Z_0 = 50 \Omega$, an zwei gegeneinander verstimmt Resonatoren gekoppelt werden. Die Konstruktion einer solchen Anordnung wirkt jedoch wegen des erforderlichen Gleichlaufs beider Resonatoren und der notwendigen variablen Koppelvorrichtung für die Dioden erhebliche Probleme auf.

Einfacher läßt sich die gewünschte Regelung bei Betrachtung der Gl. (16) in Analogie zu [14] durch elektronische Änderung der Dämpfung $1/B$ oder der Güte Q_0 einrichten. Eine Änderung von $1/B$ hat den Nachteil, daß zur Kompensation positiver und negativer Abweichungen der Signalamplitude vom Mittelwert eine erhöhte Grunddämpfung im Kanal B eingestellt werden muß, was die Empfindlichkeit reduziert.

Günstiger erscheint die Regelung von Q_0 mit einer pin-Diode. Der Istwert der AM muß dabei erdfrei über den Widerständen R_1, R_2 abgegriffen werden. Problematisch ist bei dieser Methode die Beibehaltung der kritischen Kopplung des Resonators.



Polte man eine Diode von Bild 2 um, so erhält man eine Rieggerkreis-Anordnung (Armstrong-Diskriminator), Bild 3, die für $R_1 \gg W_1, R_2 \gg W_2, R_1 = R_2$ eine um den Faktor 2 größere Ausgangsspannung $u_{Rie} = 2u$ liefert. Diese Spannung muß allerdings über den Widerständen R_1, R_2 abgenommen werden und ist daher nicht auf die Geräteerde bezogen, was bei der Weiterverarbeitung Schwierigkeiten bereitet.

Für die Anwendung und den Vergleich mit anderen Systemen ist es zweckmäßig, ein Maß für die AM-Unterdrückung zu definieren.

ONDRIA [2] polt einen der Gleichrichter des Bildes 2 elektrisch um, Bild 3, wobei die Erdung zwischen den Widerständen R_1, R_2 wegzudenken ist. Für die Ausgangsspannung u_{AM} erhält man mit den vereinfachenden Voraussetzungen $R_{S1} = R_{S2}$, $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$

$$u_{AM} = \frac{|e_S|}{\sqrt{2}} \alpha \sqrt{A}. \quad (22)$$

Als Unterdrückungsfaktor definiert ONDRIA das Verhältnis der Spannung u_{AM} zur Spannung u nach Gl. (16) bei gleicher AM des Signals in beiden Fällen,

$$S_1 = \frac{u_{AM}}{u} = \sqrt{\frac{A}{B}} \frac{\omega_0 \cdot 1}{Q_0 |\Delta\omega|}. \quad (23)$$

Diese Definition ist unzweckmäßig, da die Leistungsverstärkung A eingeht, aber nach Gl. (16) unter den Voraussetzungen der Gl. (11) keine Rolle spielt.

Eine weitere Definition nach [11] bedient sich des Vergleichs der Ausgangsspannungen u im Bild 2 bei gleichprozentiger FM bzw. AM der Signalspannung e_S , so daß der Modulationsindex $\eta = \Delta\omega_{max}/\omega_{NF}$ gleich dem Modulationsgrad $m = |\dot{e}_{AM}/\dot{e}|$ wird. Hierbei hängt der Unterdrückungsfaktor wesentlich von der willkürlichen Wahl der niederfrequenten Modulationsfrequenz ω_{NF} ab und ist deswegen unzweckmäßig.

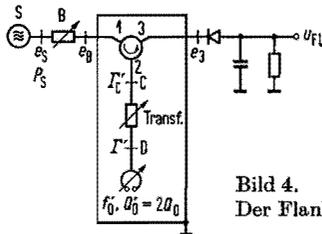


Bild 4.
Der Flankendiskriminator.

Um einen AM-Unterdrückungsfaktor zu definieren, der nur von Größen der Gl. (16) abhängt, kann man sich auf einen Flankendiskriminator gleicher FM-Empfindlichkeit nach Bild 4 als Modifikation der Schaltung nach Bild 1 beziehen. Bei einer solchen Anordnung erfolgt die Modulationswandlung nicht durch den Phasen-, sondern durch den Amplitudengang des Absorptionsfilters.

