

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

Herausgeber: Schweizerische Post-, Telefon- und Telegrafienbetriebe

Band: 54 (1976)

Heft: 2

Artikel: Arbeitsweise von Mikrowellen-Kombinatoren

Autor: Zeender, René

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-875818>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 15.03.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Arbeitsweise von Mikrowellen-Kombinatoren

René ZEENDER, Bern

621.372.83:621.391.812.7:621.396.43

Zusammenfassung. Ziel dieser Arbeit ist, die Funktionsweise verschiedener Mikrowellenkombinatoren für die phasenrichtige Addition von zwei Signalen gleicher Momentanfrequenz analytisch zu untersuchen. Zuerst werden an einem idealen Kombinator die Transformationen von zwei linear polarisierten Eingangssignalen mit willkürlichem Amplitudenverhältnis und beliebigen Phasenunterschied verfolgt. Anschliessend wird die Steuerspannung des Nachlaufsystems bei verschiedenen Amplituden und Phasenlagen für die automatische Addition der transformierten Vektoren abgeleitet und diskutiert.

Aus der Untersuchung geht hervor, dass eine funktionelle Ähnlichkeit der behandelten Kombinatorenssysteme trotz unterschiedlichem Aufbau besteht.

Fonctionnement des combinateurs pour micro-ondes

Résumé. La présente étude a pour but d'analyser le fonctionnement de divers combinateurs pour micro-ondes servant à additionner correctement en phase deux signaux à fréquences momentanées semblables. On suit d'abord, du point de vue d'un combinateur idéal, les transformations de deux signaux d'entrée polarisés linéairement à rapport d'amplitudes et déphasage quelconques. L'article se poursuit par l'examen et la discussion de la tension de commande du système d'asservissement pour diverses amplitudes et phases, tension régulant l'addition automatique des vecteurs transformés. L'analyse montre que les divers systèmes de combinateurs se ressemblent quant au fonctionnement, malgré une structure différente.

Funzionamento di combinatori di microonde

Riassunto. Questo lavoro vuol esaminare analiticamente il modo come funzionano combinatori di microonde per l'addizione in fase di due segnali della stessa frequenza momentanea. Sulla scorta di un combinateur ideale si illustra dapprima la trasformazione di due segnali d'entrata di polarizzazione lineare con rapporto d'ampiezza arbitrario e differenza di fase qualunque. Quindi si deduce e si discute la tensione di controllo del sistema d'incidenza a differenti ampiezze e posizioni di fase per l'addizione automatica dei vettori trasformati. Dall'esame risulta che esiste un'analogica funzionale dei sistemi di combinazione trattati e ciò malgrado la loro diversità strutturale.

1 Einleitung

Die Diversitytechnik gestattet durch geeignete Kombination der Selektion von zwei (oder mehr) verzerrten Kopien eine bessere Rückgewinnung des ursprünglichen Signals, als dies mit einer einzigen Kopie möglich ist. Sie spielt bei Radiofrequenzübertragungssystemen eine wichtige Rolle als wirksame Massnahme gegen destruktive Interferenzen infolge Mehrwegausbreitung. Die Weise, wie die Kopien generiert werden, definiert das Diversityverfahren. Raum-, Frequenz-, Zeit-, Polarisation- und Winkeldiversity sind je nach Ausbreitungseigenschaften und Frequenzbereich angewandt worden. Für Mikrowellenverbindungen (Troposcatter oder Richtstrahler) werden vor allem die zwei ersten verwendet. Die empfangenen Kopien können auf verschiedene Arten kombiniert werden [1], [2].

Hier interessiert die direkte Kombination der Radiofrequenzsignale, wie sie für Raumdiversity mit Erfolg angewandt wird¹. Die RF-Kombination der Signale hat als eine Pre-Detektionsmethode den Vorteil, einen einzigen Empfänger zu benötigen. Sie ist für Strecken, die eine rasche und häufige Phasenänderung der RF-Signale aufweisen, besonders geeignet.

In dieser Arbeit wird die Funktionsweise verschiedener RF-Kombinatoren analytisch untersucht. In erster Linie jedoch wird ein Typ behandelt, der im folgenden als integrierter RF-Kombinator bezeichnet wird. Dieser Typ entspricht einer moderneren Bauart und erfordert für den Einsatz keine zusätzlichen Mikrowellenkomponenten. Er wird mit konventionelleren Typen in den letzten Abschnitten verglichen.

2 Beschreibung des integrierten Mikrowellenkombinatoren

Wir befassen uns im nächsten Abschnitt mit dem in *Figur 1a* schematisch dargestellten RF-Kombinator. Er besteht aus folgenden Mikrowellensektionen:

- a) Einem Duplexer, in dem die zwei Eingangssignale s_1 und s_2 – TEO1-Wellen in den Rechteckhohlleitern – zwei senkrecht zueinander stehende Grundwellen TE₁₁ im Kreishohlleiter erregen.
- b) Einem Viertelwellenlänge-Polarisator. In dieser Sektion werden die angeregten Polarisierungen von linear in zirkular umgewandelt.
- c) Einem Ferritmodulator, der eine Phasenmodulation der positiv-zirkular (das heisst im Gegenuhrzeigersinn) polarisierten Komponente bewirkt.
- d) Einer rotierenden Halbwellenlängensektion. In ihr werden die Polarisationsdrehrichtungen umgekehrt, und bei einer Rotation θ um die Z-Achse erfahren die elektrischen Vektoren eine Phasenänderung: $\theta_e = 2\theta$. Diese Sektion wird durch einen Servomotor angetrieben.
- e) Einem Übergang vom Rundhohlleiter zum Rechteckhohlleiter. In dieser Sektion werden die zirkular-polarisierten Vektoren, resultierend aus d), auf die (X, Y) Achsen des Ausgangsrechteckhohlleiters projiziert. Es entstehen ein Nutzsignal (polarisiert nach Y) und eine unerwünschte Restkomponente (polarisiert in X-Richtung), die in einem Dämpfungstreifen absorbiert wird.

In der ersten Sektion haben die zwei angeregten orthogonalen TE₁₁-Modi (oder TE₀₁ und TE₁₀, falls der Hohlleiter quadratisch wäre) eine Tangentialkomponente E_θ und eine Radialkomponente E_r . Eine von diesen erreicht ihr Maximum im Kreiszentrum (Z-Achse). Wenn E_1 und E_2 die Maximalwerte der Transversalkomponenten der beiden Modi bezeichnen, sind die entsprechenden Zeitmittelwerte der Leistung

$$P_x = \zeta E_1^2 \text{ und } P_y = \zeta E_2^2$$

wobei ζ eine Funktion der Frequenz $\omega/2\pi$ und der Hohlleiterinnendimensionen ist. Um die Arbeitsweise des Kombinatoren zu analysieren, genügt es, die Transformatio-

¹ Im schweizerischen Richtstrahlennetz haben sich seit 1965 mehrere RF-Kanäle im Frequenzband 4 GHz mit derartigen Raum-Diversity-Einrichtungen bewährt.

