ETH zürich

ETH Library

Ueber Frequenzumsetzung im Mikrowellenbereich

Doctoral Thesis

Author(s):
Furrer, Frank

Publication date:
1959

Permanent link:
https://doi.org/https://doi.org/10.3929/ethz-a-000090882

Rights / license:
In Copyright - Non-Commercial Use Permitted

This page was generated automatically upon download from the ETH Zurich Research Collection.
For more information, please consult the Terms of use.

Prom. Nr. 2864

Über Frequenzumsetzung im Mikrowellenbereich

Von der
Eidgenössischen Technischen
Hochschule in Zürich

zur Erlangung
der Würde eines Doktors der technischen Wissenschaften
genehmigte

PROMOTIONSARBEIT

vorgelegt von

FRANK FURRER
dipl. El.-Ing. E. T. H.
von Lüterkofen (Kt. Solothurn)

Referent: Herr Prof. Dr. F. Tank
Korreferent: Herr Prof. H. Weber

Juris-Verlag Zürich
1959

Meinen Eltern
und meiner Frau
in Dankbarkeit
gewidmet

Leer - Vide - Empty

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung 5

2. Die Methode der Zeitproportionalen Phasenmodulation 7

2.1. Grundgedanke 7

2.2. Der kontinuierliche Phasenschieber 10

2.2.1. Das $\lambda/4$- und $\lambda/2$-Rohr 10

2.2.2. Der vollständige Phasenschieber 14

2.3. Ueber die anisotrope Wellenfortpflanzung in Hohlleitern 18

2.4. Technologische Ausführung 23

2.5. Das Verhalten unvollkommener $\lambda/4$- und $\lambda/2$-Rohre 25

2.6. Messergebnisse am vollständigen Ferrit-Frequenzumsetzer 31

2.7. Vor- und Nachteile des Ferrit-Frequenzumsetzers 36

3. Der Einseitenbandmodulator als Frequenzumsetzer 38

3.1. Grundgedanke 38

3.2. Lösungsmöglichkeit 38

3.3. Der unvollkommene Einseitenbandmodulator 41

3.4. Modulatoren 43

3.5. Messungen am Diodenmodulator 44

4. Verwendungsmöglichkeiten 48

4.1. Dämpfungs- und Phasenmessungen an Vierpolen 48

4.2. Streuquerschnittsbestimmungen und Geschwindigkeitsmessungen an reflektierenden Objekten 53

4.3. Frequenzumsetzer in der Mikrowellenspektroskopie 54

Schrifttum 56

Leer - Vide - Empty

1. EINLEITUNG

Die Erzeugung neuer Frequenzen aus einer Schwingung gegebener Periodendauer kann bekanntlich immer als Modulationsprozess betrachtet werden. Es entsteht dabei im allgemeinen ein Spektrum, das sich aus Kombinationen von Träger- und Modulationsfrequenz und deren Harmonischen zusammensetzt. Man kann diesen Fall durchaus als Frequenzumsetzung auffassen, weil es immer gelingt, eine im diskreten Spektrum enthaltene Schwingung herauszugreifen. Energetisch gesehen ist aber jedes Modulationsverfahren, welches ein breites Spektrum erzeugt, unwirtschaftlich, und man ist bestrebt, das zur Verfügung stehende Signal mit möglichst geringen Verlusten zu verschieben. Zwei Arbeiten sind in dieser Beziehung bemerkenswert. Die Untersuchung von Diemer et al.[1] beruht erstmals auf dem Gedanken der zeitproportionalen Phasenmodulation, bietet aber keine praktische Lösung des Problems. Cumming[2] benützt eine Wanderfeldröhre, in welcher die Geschwindigkeit des Elektronenstrahls sägezahnförmig moduliert wird. Diese Lösung hat den Vorteil, dass das in der Frequenz verschobene Signal zugleich verstärkt wird.