Bei linearer Gleichrichtung nach Gl. (11) wird die Spannung u_{F1}

$$u_{F1} = |\Gamma'_1(\omega, \omega'_0, Q'_0)| \sqrt{B} \alpha |e_S|. \quad (24)$$

Dabei wird Γ'_1 nach Gl. (5) berechnet, wenn $Q'_0 = 2Q_0$ und bei hinreichender Schmalbandigkeit beider Resonatoren $f'_0 \approx f_0$ gesetzt wurde. α ist der Spannungswirkungsgrad des Gleichrichters.

Die größte Steilheit der Kurve von $|\Gamma'_1|$ liegt nach Bild 5 bei

$$\Delta F'_1 = Q'_0(\omega - \omega'_0)/\omega'_0 \approx 2Q_0(\omega - \omega_0)/\omega_0 = 0.$$

Da dann aber bei der demodulierten Spannung u_{F1} das Vorzeichen von $\Delta F'$ nicht unterschieden werden könnte, wird als Arbeitspunkt wie in [17] die Bandgrenze des Absorptionsfilters gewählt. Dort ist $\Delta\omega' = \omega - \omega'_0$ gleich der halben Betriebsbandbreite des Filters, also $\Delta F'_0 = 1$. Eine Taylorentwicklung

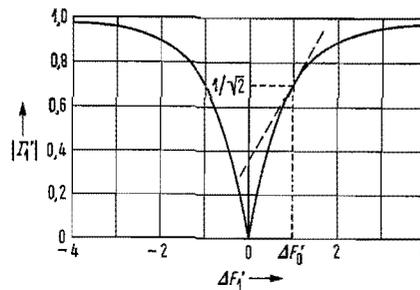


Bild 5. Betrag der Übertragungsfunktion $\Gamma'_1(\omega)$ des Absorptionsfilters.

in diesem Punkt liefert

$$|\Gamma'_1(\Delta F'_0 + \Delta F')| = \frac{1}{\sqrt{2}} + \frac{1}{2\sqrt{2}} \Delta F' + \dots, \quad (25)$$

wobei für Kleinsignalbetrieb die Entwicklung nach dem linearen Glied abgebrochen werden kann.

Als Unterdrückungsfaktor erhält man mit den vereinfachenden Annahmen $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$, $R_{S1} = R_{S2}$, $k = 2$ in Gl. (16)

$$S_2 = \frac{u_{F1}}{u} = \frac{\omega_0}{Q_0} \frac{1}{|\Delta\omega|} + 1 \quad \text{mit} \quad Q'_0 = 2Q_0. \quad (26)$$

Diese Beziehung beschreibt die Verbesserung des AM-Verhaltens eines Ratiodektors nach Gl. (16) gegenüber einem Flankendiskriminator nach Gl. (24), wobei zur Erreichung gleicher Empfindlichkeiten die Resonatorgüte beim Flankendiskriminator doppelt so hoch sein muß wie beim Ratiodektor.

Ein Zahlenbeispiel: Für $B = 0,9$, $A = 0,1$, $Q_0 = 10^4$, $f_0 = 7$ GHz und einer durch Drift verursachten statischen Ablage $|\Delta\omega| = 2\pi \cdot 30$ kHz der Signalfrequenz ω von der Mittenfrequenz ω_0 des Filters erhält man

$$S_{2dB} = 20 \lg 24,75 \text{ dB} = 27,7 \text{ dB}. \quad (27)$$

5. Gültigkeitsbereich

Die Beziehung für die Diskriminatorspannung u nach Gl. (16) gilt in quasistatischer Näherung. Für gleichzeitige FM und AM der Signalquelle soll der Gültigkeitsbereich von Gl. (16) unter der Voraussetzung (19) ermittelt werden.