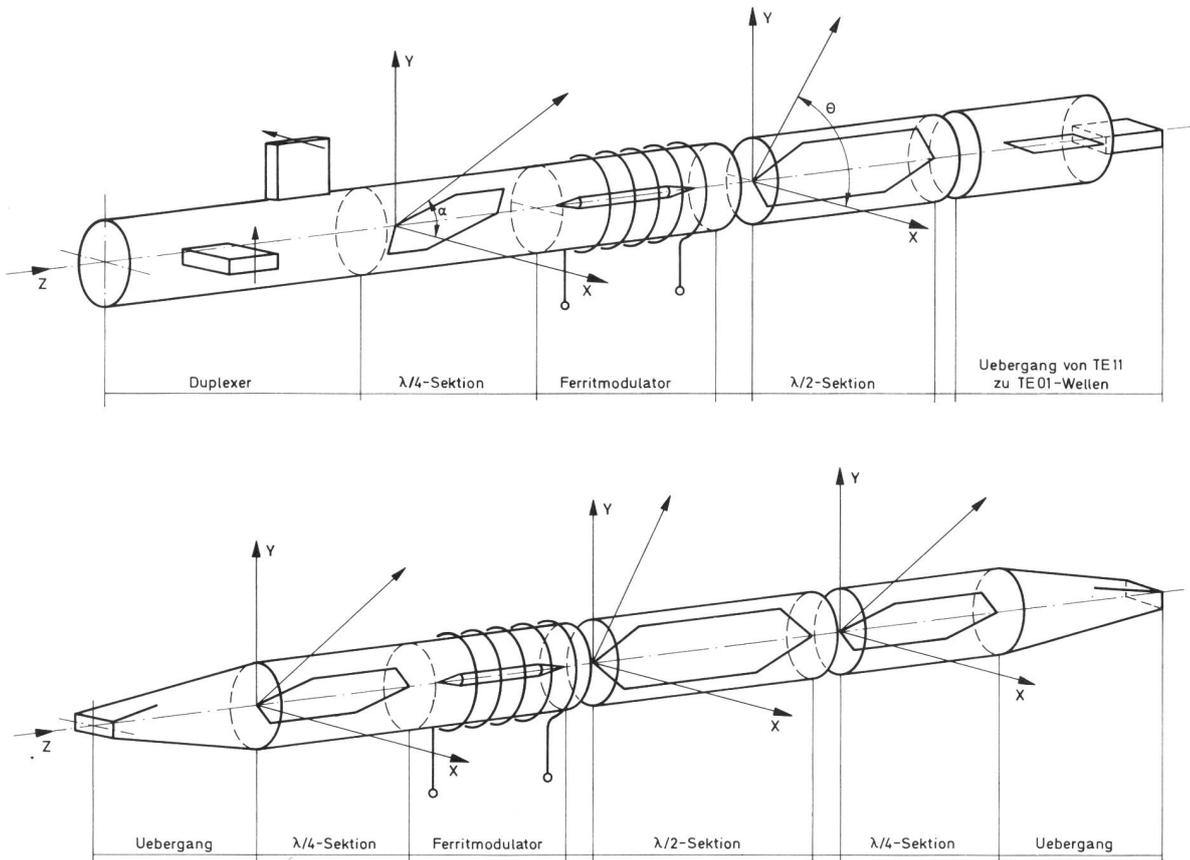


Fig. 1
a) Schematischer Aufbau eines integrierten Mikrowellen-Kombinators

b) Schematischer Aufbau eines konventionellen drehbaren Phasenschiebers mit Phasenmodulator

nen einer der Transversalkomponenten des elektrischen Vektors für beide Modi – entlang der Z-Achse – zu berücksichtigen, wenn die Wellen in den Kombinator fortschreiten.

Für Probleme betreffend Einfügungsdämpfung, Reflexionen und Bandbreite müsste man den Feldverlauf im Hohlleiterquerschnitt ebenfalls berücksichtigen. In dieser Arbeit werden solche Betrachtungen ausser acht gelassen und ideale Mikrowellenkomponenten (verlustlose und angepasste) als Basis für das mathematische Modell vorausgesetzt.

Bemerkung

Die Ausdrücke « $\lambda/4$ - oder $\lambda/2$ -Platten» werden in dieser Arbeit für Elemente benützt, die eine Differentialphasenverzögerung von $\pi/2$ beziehungsweise π zwischen zwei orthogonalen elektrischen Komponenten verursachen, von denen eine in der Plattenebene liegt. Sie können allerdings in der Praxis noch auf verschiedene andere Arten als mit Platten ausgeführt werden [6].

21 Mathematische Analyse des integrierten Kombinator

Wir nehmen an, die RF-Signale seien unmittelbar vor der $\lambda/4$ -Sektion

$$x = E_1 \cos(\omega t + \varphi_1) \quad (1)$$

$$y = E_2 \sin(\omega t + \varphi_2) \quad (2)$$

Bei richtiger Ankopplung sind die Signale bei den Eingangshohlleitern ebenfalls durch Ausdrücke der Form (1) und (2) gegeben.

Wir verfolgen zuerst die Transformation der X-gerichteten Polarisation (Fig. 2). Dazu ist es zweckmässig, x auf die neuen Koordinaten (X_α , Y_α) mit der X_α -Achse in der Ebene der $\lambda/4$ -Polarisationsplatte zu beziehen.

Bei der Projektion von x auf die neuen Koordinaten entstehen vor der Platte die Komponenten

$$x_\alpha = mx \quad (m = \frac{\sqrt{2}}{2}) \quad (3)$$

$$y_\alpha = -mx \quad (4)$$

x_α erfährt nun gegenüber y_α eine Verzögerung von $\pi/2$, so dass man nach dem Durchgang durch die $\lambda/4$ -Sektion diese Komponenten wie folgt schreiben kann:

$$x_{\alpha 1} = mE_1 \cos(\omega t + \varphi_1 - \pi/2) \quad (5)$$

$$y_{\alpha 1} = y_\alpha = -mE_1 \cos(\omega t + \varphi_1) = mE_1 \sin(\omega t + \varphi_1 - \pi/2) \quad (6)$$

die nun zusammen eine Zirkularpolarisation darstellen

$$r_{\alpha 1} = x_{\alpha 1} + jy_{\alpha 1} = mE_1 e^{j(\omega t + \varphi_1 - \pi/2)} = mE_1 e^{j\varphi^+} \quad (7)$$

$$\varphi^+ = \omega t + \varphi_1 - \pi/2$$

Diese Welle kommt jetzt in die Modulationssektion hinein, deren Wirkung wir jedoch vorläufig ausser acht lassen. Ihre massgebende Rolle werden wir bei der Entstehung der Fehlerspannung des Nachlaufsystems in Abschnitt 24 behandeln.

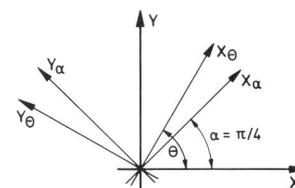


Fig. 2
Bezugskordinaten

- (X, Y) Eingangskordinatensystem
- (X_α , Y_α) Koordinaten der $\lambda/4$ -Platte
- (X_θ , Y_θ) Koordinaten der rotierenden $\lambda/2$ -Platte

Bei der folgenden Mikrowellensektion nehmen wir an, dass die $\lambda/2$ -Platte um den geometrischen Winkel θ gegenüber der ursprünglichen X-Achse gedreht ist. Durch eine Drehung um den Winkel $\theta-\alpha$ bringen wir (X_α, Y_α) in Koinzidenz mit (X_θ, Y_θ) , womit aus $r_{\alpha 1}$

$$r_\theta = r_{\alpha 1} e^{-j(\theta-\alpha)} \quad (8)$$

wird.

$$\text{oder } x_\theta = mE_1 \cos(\omega t + \varphi_1 - \pi/2 - \theta + \alpha) \quad (9)$$

$$y_\theta = mE_1 \sin(\omega t + \varphi_1 - \pi/2 - \theta + \alpha) \quad (10)$$

vor der $\lambda/2$ -Platte

$$\text{und } x_{\theta 1} = mE_1 \cos(\omega t + \varphi_1 - \pi/2 - \theta + \alpha - \pi) = -mE_1 \cos(\omega t + \varphi_1 - \pi/2 - \theta + \alpha) \quad (11)$$

$$y_{\theta 1} = y_\theta \quad (12)$$

das heisst

$$r_{\theta 1} = -mE_1 e^{-j(\omega t + \varphi_1 - \pi/2 - \theta + \alpha)} \quad (13)$$

nach der $\lambda/2$ -Platte.