Phänomenologisch betrachtet ist ein Frequenzumsetzer im allgemeinen ein Sechspol mit einem Klemmenpaar für das Signal der Frequenz ω_1, einem Klemmenpaar für den Hilfsoszillator der Frequenz ω_2 und einem Klemmenpaar für das transformierte Ausgangssignal ω_3. Die Umsetzung des Eingangssignals kann grundsätzlich auf zwei Arten geschehen: entweder enthält das Netzwerk nichtlineare Schaltelemente oder diese sind linear aber zeitabhängig. In beiden Fällen führt die das System beherrschende Differentialgleichung auf Kombinationsfrequenzen. Wenn nun im folgenden nur passive Frequenzumsetzer untersucht werden, deren Ausgangssignal aus einer einzigen, vorher nicht vorhandenen Frequenz bestehen, so bedeutet dies eine Spezialisierung des allgemeinen Problems.

In der vorliegenden Arbeit werden zwei verschiedene Methoden der Frequenzumsetzung im Mikrowellenbereich analysiert, je eine Lösungsweise angegeben und deren Eigenschaften anhand von Messergebnissen diskutiert.

Die erste Art der Umsetzung zeichnet sich aus durch eine zeitproportionale Phasenmodulation des in der Frequenz zu verschiebenden Signals. Es wird gezeigt, dass dieses Verfahren den Idealfall der Umsetzung darstellt. Die erwähnte Phasenmodulation einer elektromagnetischen Welle wird durch die Anwendung eines erstmals durch Fox[3] beschriebenen Phasenschiebers verwirklicht. Die wesentlichsten Bestandteile des Phasenschiebers bestehen aus Wellenleitern mit doppelbrechenden Eigenschaften. Nach einer Darstellung der verschiedenen Möglichkeiten zur Erzeugung von Anisotropie in Wellenleitern folgt die Beschreibung eines kontinuierlichen Phasenschiebers, dessen Hauptbestandteil aus einem, in Analogie zur Optik so ge-

nannten $\lambda/2$-Rohr besteht. Die Anisotropie dieses Elementes wird mittels eines Ferritstabes künstlich hervorgerufen. Eine Diskussion der Messungen am vollständigen Umsetzer weist schliesslich die Grenzen seiner Anwendbarkeit auf.

Die zweite Art der Frequenzumsetzung lässt sich grundsätzlich in jedem Frequenzbereich durchführen, gestaltet sich aber besonders einfach in der Hohlleitertechnik. Ihr Prinzip beruht auf Amplitudenmodulation bei gleichzeitiger Unterdrückung des Trägers und eines Seitenbandes. Da zur Modulation Kristalldioden verwendet werden, gestattet dieses Verfahren hohe Frequenzverschiebungen (einige 100 MHz). Die Messergebnisse werden mit der Theorie verglichen.

Schliesslich wird als Anwendung des Frequenzumsetzers eine Schaltung untersucht, die es gestattet mit einem einzigen Mikrowellengenerator (Reflexklystron geringer Leistung) hohe Dämpfungen präzis zu messen. Weitere Verwendungsmöglichkeiten werden angegeben.

2. DIE METHODE DER ZEITPROPORTIONALEN PHASENMODULATION

2.1 Grundgedanke

Wie bereits erwähnt, kann jede Frequenzumsetzung eines gegebenen Signals $S_1 \cdot \exp(j\,\omega_1 t)$ als Modulationsprozess aufgefasst werden, d.h. das Ausgangssignal wird die Form

$$S_3 = S_3(t) \exp\left[j\,(\omega_1 t + \varphi(t))\right]$$

annehmen. Sowohl Amplituden- als auch Phasenmodulation im üblichen Sinn führen auf mindestens zwei symmetrische bezw. antisymmetrische Seitenbänder[4] und scheiden für unsere Betrachtung aus. $S_3(t)$ muss daher konstant sein. Aus der Betrachtung von $\exp\left\{j\,\left[\omega_1 t + \varphi(t)\right]\right\}$ folgt leicht, dass eine neue monochromatische Schwingung entsteht, wenn die Phase $\varphi(t)$ zeitproportional zu- oder abnimmt, wenn also $\varphi(t) = \pm\,\omega_2 t$ ist (Fig. 1a).