Benutzt man die Ergebnisse von [18], [19] und vor allem [20], so lassen sich die Spektren der Zeitfunktionen e_1, e_2 angeben und für eine bestimmte frequenzmodulierende Zeitfunktion

$$\Delta\omega(t) = d\psi(t)/dt = \omega_H \cos \omega_{NF} t$$

nach Entwicklung der Übertragungsfunktionen $H_{11}(\omega + \omega_0)$, $H_{21}(\omega + \omega_0)$ in eine Taylorreihe um den Punkt ω_0 in den Zeitbereich zurücktransformieren. Nach Anwendung der Gl. (11), (14) erhält man für die demodulierte Spannung einen Ausdruck, in welchem außer dem Modulationssignal auch Verzerrungsterme vorhanden sind. Diese verschwinden unter der Bedingung

$$\omega_H \omega_{NF} \ll b_0^2, \quad \omega_H \ll b_0, \quad (28)$$

wobei ω_H den Frequenzhub und ω_{NF} die Frequenz des Modulationssignals darstellen. $b_0 = \omega_0/Q_0$ ist die interne Bandbreite des Absorptionsfilters. Die Voraussetzung $\omega_H \ll b_0$ ist der quasistatischen Linearitätsbedingung $|\Delta F_1| \ll 1$ von Gl. (16) äquivalent. Ist die Forderung (28) erfüllt, gilt die Beziehung (16).

Verzichtet man auf die Rücktransformation der Spektren in den Zeitbereich, so läßt sich das Spektrum der Diskriminatorspannung $U(\omega) = \mathfrak{F}\{u\}$ unmittelbar berechnen. FIKART et al. [21] gaben kürzlich auf diese Weise das Leistungsspektrum von u an.

Das Spektrum von Gl. (18) lautet für $|m(t)| \ll 1$, $|\psi(t)| \ll \pi/2$ mit der Annahme, daß $m(t)$ und $\psi(t)$ abgeschnittene, im weiteren Sinne stationäre Vorgänge sind,

$$E_S(\omega) = E_{S1}(\omega) + E_{S2}(\omega) \quad (29)$$

mit

$$\frac{2}{\epsilon} E_{S1}(\omega) = 2\pi\delta(\omega - \omega_0) + M(\omega - \omega_0) + j\Psi(\omega - \omega_0),$$

$$\frac{2}{\epsilon} E_{S2}(\omega) = 2\pi\delta(\omega + \omega_0) + M(\omega + \omega_0) - j\Psi(\omega + \omega_0).$$

Für die Spektren an den Toren 1 und 2 des Kopplers K2 erhält man mit Gl. (8), (10) und den Voraussetzungen $M(\omega) = \Psi(\omega) = 0$ für $|\omega| \geq \omega_0$ [10]

$$\begin{aligned} E_1(\omega) &= H_{11}(\omega) E_{S1}(\omega) + H_{12}(\omega) E_{S2}(\omega), \\ E_2(\omega) &= H_{21}(\omega) E_{S1}(\omega) + H_{22}(\omega) E_{S2}(\omega). \end{aligned} \quad (30)$$

Ein Hüllkurvendetektor mit den Einschränkungen der Gl. (11) hat gleiche Demodulationseigenschaften wie ein Synchrondetektor [12]. Die demodulierten Ausgangsspektren $E_{R1}(\omega)$ bzw. $E_{R2}(\omega)$ erhält man durch Multiplikation der Zeitfunktionen $e_1(t)$ bzw. $e_2(t)$ mit der dem Träger konphasen Zeitfunktion $2\alpha_1(-1)^k \sin \omega_0 t$ bzw. $2\alpha_2(-1)^k \cos \omega_0 t$, d. h. durch Faltung der Spektren $E_1(\omega)$ bzw. $E_2(\omega)$ mit

$$\begin{aligned} &-j\alpha_1(-1)^k \cdot 2\pi[\delta(\omega - \omega_0) - \delta(\omega + \omega_0)] \\ \text{bzw.} &\alpha_2(-1)^k \cdot 2\pi[\delta(\omega - \omega_0) + \delta(\omega + \omega_0)]. \end{aligned}$$

Für die Detektoren werde $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$ vorausgesetzt. Man gewinnt mit Gl. (14) für das Ausgangsspektrum $\mathfrak{F}\{u(t)\} = U(\omega)$ eine Gleichung

$$\begin{aligned} U(\omega) &= \frac{\epsilon}{\sqrt{2}} \alpha (-1)^k \sqrt{B} \frac{1}{b_0} \frac{1 - j\omega/b_0}{1 + (\omega/b_0)^2} j\omega\Psi(\omega) + \\ &+ \frac{\epsilon}{\sqrt{2}} [2\pi\delta(\omega) + M(\omega)] \sqrt{A} \alpha \frac{R_{S2} - R_{S1}}{R_{S2} + R_{S1}}, \end{aligned} \quad (31)$$