In analoger Weise ergibt sich nach der $\lambda/4$ -Sektion aus der linear-polarisierten Welle (2) folgende zirkular-polarisierte Welle:

$$r_{\alpha 2} = -mE_2 e^{-j(\omega t + \overline{\varphi}_2)} = -mE_2 e^{-j\overline{\varphi}_0} \quad (14)$$

$$\overline{\varphi}_0 = \omega t + \varphi_2$$

Nach der Drehung der Koordinatenachsen um den Winkel $\theta-\alpha$ erhalten wir den komplexen Vektor

$$r_\theta = r_{\alpha 2} e^{-j(\theta-\alpha)} \quad (15)$$

und schliesslich nach der $\lambda/2$ -Sektion die Komponenten

$$x_{\theta 2} = -mE_2 \cos(\omega t + \varphi_2 + \theta - \alpha - \pi) = mE_2 \cos(\omega t + \varphi_2 + \varphi - \alpha) \quad (16)$$

$$y_{\theta 2} = mE_2 \sin(\omega t + \varphi_2 + \theta - \alpha) \quad (17)$$

das heisst

$$r_{\theta 2} = mE_2 e^{j(\omega t + \varphi_2 + \theta - \alpha)} \quad (18)$$

Nun sollen die zwei Wellen (13) und (18) in einem Ausgangskoordinatensystem ausgedrückt werden. Wir nehmen an, dieses sei mit dem ursprünglichen (X, Y) -Koordinatensystem übereinstimmend. Für die neue Darstellung müssen die Achsen (X_θ, Y_θ) um den Winkel $-\theta$ gedreht werden, womit man aus den Vektoren $r_{\theta i}$ die Beziehung

$$r_i = r_{\theta i} e^{j\theta} \quad i = 1, 2 \quad (19)$$

erhält, oder

$$r_1 = -mE_1 e^{-j(\omega t + \varphi_1 - \pi/2 - 2\theta + \alpha)} = -mE_1 e^{-ju} \quad (20)$$

$$r_2 = mE_2 e^{j(\omega t + \varphi_2 + 2\theta - \alpha)} = mE_2 e^{jv} \quad (21)$$

Daraus ergeben sich auf den Achsen X und Y folgende Amplituden:

$$x = x_1 + x_2 = m(-E_1 \cos u + E_2 \cos v) \quad (22)$$

$$y = y_1 + y_2 = m(E_1 \sin u + E_2 \sin v) \quad (23)$$

Man sieht also, falls $u = v$, das heisst

$$\omega t + \varphi_1 - \pi/2 - 2\theta + \alpha = \omega t + \varphi_2 + 2\theta - \alpha \quad (24)$$

$$\underline{\varphi_1 - \varphi_2 = 4\theta + \pi/2 - 2\alpha = 4\theta} \quad (25)$$

dass sich die Ausdrücke (22) und (23) auf

$$x = m(E_2 - E_1) \cos u \quad (26)$$

$$y = m(E_2 + E_1) \sin u \quad (27)$$

reduzieren und jetzt

$$u = \omega t + (\varphi_1 + \varphi_2)/2 - \pi/4 \quad (28)$$

ergeben.

In der letzten Mikrowellensektion wird dann der nach X polarisierte Vektor in einem Dämpfungstreifen vernichtet und der nach Y polarisierte erregt im Ausgangshohlleiter die Grundwelle TE₁₀.

Bemerkungen

1. Die Orientierung des Ausgangshohlleiters oder des Koordinatensystems am Ausgang bezüglich jenem am Eingang ist willkürlich. Wenn sie der *Figur 3* entspricht, muss man in (19) $e^{j(\theta-\eta)}$ einsetzen; und anstelle von (25) erhält man

$$\varphi_1 - \varphi_2 = 4\theta - 2\eta \quad (29)$$

Für x_η und y_η ergeben sich wieder (26) und (27).

2. Bei den obigen Wellen oder Vektorentransformationen wurden nur die Differentialphasenänderungen berücksichtigt. Die absoluten oder konstanten Phasenbeträge würden nur unwesentliche Phasenänderungen von u bedeuten.

22 Geometrische Interpretation

Die vorangehende Analyse soll nun durch die geometrische Interpretation, skizziert in *Figur 4*, ergänzt werden.

Im allgemeinen bilden zwei Ausdrücke wie (1) und (2) für die transversalen Komponenten eines elektrischen oder magnetischen Vektors zusammen eine elliptische Polarisation. Die entsprechenden Halbachsen sind durch folgende Formeln (siehe zum Beispiel [10]) gegeben

$$E_A^2 = \frac{\Sigma}{2} + \sqrt{\left(\frac{\Sigma}{2}\right)^2 - P^2} \quad (30)$$

$$E_B^2 = \frac{\Sigma}{2} - \sqrt{\left(\frac{\Sigma}{2}\right)^2 - P^2} \quad (31)$$

$$\text{wobei } \Sigma = E_1^2 + E_2^2 \quad (32)$$

$$P = p \cos \delta = E_1 E_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (33)$$

Die Ellipse – in ihrer kanonischen Form – lässt sich sofort in zwei zirkuläre Polarisationen mit entgegengesetzten Drehrichtungen und unterschiedlichen Radien zerlegen. Wir hätten im vorigen Abschnitt die Transformationen dieser Polarisationen verfolgen können, die Analyse und geometrische Darstellung wird jedoch komplizierter. Die direkte Umwandlung von (1) und (2) durch die $\lambda/4$ -Platte in Kreis-polarisationen $r_{\alpha 1}$ und $r_{\alpha 2}$ [Gleichungen (7) und (14)] wurde vorgezogen. Der anschliessende Ferritmodulator überlagert auf der Positivzirkularkomponente eine kleine Polarisationsmodulation.

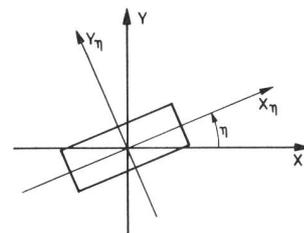


Fig. 3
Gedrehter Ausgangshohlleiter und
entsprechendes Koordinatensystem

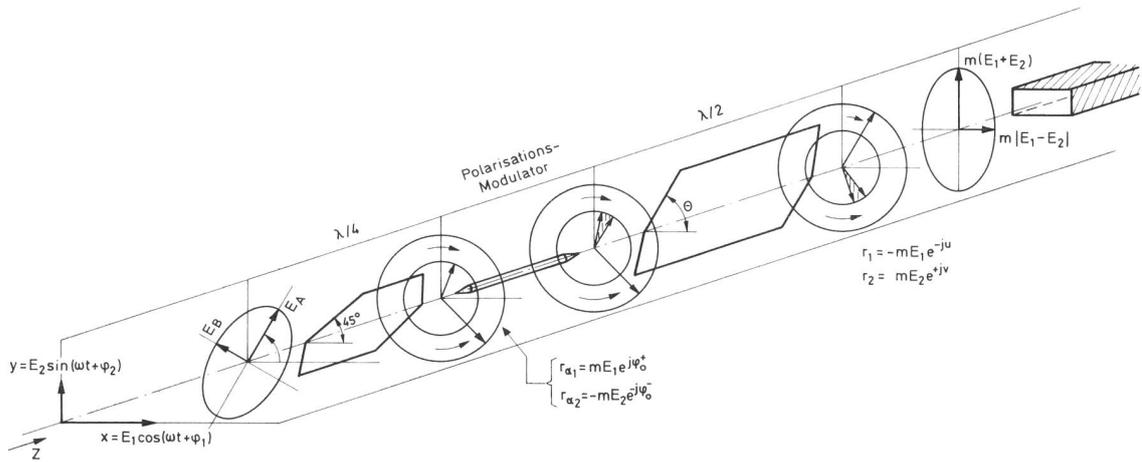


Fig. 4
Zur geometrischen Interpretation

Nach dem Durchgang durch die rotierende $\lambda/2$ -Sektion hat man weiterhin Kreispolarisationen [Ausdrücke (20) und (21)], allerdings jetzt mit einem verschobenen Phasenwinkel und vertauschten Drehrichtungen. Wenn $u = v$, setzen sich diese Kreispolarisationen zu einer elliptischen Polarisation zusammen, deren Halbachsen – wie aus (26) und (27) ersichtlich ist – durch

$$x_\alpha = m(E_1 - E_2) \text{ und } y_\alpha = m(E_1 + E_2) \quad (34)$$

gegeben sind.