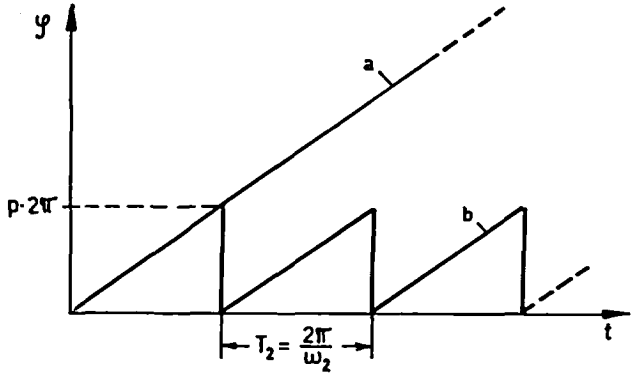


Fig. 1 Zeitproportionale Phasenmodulation

Eine weitere Möglichkeit ist durch sägezahnförmige Modulation von $\varphi(t)$ gegeben (Fig. 1b), sofern der Phasensprung ein ganzzahliges Vielfaches p von 2π ist. Die Frequenz des Ausgnagssignals ist dann

$$\omega_3 = \omega_1 \pm p\,\omega_2$$

Eine Fourier-Analyse von S_3 bestätigt diese Aussage sofort. Ganz allgemein kann daher gesagt werden, dass zeitproportionale Phasenmodulation eine ideale Frequenzverschiebung gestattet. Das Ausgangssignal S_3 hat die Frequenz

$$\omega_3 = \omega_1 \pm p\,\omega_2 \qquad (p = 0, 1, 2, \ldots) \qquad 21.1$$

wobei die Amplitude des Signals S_3 gemäss Voraussetzung zeitunabhängig ist. Sie kann aber kleiner oder grösser werden als diejenige des Eingangssignals S_1, je nach dem ob passive oder aktive Elemente im Netzwerk zur Anwendung kommen. Auch in dieser Beziehung wollen wir eine Einschränkung in unseren Betrachtungen machen:

In den zu untersuchenden Frequenzumsetzern sollen keine aktiven Elemente vorkommen. Damit soll zum Ausdruck kommen, dass nach Lösungen gesucht wird, welche möglichst verlustfreie Umsetzung gestatten.

In der Natur finden wir bereits die erste Realisierung des Problems im Phänomen des Doppelereffektes. Bekanntlich stellt ein Beobachter bei relativer Bewegung zwischen einer Quelle elektromagnetischer (oder auch akustischer) Strahlung und seinem Standort eine Aenderung der Wellenlänge oder Frequenz fest. Die exakte, relativistische Formulierung des Dopplereffektes[5)] für eine gleichförmige Bewegung lautet:

$$\frac{\lambda}{\lambda'} = \frac{1 - \beta \cos\alpha}{\sqrt{1 - \beta^2}} \qquad 21.2$$

wo λ die ausgestrahlte Wellenlänge, λ' die beobachtete Wellenlänge, α der Winkel zwischen der Wellennormalen in Richtung des Beobachters und dem Geschwindigkeitsvektor $\bar{v}$ und β das Verhältnis zwischen Geschwindigkeit v und Lichtgeschwindigkeit c bedeuten. Für nicht zu grosse Geschwindigkeiten ($\beta \ll 1$) wird der Ausdruck ganz einfach und man erhält für die Frequenzverschiebung mit guter Näherung

$$\omega - \omega' = \frac{\omega}{c} \cdot v \cos\alpha \qquad 21.3$$

d.h. die beobachtete Frequenz nimmt zu, wenn Beobachter und Queller sich nähern. Der Dopplereffekt kommt unter anderem auch in der Radartechnik zur Anwendung, da er die Trennung von Standzeichen und beweglichen Objekten ermöglicht. Um ein Bild

von der Grösse des Dopplereffektes zu geben, sei erwähnt, dass ein Radarziel mit $v \approx 300\ ms^{-1}$ bei 1 cm Wellenlänge eine Frequenzverschiebung von 60 kHz hervorruft.