die mit der nach Fourier transformierten Gl. (16) übereinstimmt, wenn die Bedingung

$$\omega \ll b_0 \quad (32)$$

erfüllt ist, da

$$\mathfrak{F}\{\Delta\omega\} = \mathfrak{F}\left\{\frac{d\psi(t)}{dt}\right\} = j\omega\Psi(\omega) = \Omega(\omega)$$

gilt. HF-Frequenzspektren werden also für $\omega \ll b_0$ proportional in ein NF-Spannungsspektrum $U(\omega)$ umgesetzt. Vorhandene AM wirkt sich bei Erfüllung der Bedingung (19) nicht aus. Das zugehörige Lei-

stungsspektrum heißt

$$\Theta_u(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \left[\frac{1}{2T} \left(\frac{\epsilon}{\sqrt{2}} \alpha \sqrt{B} \frac{1}{b_0} \right)^2 \frac{|\Omega(\omega)|^2}{1 + (\omega/b_0)^2} \right]. \quad (33)$$

Mit $L_\Theta = 10 \lg \Theta_u(\omega)$ weist es eine 3-dB-Grenzfrequenz $\omega_g = b_0$ auf. Darüber hinaus fällt es mit 20 dB/Dekade ab.

Wählt man eine periodische Frequenzmodulation, so wird die Phasenabhängigkeit z. B. $\psi(t) = \omega_H/\omega_{NF} \sin \omega_{NF} t$. Damit immer die Voraussetzung $\psi(t) \ll 1$ für Gl. (29) und damit für Gl. (31), (33) gilt, müßte $\omega_H \ll \omega_{NF}$ sein. Diese Bedingung ist jedoch zu scharf, wie eine Überlegung für $\omega_{NF} = 0$, den statischen Fall, sofort zeigt. Dann gilt nämlich für $\omega_H \ll b_0$ die Gl. (16), die das Frequenzspektrum $\Omega(\omega)$ proportional auf das Spannungsspektrum $U(\omega)$ abbildet.

Trotzdem behalten die Gl. (31) und (33) ihren Wert, weil gerade für große $\omega = \omega_{NF}$ die Abweichung vom linearen Verlauf sehr anschaulich sichtbar wird.

Der Gültigkeitsbereich der Gl. (16) wird aber zweckmäßigerweise durch Gl. (28) beschrieben.

6. Meßergebnisse

An einem Koaxialaufbau nach Bild 1 wurden Messungen bei $f_0 = 7$ GHz durchgeführt. Mit einer internen Resonatorgüte $Q_0 = 7100$ betrug die minimale Dämpfung des Absorptionsfilters 0,8 dB. Seine maximale Dämpfung wurde wegen einer Rest-FM des Generators von 15 kHz Spitzenhub nur zu 30 dB gemessen, liegt aber mit Sicherheit wesentlich höher. Für die Kombination K2/Gleichrichter wurde ein Brückenmischer mit zwei nicht ausgesuchten Punktkontaktdioden 1N415G verwendet. Der innere Aufbau des Mixers braucht nicht bekannt zu sein. Eine andere Konfiguration als die des beschriebenen Leitungskopplers benötigt lediglich eine geänderte Phasenschiebereinstellung; bei einem Ringhybrid müßte $\varphi_0 = -(2k+1)\pi/2$ sein. Dann gilt Gl. (16) unverändert. In Gl. (17) müßte $k\pi$ durch $(2k+1)\pi/2$ ersetzt werden.

Da bei einer Messung von u , u_+ , u_- nach den Bildern 1 und 2 die Dioden bei Frequenzen jenseits der Bandbreitpunkte des Resonators durch zu hohe Leistung gefährdet würden, konnte die Leistungsverstärkung B nicht auf volle FM-Empfindlichkeit mit $B = 1 - A \approx 1$ eingestellt werden, sondern es galt $B \triangleq -14$ dB, $A \triangleq -12,3$ dB. Die verfügbare Leistung der Signalquelle war $P_S = 8,5$ mW. Sie wurde mit einer quarzgenauen Mikrowellenfrequenzdekade über einen Tiefpaß synchronisiert. Der Symmetrieabgleich erfolgte direkt im Wobbelverfahren durch Veränderung des Phasenschiebers φ , wobei je nach Größe der Konstante k in Gl. (16), (17) eine positive oder negative Demodulationssteilheit eingestellt werden konnte. Eine andere Möglichkeit bietet sich in der Bessel-Null-Methode [2], [17] an.