Im allgemeinen stimmt die durch die Halbachsen (30) und (31) definierte Ellipse nicht mit der Ausgangsellipse überein. Wie sich aus der Gleichsetzung der entsprechenden Achsen ableiten lässt, sind – abgesehen von der Orientierung – beide Ellipsen nur dann gleich, wenn der Phasenunterschied $\delta = \varphi_1 - \varphi_2$ der Eingangssignale die Bedingung

$$|\cos \delta| = \frac{(E_1^2 - E_2^2)}{2E_1 E_2} = \frac{\Delta}{2p} = \frac{(1 - k^2)}{2} \quad (35)$$

erfüllt.

23 Leistungsbilanz

In den vorangehenden Abschnitten wurde gezeigt, dass aus den transversalen Komponenten $x = E_1 \cdot \cos(\omega t + \varphi_1)$ und $y = E_2 \cdot \sin(\omega t + \varphi_2)$, von zwei orthogonalen Grundwellen am Anfang des Kombinator, sich die Ausgangsvektoren $x = m(E_1 - E_2) \cos u$ und $y = m(E_1 + E_2) \sin u$ ergeben (sofern das Kombinatorservosystem in Betrieb ist). Den Signalen $s_1 = E \cos(\omega t + \varphi)$ und $s_2 = E' \sin(\omega t + \varphi')$ an den Eingangstoren des Duplexers entsprechen die Leistungen (Zeitmittelwerte) $P_1 = \zeta_e E^2$ und $P_2 = \zeta_e E'^2$, die nachher bei reflexionsloser Anpassung als $P_x = \zeta E_1^2$ und $P_y = \zeta E_2^2$ in die Z-Achse übertragen werden. Dabei ist $P_1 = P_x$ und $P_2 = P_y$. Unter der Annahme von Verlustfreiheit beträgt die totale Leistung überall

$$P_T = \zeta_e \cdot (E^2 + E'^2) = \zeta(E_1^2 + E_2^2) = \zeta \Sigma$$

So ist beispielsweise mit der elliptischen Polarisation von (30) und (31), wo $\zeta(E_A^2 + E_B^2) = \zeta \Sigma$, oder am Ende der $\lambda/2$ -Sektion

$$P_a = p_x^2 + p_y^2 = \zeta m^2 (E_1 - E_2)^2 + \zeta m^2 (E_1 + E_2)^2 = \zeta \Sigma$$

In den Ausgangshohlleitern wird nur der Anteil

$$P_{ya} = \zeta_a E_a^2 = \zeta_a m^2 (E_1 + E_2)^2 = \frac{\zeta_a}{2} (E_1 + E_2)^2 \quad (36)$$

übertragen. Üblicherweise sind die Eingangshohlleiter zum Duplexer und Ausgangshohlleiter gleich, dann ist $\zeta_a = \zeta_e$.

Mit $K = E_2/E_1 < 1$ wird das Verhältnis Ausgangsleistung zur grösseren der beiden Eingangsleistungen

$$\gamma = \frac{P_{ya}}{P_1} = \frac{(1 + k)^2}{2} \quad (37)$$

Man sieht also, dass die Ausgangsleistung des beschriebenen idealen Kombinator 3 dB grösser ist als P_1 , wenn beide Eingangssignale die gleiche Amplitude haben, oder 3 dB kleiner, wenn eines von beiden fehlt.

Falls das Nachlaufsystem ausser Betrieb ist, ist im allgemeinen

$$u - v = \delta - 4\theta = \psi \neq 0 \quad (38)$$

Dann lässt sich (23) in der Form

$$y = mL \sin(v + \sigma)$$

schreiben, mit

$$L^2 = \Sigma + 2p \cos \psi \quad \text{und} \quad \text{tg} \sigma = \frac{E_1 \sin \psi}{E_2 + E_1 \cos \psi} \quad (39)$$

und die entsprechende Leistung ist

$$P_y = \zeta m^2 \cdot L^2 = \frac{\zeta}{2} (\Sigma + 2p \cos \psi) \quad (40)$$

Analog erhält man für X

$$P_x = \frac{\zeta}{2} (\Sigma - 2p \cos \psi) \quad (41)$$

Das Verhältnis γ ist jetzt

$$\gamma = \frac{1}{2} (1 + k^2 + 2k \cos \psi) \quad (42)$$

$$\gamma_{\max} = \frac{1}{2} (1 + k)^2 \quad \gamma_{\min} = \frac{1}{2} (1 - k)^2$$

24 Nachlaufsystem

Mit einem Nachlaufsystem, das den Winkel θ variiert, bis die Differenz $u - v = \varphi_1 - \varphi_2 - 4\theta = \psi$ möglichst klein wird, werden die linear polarisierten Wellen am Ausgang des beschriebenen Kombinator $y_1 = mE_1 \sin u$ und $y_2 = mE_2 \sin v$ (23) automatisch in Phase addiert. Ein solches System ist in Figur 5 blockschematisch dargestellt. Ein

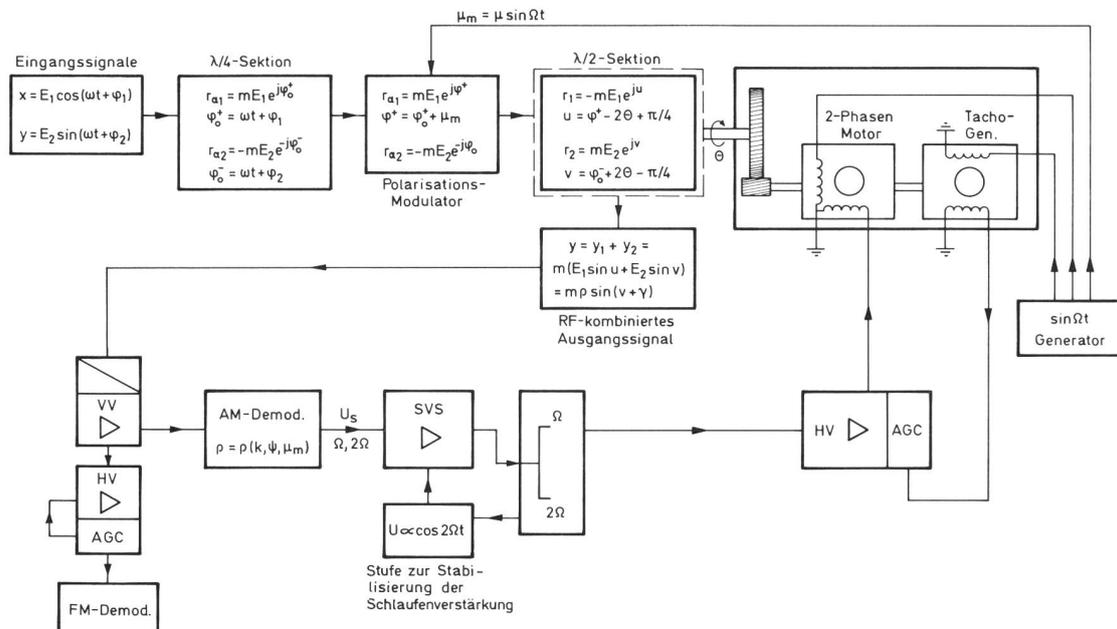


Fig. 5
RF-Kombinator mit Servosystem für automatische Addition in Phase der Eingangssignale

Zweiphasenservomotor dreht die $\lambda/2$ -Sektion und damit θ . Seine beiden Antriebsspannungen, deren Frequenz $\Omega/2\pi$ ist, erhält er direkt aus dem NF-Sinusgenerator G und aus der Leistungsstufe des Nachlaufverstärkers (transformierte Steuerspannung). Die Steuerspannung hat ihren Ursprung in der Fehlerspannung. Wie die letztere entsteht, soll nun näher untersucht werden. Unmittelbar nach der $\lambda/4$ -Sektion, das heisst vor dem Phasenmodulator² sind die elektrischen Vektoren durch die Ausdrücke (7) und (14) gegeben. Beim Durchgehen des Ferritmodulators bewirkt das longitudinale magnetische Feld der konzentrischen Spule eine Phasendrehung μ_M des positivzirkular polarisierten Vektors, während die negativzirkularpolarisierte Komponente unverändert bleibt (*Faraday-Effekt*) (siehe zum Beispiel [9]).