Auf minimale AM-Störung wurde durch Justieren der Widerstände R_1 , R_2 derart abgeglichen, daß bei AM der Signalquelle für die statische Frequenzablage $\Delta\omega = 2\pi\Delta f = 0$ mit einem rauscharmen se-

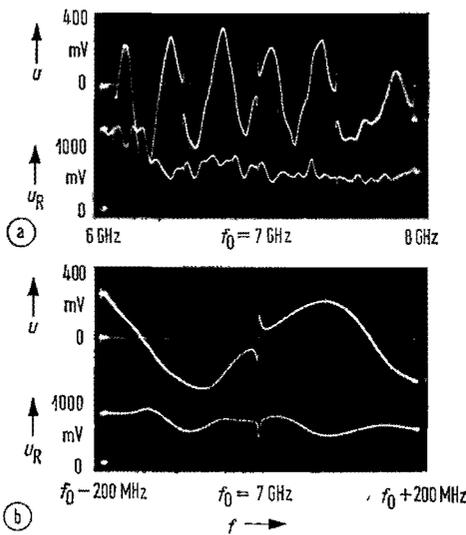


Bild 6. Diskriminatorspannung u und Betriebsrichtspannung u_R des Ratiodektors (a) im Frequenzbereich 6 bis 8 GHz, (b) im Frequenzbereich 6,8 bis 7,2 GHz.

lektiven Empfänger keine AM der Diskriminatorspannung mehr meßbar war. Im vorliegenden Versuchsaufbau war $R_1 + R_2 = 21 \text{ k}\Omega$.

Bild 6a zeigt für die Diskriminatorspannung u in einem größeren Frequenzbereich den typischen Verlauf einer Interferometeranordnung, die nur wenig durch das Absorptionsfilter gestört erscheint. Mehrfachresonanzen sind in der Übertragungsfunktion Gl. (8), (10) nicht berücksichtigt. Unregelmäßigkeiten, vor allem bei Frequenzen $f > 7,5 \text{ GHz}$, sind auf den Frequenzgang der Dämpfungsglieder A und B zurückzuführen.

Bild 6b zeigt u in einem Frequenzbereich von $\pm 200 \text{ MHz}$ um die Mittenfrequenz. Deutlich sind die Bereiche $|\Delta f| \ll b_0/2\pi$ und $|\Delta f| \gg b_0/2\pi$, $|\varphi - \varphi_0| \ll \pi/2$ nach den Gl. (16), (17) zu erkennen.

Im Bild 7 ist vor allem der lineare Demodulationsbereich $|\Delta f| \ll b_0/2\pi$ punktuell aufgenommen. Die leichte Unsymmetrie der Kurve wird vom nicht vollkommenen Phasenabgleich verursacht. Die Demodulationssteilheit beträgt $S = 0,244 \text{ mV/kHz}$.

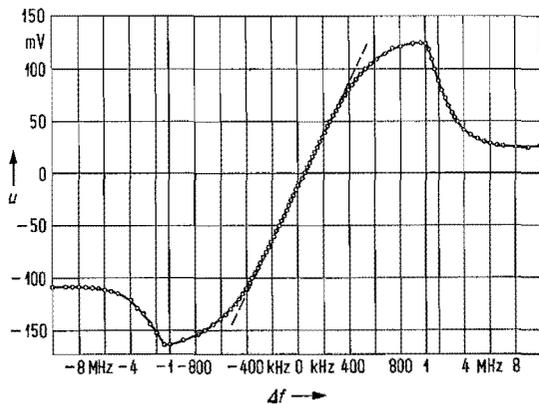


Bild 7. Diskriminatorspannung u und Betriebsspannung u_R des Ratiodektors im Frequenzbereich 6,99 bis 7,01 GHz.

Der lineare Bereich ist 585 kHz breit, entsprechend $\omega_{H \max} = 2\pi \cdot 292 \text{ kHz}$. Mit $\omega_{H \max}/b_0 = 0,292 \ll 1$ ist also die statische Linearitätsbedingung von Gl. (28) erfüllt. Dynamisch müßte noch zusätzlich $\omega_{NF} \ll b_0^2/\omega_{H \max} = 2\pi \cdot 3,3 \text{ MHz}$ eingehalten werden.

Im Bild 6a, b ist jeweils in einer zweiten Spur die Betriebsrichtspannung u_R aufgezeichnet. Deutlich ist im Bild 6b für $\Delta\omega \gg b_0$ der bei $\alpha_1 \approx \alpha_2$ nahezu frequenzunabhängige Verlauf des Stromes $i = u_R/(R_1 + R_2)$ zu erkennen.

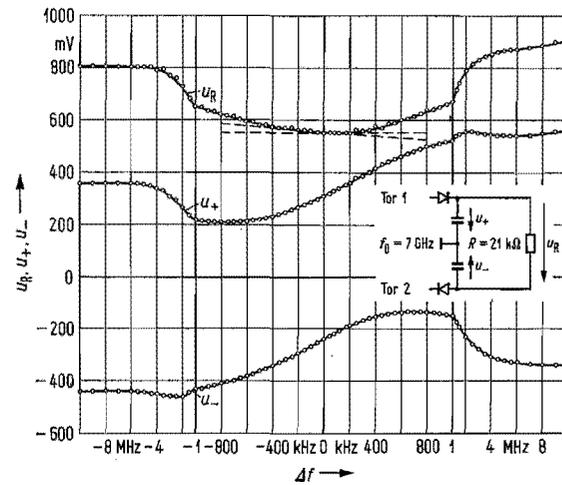


Bild 8. Resonanzkurven der in die Tore 1 und 2 von K2 hineingesehenen Kreise und Betriebsrichtspannung u_R im Frequenzbereich 6,99 bis 7,01 GHz.

Im Bild 8 sind die Resonanzkurven u_+ , u_- der in die Tore 1 und 2 von K2 hineingesehenen HF-Ersatzschaltungen im Betriebsfall gemessen. Man sieht die Spannungsbeträge zweier symmetrisch versetzter Absorptionsfilterkreise. Für $R \rightarrow \infty$ gilt $u_+ = e_{R1}$, $u_- = e_{R2}$. Zusätzlich sind die Meßwerte von u_R eingetragen. Die Abweichung vom achsenparallelen Verlauf beträgt innerhalb des linearen Demodulationsbereiches 4%. Daraus kann geschlossen werden, daß $\alpha_1 \approx \alpha_2$ ist. Unter Erfüllung der Bedingung (19) beträgt die Demodulationssteilheit

$$2S = u_R|_{\Delta\omega=0} \frac{R_1 + R_2 + W_1 + W_2}{R_1 + R_2} (-1)^k \sqrt{\frac{B}{A}} \frac{Q_0}{\omega_0} \quad (34)$$

$u_R|_{\Delta\omega=0} = 550 \text{ mV}$ kann aus Bild 7 für $\Delta f = 0$ abgelesen werden. Zu bestimmen bleibt die Summe $W_1 + W_2$ der Diodeninnenwiderstände.

Im Bild 9 ist der Richtstrom i über der Richtspannung u_R aufgetragen. Parameter ist die verfügbare Leistung am Tor 4 des Brückenmischers bei abgetrenntem Kanal B, wobei Tor 3 mit einem Absorber abgeschlossen wurde. Die Entkopplung zwischen Tor 4 und Tor 3 war 20 dB. Wegen der geringen Reflexionsfaktoren stimmt die verfügbare Leistung mit der in den Dioden umgesetzten Leistung überein. Für einen Arbeitswiderstand $R_1 + R_2 = R = 21 \text{ k}\Omega$ beträgt $W_1 + W_2 = 3,4 \text{ k}\Omega$ bei $P_A = 0,5 \text{ mW}$. Folglich wird $S_{\text{berechnet}} = 0,265 \text{ mV/kHz}$, was mit