Die Spule wird aus G gespeist. und anstelle von φ_o^+ ist jetzt

$$\varphi^+ = \varphi_o^+ + \mu_M = \varphi_o^+ + \mu \sin \Omega t \quad (43)$$

Dementsprechend ist am Ende des Kombinars

$$u - v = \psi + \sin \Omega t \quad (44)$$

Im Ausgangsrechteckhohlleiter ist somit der elektrische Vektor y

$$y = m E_1 (\sin(v + \psi + \mu_M) + E_2 \cdot \sin v) \quad (45)$$

Dieser Ausdruck lässt sich in der Form

$$y = mP \cdot \sin(v + \gamma) \quad (46)$$

transformieren, wobei

$$P = [E_1^2 + E_2^2 + 2E_1 E_2 \cdot \cos(\psi + \mu_M)]^{1/2} \\ = E_1 [1 + k^2 + 2k \cdot \cos(\psi + \mu_M)]^{1/2} \quad (47)$$

und

$$\gamma = \arctg \cdot \frac{\sin(\psi + \mu_M)}{k + \cos(\psi + \mu_M)} \quad (48)$$

² Dieser Modulator wird auch als Polarisationsmodulator bezeichnet

Das Ausgangssignal y ist also – durch die Funktion $\mu_M = \mu \sin \Omega t$, phasen- und amplitudenmoduliert. Ausserdem ist in y , ω beziehungsweise v frequenzmoduliert. In dieser Modulation ist die zu übertragende Information enthalten. Der Einfluss der FM, die aus der NF-Phasenmodulation ($\Omega/2\pi$ wird zwischen 20 und 500 Hz gewählt) herrührt, ist in der FM-Modulation von ω vernachlässigbar.

Nach der Amplitudenmodulation von y erhält man aus der Funktion $\rho = \rho(E_1, k, \psi, \mu_M)$ die Steuerspannung U_S für den Servomotor. ρ ist eine periodische Funktion in ψ und Ω ($\mu_M = \mu \sin \Omega t$).

In der folgenden Diskussion werden die Beträge der zwei ersten Harmonischen von Ω untersucht, die in ρ enthalten sind. Die Variable $E_1 \div P^{1/2}$, wobei P die Eingangsleistung des grösseren RF-Signals ist, tritt bloss als Faktor auf, so dass anstelle von ρ die Funktion $R = \rho/E_1 = R(k, \psi; \mu_M)$ betrachtet wird. Für den Ferritmodulator wird ein Phasenhub von $\mu = 0.3 (\approx \pm \pi/10)$ angenommen.

Die Änderungsbereiche für k und ψ sind

$$0 \leq k \leq 1 \text{ beziehungsweise } -\pi \leq \psi \leq \pi$$

Man kann den Kreis mit dem Radius $k = 1$ in 3 Zonen unterteilen (Fig. 6), in denen verschiedene Annäherungen gemacht werden.

Diskussion

Die römischen Zahlen der Abschnitte entsprechen den Bereichen der Figur 6.

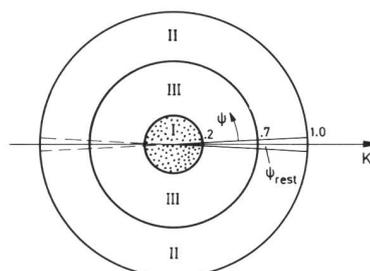


Fig. 6
Gültigkeitsbereich der verschiedenen Annäherungen

I) Eines der Eingangssignale ist wesentlich kleiner als das andere

$$0 \leq k \leq 0,2 \quad 0 \leq |\psi| \leq \pi$$

R lässt sich wie folgt transformieren

$$R = (1 + k^2)^{1/2} \left(\left(1 + \frac{2k}{1 + k^2} \cos(\psi + \mu_M) \right)^{1/2} \simeq (1 + k^2)^{1/2} \left[1 + \frac{k}{1 + k^2} \left(\left(1 - \frac{\mu_M^2}{2} \right) \cos \psi - \mu_M \sin \psi \right) \right]$$

$$\text{und mit } \mu_M^2 = \frac{\mu^2}{2} (1 - \cos 2\Omega t)$$

$$R \simeq (1 + k^2)^{1/2} \left[1 + \frac{k}{1 + k^2} \cos \psi \left(1 - \frac{\mu^2}{4} \right) - \frac{k}{1 + k^2} \mu \sin \psi \sin \Omega t + \frac{k}{1 + k^2} \cdot \frac{\mu^2}{4} \cos \psi \cos 2\Omega t \right] \quad (49)$$

$$\text{solange } |\operatorname{tg} \psi| > \frac{\mu}{4} = 0,075 \text{ beträgt,} \quad (50)$$

das heisst für $\psi \gtrsim 4^\circ 17'$, überwiegt in (49) das Glied $\sin \Omega t$, und die Steuerspannung ist

$$U_s = \frac{-E_1}{(1 + k^2)^{1/2}} \cdot k \mu \sin \psi \sin \Omega t \quad (51)$$

Wenn dagegen $\operatorname{tg} \psi < \mu/4$ beträgt, überwiegt die zweite Harmonische. Wenn eines der Signale fehlt, das heisst $k = 0$, bleibt aus ρ nur der Gleichspannungsanteil übrig und das Servosystem bleibt still.

II) Die Amplitude der Eingangssignale ist nicht sehr unterschiedlich

$$0,7 \leq k \leq 1 \quad 0 \leq |\psi| \leq \pi$$

Dann gilt die Annäherung

$$R = (1 + k^2)^{1/2} \cdot \left(\left(1 + \frac{2k}{1 + k^2} \cdot \cos(\psi + \mu_M) \right)^{1/2} \simeq (1 + k^2)^{1/2} \cdot \left(\left(1 + \cos(\psi + \mu_M) \right)^{1/2} = (1 + k^2)^{1/2} \cdot \sqrt{2} \cos(\psi + \mu_M)/2 \simeq \sqrt{2} (1 + k^2)^{1/2} \cdot \left[\left(1 - \frac{\mu_M^2}{8} \right) \cdot \cos \frac{\psi}{2} - \frac{\mu_M}{2} \sin \frac{\psi}{2} \right] = \sqrt{2} (1 + k^2)^{1/2} \cdot \left[\left(1 - \frac{\mu^2}{16} \right) \cdot \cos \frac{\psi}{2} - \frac{\mu}{2} \sin \frac{\psi}{2} \sin \Omega t + \frac{\mu^2}{16} \cos \frac{\psi}{2} \cos 2\Omega t \right] \quad (52)$$

Man sieht, dass für

$$\left| \operatorname{tg} \frac{\psi}{2} \right| > \frac{\mu}{8} \quad (53)$$

in R das $\sin \Omega t$ -Glied überwiegt und die entsprechende Steuerspannung

$$U_s \simeq -E_1 \cdot \sqrt{2(1 + k^2)} \cdot \frac{\mu}{2} \sin \frac{\psi}{2} \sin \Omega t \quad (54)$$

wird.