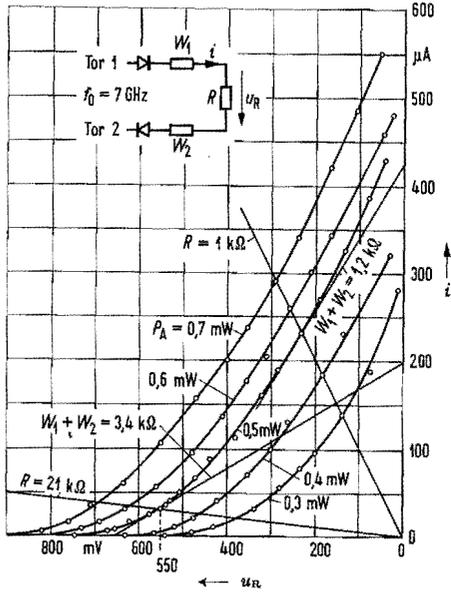


Bild 9. Richtkennlinienfeld der Reihenschaltung beider Dioden (1N415G) zur Bestimmung von $W_1 + W_2$. Parameter ist die bei Tor 4 von K2 eingespeiste Leistung P_A . Tor 3 ist mit einem Absorber abgeschlossen.

einem Fehler von 8,6% dem gemessenen Wert des Bildes 7 entspricht.

Die Grenzempfindlichkeit des Demodulators [2] wird durch das Rauschen der Dioden und der folgenden Verstärkeranordnung wesentlich bestimmt. Nach Gl. (16) bei nicht vollkommenem AM-Abgleich hat aber auch die AM des Signals einen unter Umständen erheblichen Einfluß. Um dies zu messen, kann $B=0$ gemacht werden, da ja Signalquellen mit $\Delta\omega = \text{const}$ nicht realisierbar sind. Bei der Betriebsleistung P_A am Tor 4 wird eine restliche effektive Rauschspannung $u = u_1$ gemessen, die bei AM-Abgleich ihren Minimalwert hat und vor allem das Schrotrauschen der Dioden charakterisiert. Ist B wieder auf den ursprünglichen Betriebswert eingestellt, so wird das FM-Rauschen der Signalquelle demoduliert und man mißt eine effektive Rauschspannung $u = u_2$. Da beide Rauschspannungen praktisch unkorreliert sind, läßt sich die FM-Rauschspannung berechnen zu

$$u_{FM} = \sqrt{u_2^2 - u_1^2}. \quad (35)$$

Damit die Differenz beider Spannungsquadrate noch genau genug gebildet werden kann, setzt man $u_2 \geq 1,5 u_1$ voraus.

In einem empfindlicheren Aufbau nach Bild 1 mit $P_S = 9,7 \text{ mW}$, $f_0 = 7 \text{ GHz}$, $Q_0 = 9600$, $A \triangleq -11 \text{ dB}$, $B \triangleq -3,2 \text{ dB}$ läßt sich mit Punktkontaktdioden 1N415G eine Steilheit $S = 1,7 \text{ mV/kHz}$ und ein linearer Demodulationsbereich von $\pm 100 \text{ kHz}$ erreichen. u_1 wird im Bereich von 10 bis 280 kHz zu $u_1 = 6,58 \mu\text{V}_{\text{eff}}$ gemessen. Dann muß $u_{2\text{min}} = 9,9 \mu\text{V}_{\text{eff}}$ gelten. Als minimalen Wert für u_{FM} erhält man nach Gl. (35) $u_{FM} = 7,4 \mu\text{V}_{\text{eff}}$. Das entspricht einer effektiven Frequenzschwankung von $4,36 \text{ Hz}_{\text{eff}}$.

Nimmt man an, daß u_1 und u_2 die Effektivwerte von weißem Rauschen sind, was eine sehr grobe Näherung ist, so erhält man in einem 100-Hz-Fenster $u_{FM}(100 \text{ Hz}) = 0,14 \mu\text{V}_{\text{eff}}$. Folglich können in einem 100-Hz-Fenster effektive Frequenzschwankungen von $0,08 \text{ Hz}_{\text{eff}}$ nachgewiesen werden.

7. Zusammenfassung

Es wurde gezeigt, daß bei einer Modifikation des Aufbaus nach [1], [2], [3] durch Hinzufügen der Widerstände R_1 und R_2 ein problemlos abzustimmender Ratiodetektor entsteht. Weicht die zu untersuchende Quelle um $4 \cdot 10^{-6}$ von der Mittenfrequenz des Filters ab, so ist die AM-Störspannung noch 25fach geringer als bei einem mit doppelter Resonatorgüte gleich empfindlichen Flankendisriminator. Für verzerrungsfreie Demodulation muß $\omega_H \omega_{NF} \ll b_0^2$ und $\omega_H \ll b_0$ gelten. Die Nachweisgrenze für FM-Rauschen ist $0,08 \text{ Hz}_{\text{eff}}$ in einem Meßfenster der Breite 100 Hz. Der relative lineare Demodulationsbereich beträgt $\pm 14 \cdot 10^{-6}$ bei einer Demodulationssteilheit von $1,7 \text{ mV/kHz}$.

(Eingegangen am 12. März 1973.)

Schrifttum

- [1] GRAULING, Jr., C. H. und HEALEY, III, D. J., Instrumentation for measurement of the short-term frequency stability of microwave sources. Proc. Inst. Elect. Electron. Engrs. 54 [1966], 249-257.
- [2] ONDRIA, J. G., A microwave system for measurement of AM and FM noise spectra. Transact. Inst. Elect. Electron. Engrs. MTT-16 [1968], 767-781.
- [3] ASHLEY, J. R., SEARLES, C. B. und PALKA, F. M., The measurement of oscillator noise at microwave frequencies. Transact. Inst. Elect. Electron. Engrs. MTT-16 [1968], 753-760.
- [4] HUNTON, J. K., Analysis of microwave measurement techniques by means of signal flow graphs. Transact. Inst. Radio Engrs. MTT-8 [1960], 206-212.
- [5] KUHN, N., Simplified signal flow graph analysis. Microwave J. 6 [1963], Nr. 11, 59-66.
- [6] ANDERSON, D., S-parameter techniques for faster, more accurate network design. Hewlett Packard J. [1967], Feb., 13-23.
- [7] GINZTON, E. L., Microwave measurements. McGraw-Hill Book Co., New York 1957, S. 411.
- [8] MATTHABI, G. L., YOUNG, L. und JONES, E. M. T., Microwave filters, impedance-matching networks, and coupling structures. McGraw-Hill Book Co., New York 1964, S. 778.
- [9] WOLF, H., Gekoppelte Hochfrequenzleitungen als Richtkoppler. Dissertation Techn. Hochschule Aachen, 1955.
- [10] PAPOULIS, A., The Fourier integral and its applications. McGraw-Hill Book Co., New York 1962, S. 120 ff.
- [11] MARCO, H., Theorie und Praxis des Verhältnisdetektors. Frequenz 6 [1952], 1-10.
- [12] CARLSON, A. B., Communication systems. McGraw-Hill Book Co., New York 1968, S. 208 ff., S. 191 ff.
- [13] GERHARD, H., WELLING, H. und GÜTTNER, A., Linewidth measurements of a laser due to quantum phase and quantum amplitude noise above and below threshold. I. Z. Phys., in Vorbereitung.
- [14] ROBERTSON, A. D., HURLEY, G. W. und YEAGER, J. R., Discriminator design uses acoustic delay devices. Microwaves 10 [1971], Nr. 7, 27-30.
- [15] REBER, L. L., Improve performance in phase discriminators. Microwaves 10 [1971], Nr. 5, 48-52.
- [16] KRAMER, K., Beitrag zur Messung des Rauschens von Mikrowellenoszillatoren. Dissertation Techn. Hochschule Aachen, 1962.
- [17] THALER, H.-J., Korrelation der Amplituden- und Frequenzschwankungen in Oszillatoren. Dissertation Techn. Universität München, 1971.
- [18] CARSON, R. J. und FRY, T. C., Variable frequency electric circuit theory with application to the theory of frequency-modulation. Bell Syst. tech. J. 16 [1937], 513-539.
- [19] BOSSE, G., Die dynamischen Übertragungsgrößen eines Vierpols bei Frequenzmodulation. A E U 5 [1951], 237-240.
- [20] VELLAP, T., Der Empfang frequenzmodulierter Wellen. Elekt. Nachrichtentech. 18 [1941], 61-66.
- [21] FIKART, J. L., NIGRIN, J. und GOUD, P. A., The accuracy of AM and FM noise measurements employing a carrier suppression filter and phase detector. Transact. Inst. Elect. Electron. Engrs. MTT-20 [1972], 702-703.