III) Wenn die vorher angenommenen Einschränkungen für k nicht zutreffen, sind die vorangegangenen elementaren Annäherungen nicht mehr zulässig. Man kann dann eine Entwicklung von R als *Tailorsche* Reihe in μ_M - abgebrochen bei μ_M^2 - vornehmen. Es ergibt sich für R

$$R \simeq R_0 - g_2 \frac{\mu^2}{4} - g_1 \mu \sin \Omega + g_2 \frac{\mu^2}{4} \cos 2\Omega t + \dots \quad (55)$$

wobei

$$0,2 \leq k \leq 0,7$$

$$R_0 = (1 + k^2 + 2k \cdot \cos \psi)^{1/2} \quad (56)$$

$$g_1 = \frac{k \cdot \sin \psi}{R_0} \quad (57)$$

$$g_2 = \frac{k}{R_0} \cdot \cos \psi + \frac{k^2}{R_0^3} \cdot \sin^2 \psi \quad (58)$$

Man sieht, dass in diesem Falle die $\sin \Omega t$ -Komponente prädoppiert, wenn die Bedingung

$$|g_1(\psi)| > |g_2(\psi)| \cdot \frac{\mu}{4}$$

das heisst

$$|\sin \psi| > \left| \cos \psi + \frac{k}{R_0^2} \cdot \sin^2 \psi \right| \cdot \frac{\mu}{4} \quad (59)$$

erfüllt ist.

Die Lösung der Gleichung $|g_1(\psi)| = |g_2(\psi)| \frac{\mu}{4}$

führt wieder zu einem kleinen Restwinkel $|\psi_{rest}|$ von etwa $4,5^\circ$. Der nächstgrössere Wert der Lösung befindet sich bei $|\psi| \sim 175,8^\circ$.

Anschliessend an die vorangegangene Diskussion seien folgende Punkte hervorgehoben:

- Für alle Werte von k und ψ zwischen 0 und 1, beziehungsweise zwischen $|\psi_{rest}|$ und $|\pi - \psi_{rest}|$ ergibt sich eine Steuerspannung, deren Vorzeichen (oder Phase) und Grösse von $\sin \psi$ bestimmt wird. Wenn der Zweiphasenservomotor phasenrichtig angeschlossen ist, steuert das System dem Ruhepunkt $\psi \simeq \psi_{rest}$ zu. Wenn die zu kombinierenden Feldvektoren quasi-parallel ($|\psi| < |\psi_{rest}|$) oder antiparallel ($|\psi| > |\pi - \psi_{rest}|$) sind, wird die zweite Harmonische 2Ω vorherrschend, das heisst es gibt keine richtige Steuerspannung mehr. Die Antiparallellösung ist nicht stabil, es genügt, dass eine kleine Phasenänderung der Eingangssignale eintritt, und das Servosystem wird gegen ψ_{rest} zurückgedreht. Ferner sei bemerkt, dass der Betrag des Restwinkels (oder Fehlerwinkels) gegenüber den vorher angegebenen Grenzen in der Praxis verkleinert wird, da die Ω -Komponente herausfiltriert und dadurch angehoben wird.
- Die Grösse der Steuerspannung ist dem Phasenhub μ des Ferritphasenmodulators proportional. Es wurde $\mu = 0,3$ - ein in der Praxis üblicher Wert - angenommen. Höhere Werte von μ führen zu ähnlichen Resultaten, jedoch mit einem grösseren mathematischen Aufwand, da Reihenentwicklungen in *Bessel*-funktionen unumgänglich werden.
- Die Steuerspannung ist auch eine Funktion von k und E_1 (proportional). Weil der RF-Empfänger ein Teil der Servoschleife ist, ist die Schlaufenverstärkung abhängig vom Eingangssignalpegel, was Unstabilitäten hervorrufen kann.

Das System kann durch Heraussiebung einer $\cos 2\Omega t$ -Spannung verbessert werden [2]. Diese Spannung kontrolliert die Verstärkung vom SVS so, dass die Amplitude der 2Ω -Komponente am Ausgang unabhängig vom empfangenen RF-Pegel bleibt (in der Nähe des Ruhepunktes variiert

die Amplitude der zweiten Harmonischen wenig mit ψ , während jene von $\sin \Omega t$ gegen Null geht).

3 Der rotierende Phasenschieber

Figur 1b zeigt die Struktur eines typischen Hohlleiter-Phasenschiebers, wie sie früher von Fox [6] beschrieben und analysiert wurden. Aus zwei Gründen ist es wichtig, die Arbeitsweise dieses Phasenschiebers in Erinnerung zu rufen: einerseits – wie es in den folgenden Abschnitten gezeigt wird – ist er ein grundlegendes Element einiger RF-Kombinatoren, andererseits besteht eine enge Verwandtschaft mit dem vorher beschriebenen integrierten RF-Kombinator. Wenn man bei diesem die Eingangspolarisationsweiche durch einen einfachen Rechteck-Rundhohlleiterübergang ersetzt und eine zweite $\lambda/4$ -Platte hinzufügt, erhält man gerade den rotierenden Hohlleiter-Phasenschieber. (Der Phasenmodulator spielt in beiden Fällen nur eine Rolle bei der automatischen Phaseneinstellung.)

Mit der abgebildeten Orientierung des Eingangshohlleiters genügt es dann, die weiteren Transformationen der Welle (18)

$$r_{\theta_2} = m E_2 e^{j(\omega t + \varphi_2 + \theta - \alpha)} \quad (18) \equiv (60)$$

(θ = geometrischer Winkel; $\alpha = \pi/4$; $m = \sqrt{2}/2$)

die nach der $\lambda/2$ -Sektion entstehen, zu berücksichtigen.

Wenn wir jetzt die Koordinatenachsen um den Winkel $(\theta - \alpha)$ drehen, das heisst, wenn die neue Achse X in der Ebene der $\lambda/4$ -Platte liegt, wird aus r_{θ_2}

$$r_{\alpha} = r_{\theta_2} \cdot e^{j(\theta - \alpha)} \quad (61)$$

das heisst

$$\begin{aligned} x_{\alpha} &= m E_2 \cdot \cos(\omega t + \varphi_2 + 2\theta - 2\alpha) \\ y_{\alpha} &= m E_2 \cdot \sin(\omega t + \varphi_2 + 2\theta - 2\alpha) \end{aligned} \quad (62)$$

und nach dem Durchgang der zweiten $\lambda/4$ -Platte

$$\begin{aligned} x'_{\alpha} &= m E_2 \cos(\omega t + \varphi_2 + 2\theta - 2\alpha - \pi/2) = \\ &= m E_2 \sin(\omega t + \varphi_2 + 2\theta - 2\alpha) \end{aligned} \quad (63)$$

$$y'_{\alpha} = y_{\alpha} = x'_{\alpha}$$

Schliesslich ergibt die Projektion auf die (X, Y)-Koordinatenachsen

$$\begin{aligned} x &= m(x'_{\alpha} - y'_{\alpha}) = 0 \\ y &= m(x'_{\alpha} + y'_{\alpha}) = 2m^2 E_2 \sin(\omega t + \varphi_2 + 2\theta - 2\alpha) \end{aligned} \quad (64)$$

das heisst der elektrische Vektor am Ausgang hat dieselbe Amplitude wie am Eingang, ist aber um einen Phasenwinkel $2\theta - 2\alpha$ verschoben. Wenn $\theta = \alpha = \pi/4$, das heisst wenn die $\lambda/4$ - und $\lambda/2$ -Platten koplanar sind, sind die Ausgangs- und Eingangsvektoren phasidentisch, und einer Winkeldrehung θ bezüglich der Koplanar-Stellung entspricht ein elektrischer Phasenwinkel 2θ . Der konstante Phasenbetrag, der von der Hohlleiterlänge abhängig ist, ist irrelevant und wird nicht berücksichtigt.

4 Andere Mikrowellenkombinatoren

Vor dem erfolgreichen Einsatz der integrierten RF-Kombinatoren in den letzten Jahren wurden verschiedene Kombinatorensysteme entwickelt, wovon vor allem der nachfolgend beschriebene sich bis heute bewährt hat.

41 Kombinatorensystem mit gleicher Leistungsübertragung wie der integrierte Kombinator

Wenn man den vorher beschriebenen Hohlleiterphasendreher durch einen Phasenmodulator ergänzt und mit einem magischen T kombiniert – wie in Figur 7a schematisch dargestellt –, erhält man ein Mikrowellenkombinatorensystem. Es soll nun gezeigt werden, dass die resultierende Vektorcombination, verglichen mit jener des integrierten RF-Kombinatoren, praktisch identisch ist.

Zuerst braucht man die Vektorzusammenhänge vom magischen T. Wenn a und b die Kolonnenvektoren der eingehenden und ausgehenden Felder sind, gilt die Matrixgleichung

$$\bar{b} = S \bar{a} \quad (65)$$

wobei die Streuungsmatrix S für ein verlustloses magisches T den Wert

$$S = \frac{j}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \circ & 1 & 1 \\ 1 & -1 & \circ \\ 1 & 1 & \circ \end{pmatrix} \quad (66)$$

hat.

Wenn alle Tore des magischen T angepasst sind (Arm 3 mit einem «matched load» abgeschlossen), gilt

$$\bar{a} = \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (67)$$

Womit (65) ergibt

$$\bar{b} = \begin{bmatrix} b_3 \\ b_4 \end{bmatrix} \quad \begin{aligned} b_3 &= \frac{j}{\sqrt{2}} \cdot (a_1 - a_2) \\ b_4 &= \frac{j}{\sqrt{2}} \cdot (a_1 + a_2) \end{aligned} \quad (68)$$

Der Zusammenhang zwischen den Vektoren \bar{a}_1 , an den Toren des magischen T gemessen, und den Vektoren \bar{a}_1'' unmittelbar nach Eingang in den Antennenfeeder ist

$$\bar{a}_1 = \bar{a}_1'' \cdot e^{-j2\theta} \cdot e^{-\gamma_1 z_2} \quad \bar{a}_2 = \bar{a}_2'' \cdot e^{-\gamma_2 z_2} \quad (69)$$

wobei

$$\bar{a}_i'' = \bar{E}_i e^{j\varphi_i} = E_i e^{j(\omega t + \varphi_i)} \quad i = 1, 2$$

die Eingangssignale sind.

Der Faktor $e^{-j2\theta}$ stellt die Wirkung des Phasenschiebers dar, und die Faktoren $e^{-\gamma_i z_i}$ mit $\gamma_i = \alpha_i + j\beta_i$ stellen den Einfluss der Feeder zwischen Antennen und magischem T dar. Da $e^{-\alpha_i z_i}$ und $e^{-j\beta_i z_i}$ einfach eine Änderung von E_i oder von φ_i bedeuten, werden ihre Einflüsse nicht weiter berücksichtigt.

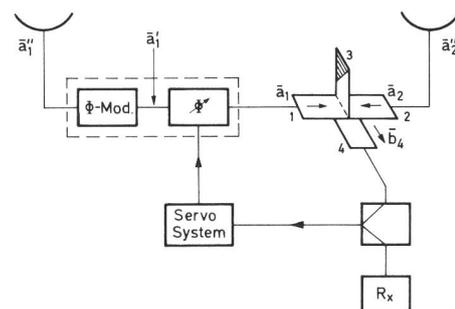


Fig. 7a Kombinatorensystem mit gleicher Leistungsübertragung wie der integrierte Kombinator

Aus (68) und (69) erhält man für das kombinierte Signal

$$\bar{b}_4 = \frac{j}{\sqrt{2}} (\bar{E}_1 e^{-j2\theta} + \bar{E}_2 e^{j\delta}) \cdot e^{j\varphi_1} \quad (70)$$

Die Ausgangsleistung ist zu $|\bar{b}_4|^2$ proportional, das heisst

$$P_a \propto |\bar{b}_4|^2 = \bar{b}_4 \bar{b}_4^* = 1/2 (E_1^2 + E_2^2 + 2E_1 E_2 \cos [\delta - 2\theta]) = 1/2 (\Sigma + 2 p \cos [\delta - 2\theta]) \quad (71)$$

wobei wie vorher $\delta = \varphi_1 - \varphi_2$

Der Vergleich von (71) mit (40) zeigt als einzigen Unterschied $\psi = \delta - 2\theta$ anstelle von $\delta - 4\theta$, das heisst eine andere Umsetzung zwischen mechanischem Winkel θ , der rotierenden $\lambda/2$ -Platte und dem entsprechenden Phasenwinkel. Das Verhältnis der Ausgangsleistung P_a der kombinierten Signale zur Eingangsleistung des grösseren Signals ist wie für den integrierten Kombinator

$$P_a/P_1 = \gamma = \frac{|\bar{b}_4|^2}{|\bar{a}_1|^2} = \frac{(1+k)^2}{2} \quad (37) = (72)$$

wenn $\psi \rightarrow 0$.

Wenn man die Wirkung des Phasenmodulators betrachtet, erhält man ebenfalls für die Steuerspannung ähnliche Ergebnisse wie für den integrierten Kombinator (siehe Anhang I).

42 RF-Kombinatorenssysteme mit erhöhter Leistungsübertragung

Wenn eines der Eingangssignale wegfällt, erhält man bei den vorher beschriebenen Kombinatoren am Ausgang höchstens die Hälfte der Eingangsleistung des übriggebliebenen Signals (für ein verlustloses System). Im Prinzip ist es möglich, eine volle Leistungsübertragung zu erreichen. Dazu braucht es aber zwei voneinander unabhängige Phasenschieber mit dazugehörigen Phasenmodulatoren und Servosystemen. Eine der Steuerungen bewirkt eine Phasengleichheit der Signale, und die andere dreht die resultierende Polarisationssebene der addierten Signale, bis sie mit der Orientierung des Aussenhohlleiters vereinbar ist. Ein solches System, in Form eines integrierten Kombinatoren, wurde früher von Sidwell [7] entwickelt. Es scheint jedoch, dass die Erhöhung der Diversitywirksamkeit nicht im Verhältnis zu dem grösseren mechanischen und elektronischen Aufwand steht.

Zum Abschluss soll die Anordnung von Figur 7b untersucht werden. Dieses Kombinatorensystem [8] braucht ein zusätzliches magisches T, aber nur ein Servosystem. Es gestattet eine höhere Leistungsübertragung, jedoch erreicht P_a die Summe der Eingangsleistungen nur für bestimmte Phasenlagen zwischen den Eingangssignalen.

Die Ausgangsvektoren b_3 und b_4 vom ersten magischen T sind durch die Ausdrücke (68) gegeben. Die Eingangsvektoren zum zweiten sind

$$\begin{aligned} \bar{a}_1 &= \bar{b}_4 e^{j2\theta} \\ \bar{a}_2 &= \bar{b}_3 \end{aligned} \quad (73)$$

und der Ausgangsvektor der kombinierten Signale beträgt

$$\bar{b}_4 = \frac{j}{\sqrt{2}} (\bar{a}'_1 + \bar{a}'_2) = \frac{j}{\sqrt{2}} \left[\frac{j}{\sqrt{2}} (\bar{a}_1 + \bar{a}_2) e^{j2\theta} + \frac{j}{\sqrt{2}} (\bar{a}_1 - \bar{a}_2) \right] \quad (74)$$

woraus man die Ausgangsleistung erhält

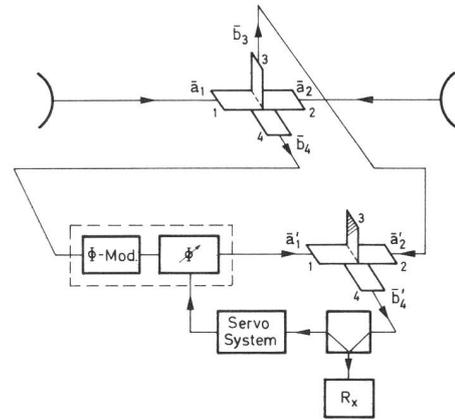


Fig. 7 b
Kombinatorensystem mit erhöhter Leistungsübertragung

$$P'' = P_a \propto |\bar{b}'_4|^2 = \bar{b}'_4 \bar{b}'_4^* = 1/4 [2a_1^2 + a_1^2 (e^{j2\theta} + e^{-j2\theta}) + 2a_2^2 - a_2^2 (e^{j2\theta}) + e^{-j2\theta}] + (p^* - p) (e^{j2\theta} - e^{-j2\theta}) \quad (75)$$

das heisst

$$P'_4 = E_1^2 \cdot \cos^2 \theta + E_2^2 \cdot \sin^2 \theta + p \cdot \sin \delta \cdot \sin 2\theta \quad (76)$$

wobei $p = \bar{a}_1 \bar{a}_2^* = E_1 E_2 e^{j\delta} = p e^{j\delta}$

Analog gilt für b'

$$P'_3 \propto |\bar{b}'_3|^2 = E_1^2 \cdot \sin^2 \theta + E_2^2 \cdot \cos^2 \theta - p \cdot \sin \delta \cdot \sin 2\theta \quad (77)$$

P'_4 und P'_3 haben ihre Extrema, wenn

$$\operatorname{tg} 2\varphi = \frac{2p}{\Delta} \cdot \sin \delta \quad (78)$$

wobei $\Delta = E_1^2 - E_2^2 > 0$ (da $k = E_2/E_1 < 1$)

Aus (76) und (78) erhält man

$$P' = \frac{E_1^2}{2} (1 + k^2 \pm \sqrt{Q}) \quad (79)$$

$$Q = 1 + k^4 - 2k^2 \cos 2\delta$$

Mit einem geeigneten Servomotor wird θ gedreht, bis

$$P'_4 = P = \frac{E_1^2}{2} (1 + k^2 + \sqrt{Q}),$$

und je nach Phasenlage $\delta = \varphi_1 - \varphi_2$ der Eingangssignale liegt dieser Wert von P zwischen

$$P_{\max} = \Sigma = E_1^2 \cdot (1 + k^2) \quad \text{für } 2\delta = \pm\varphi$$

und

$$P_{\min} = E_1^2 \quad \text{für } \delta = 0$$

das heisst im ungünstigsten Fall ($\delta = 0$ oder $k = 0$) entspricht die Leistungsübertragung immer noch dem vollen Anteil des grösseren Signals. Wenn beide Signale den gleichen Betrag haben ($k = 1$), ist

$$P = E_1^2 (1 + |\sin \delta|) \quad (80)$$

und schwankt zwischen E_1^2 und $2E_1^2$, je nach δ , im Gegensatz zu den vorher beschriebenen Kombinatoren, wo beim Ruhepunkt $P = 2E_1^2$ unabhängig von δ ist.

5 Schlussbemerkungen

Im vorangehenden Abschnitt ist die Arbeitsweise verschiedener Mikrowellenkombinatoren gezeigt worden. Die

einheitliche analytische Behandlung unterstreicht die enge strukturelle Verwandtschaft der Vorrichtungen, auch wenn ihre praktische Ausführung sehr unterschiedlich sein kann. Betreffend die Entstehung der Steuerspannung des Servosystems ist zu sagen, dass man in der Literatur nur qualitativ-geometrische Erklärungen findet, und zwar nur für den Fall gleichgrosser Signale ($k = 1$), aber keine weiteren Beweise über die funktionelle Beziehung zwischen den Amplituden der Harmonischen der PM-Frequenz und dem Amplitudenverhältnis (k) sowie der Winkellage der eingehenden Signale.

6 Anhang

Ein Ferritmodulator, der in einem rotierenden Phasenschieber gemäss Figur 1b eingebaut ist, wirkt auf die Zirkularpolarisation, die nach dem Durchgang der ersten $\lambda/4$ -Sektion entsteht. φ_2 in (64) bekommt dadurch den modulierenden Beitrag μ_M . Aus (71) erhält man dann dieselben Ergebnisse für die Steuerspannung wie aus (47).

Wenn sich der Ferritmodulator vor dem Phasenschieber befindet (wie in Fig. 7a und b) kann man wie folgt vorgehen:

Linearpolarisation vor dem Phasenmodulator

$$a''_{1x} = \operatorname{Re} \bar{a}''_1 = \frac{\bar{a}''_1 + \bar{a}''_1^*}{2}$$

Nach Durchgang desselben (Faradayeffekt)

$$a'_{1x} = \frac{\operatorname{Re}}{2} (\bar{a}''_1 e^{j\mu_M} + \bar{a}''_1^*)$$

das heisst

$$\begin{aligned} a'_{1x} &= \frac{\operatorname{Re}}{2} \cdot [e^{j\mu_M/2} \cdot (\bar{a}''_1 \cdot e^{j\mu_M/2} + \bar{a}''_1^* \cdot e^{-j\mu_M/2})] = \\ &= (\operatorname{Re} \cdot e^{j\mu_M/2}) \cdot \operatorname{Re} \cdot \bar{a}''_1 \cdot e^{j\mu_M/2} \end{aligned}$$

Man kann also nach dem Phasenschieber

$$\bar{a}_1 = E_1 \cdot \cos \frac{\mu_M}{2} \cdot e^{j(\omega t + \varphi_1 + \mu_M/2 - \pi - 2\theta)}$$

schreiben.

Und schliesslich, mit $\cos \frac{\mu_M}{2} \simeq 1$ bekommt man

$$\bar{b}_4 \simeq \frac{j}{\sqrt{2}} (E_1 e^{j(\varphi_1 + \mu_M/2 - 2\theta)} + E_2 e^{j\theta_2}) \text{ und}$$

$$P_a \propto \bar{b}_4 \bar{b}^* = 1/2 [E_1^2 + E_2^2 + 2E_1 E_2 \cos(\delta - 2\theta + \mu_M/2)]$$

ähnlich wie y^2 in (46).

Bibliographie

- [1] *Baghdady E.J.* (ed.) Lectures on Communication System Theory. New York, McGraw-Hill, 1961.
- [2] *Yosenawa S.* (ed.) Microwave Communication. Tokyo, Maruzen, 1970.
- [3] *Makino H., Morita K.* The Space Diversity Reception and Transmission Systems for Line of Sight Microwave Link. Review of the Electrical Communication. Laboratory 13 (1965) no. 1...2, pp. 111...129.
- [4] *Makino H., Morita K.* Design of Space Diversity Receiving and Transmitting Systems for Line of Sight Microwave Links. IEEE Trans. on Comm. Techn. COM-15 (1967) no. 4, pp. 603...614.
- [5] *Brennan D.G.* Linear Diversity Combining Techniques. Proc. IRE 47 (1959) pp. 1075...1102.
- [6] *Fox G.* An Adjustable Wave-Guide Phase Changer. Proc. IRE (1947) pp. 1489...1498.
- [7] *Sidwell J.M.* A Diversity Combiner Giving Total Power Transfer. Proc. IEE 109 (1962) part B, p. 305.
- [8] *Lewin L.* Diversity Reception and Automatic Phase Correction. Proc. IEE 109 (1962) part B, p. 295.
- [9] *Lax B., Button K.J.* Microwave Ferrites and Ferrimagnetics. New York, McGraw-Hill, 1962.
- [10] *Stratton J.A.* Electromagnetic Theory. New York, McGraw-Hill, 1941.