Aus dieser kurzen Darstellung des Dopplereffektes ist die enge Verwandtschaft mit der Phasenmodulation ersichtlich. Hält man insbesondere v und α konstant, so erfüllt der Effekt unsere Forderung nach idealer Frequenzumsetzung. Leider kann man den gewünschten Zustand aus geometrischen Gründen nicht beliebig lange andauern lassen, sodass wir gezwungen sind, uns nach geeigneten Phasenschiebern umzuschauen. Auch diese müssen der Forderung genügen, dass man die Phase zeitproportional (kontinuierlich oder sägezahnförmig) ändern kann. In der Mikrowellentechnik sind eine Reihe von Phasenschiebern bekannt, die sich grundsätzlich für Frequenzumsetzung eignen könnten. Die Phase wird dabei meistens durch eine Aenderung in der Geometrie des Hohlleiters mechanisch geschoben. In einem einzigen Fall - der später eingehend behandelt werden soll - gelingt es, eine kontinuierliche Phasendrehung zu erzwingen. Alle anderen Ausführungsformen könnten nur durch mechanisch gesteuerte, sägezahnförmige Phasenmodulation zur Anwendung gelangen. Ganz allgemein kann aber von mechanisch gesteuerten Phasenschiebern gesagt werden, dass sie sich nur für Frequenzänderungen bis etwa 50 Hz eignen. Ihre bedeutendste Anwendung finden solche Phasenschieber auf dem Gebiet der Richtstrahlantennen zur Steuerung des gebündelten Strahls (lobeswitching).

Mit der Einführung der Ferrite im Mikrowellengebiet konnten neue Wege beschritten werden. Durch magnetische Steuerung der Permeabilität der Ferrite kann nämlich die Fortpflanzungskonstante einer Hohlleiterwelle geändert werden[6), 7), 8)]. Die zitierten Autoren beschreiben Phasenschieber sowohl für rechteckige als auch runde Hohlleiter, die sich dadurch kennzeichnen, dass die Phase als Funktion des Magnetisierungsstromes nur bis zu einem gewissen Maximalwert anwachsen kann. Die Phasendrehung ist ausserdem abhängig von der Sättigungsmagnetisierung des Ferrites und der geometrischen Anordnung im Hohlleiter. Folglich eignen sich diese Phasenschieber als Frequenzumsetzer nur dann, wenn sägezahnförmige Modulation angewendet wird. Die Realisierung der vorgeschlagenen Lösung birgt aber verschiedene Schwierigkeiten, auf die hier kurz eingegangen werden soll.

a) Die Phasendrehung ist im allgemeinen eine nichtlineare Funktion des äusseren Magnetfeldes und somit des Magnetisierungsstromes. Um das Ausgangsspektrum des Frequenzumsetzers rein zu halten von unerwünschten Kombinationsfrequenzen, müsste der Strom entsprechend der Phasen-Strom-Kennlinie in komplizierter Weise gesteuert werden. Gibt es Bereiche auf dieser Kennlinie, welche mit guter Näherung linear sind, dann muss die Phase um mindestens 2π gedreht werden können. Der Ferrit muss in dem Fall mittels eines Vormagnetisierungsfeldes im günstigsten Arbeitspunkt der Kennlinie betrieben werden.

b) Der Abbau der im Magnetfeld gespeicherten Energie kann beim Phasensprung nicht unendlich rasch vor sich gehen. Aus diesem Grund wird das Spektrum des Umsetzers noch andere Frequenzen ausser derjenigen von Gl. 21.1 enthalten.

c) Das zur Aussteuerung des Phasenschiebers benötigte Magnetfeld ist bei Verwendung geeigneter Ferrite heute noch recht hoch (200 - 1000 A/cm). Sieht man von den unvermeidlichen Wirbelstromverlusten im Hohlleiter ab, so braucht man trotzdem leistungsfähige Modulatoren[9] um die Verluste in der Magnetwicklung zu decken.

2.2 Der kontinuierliche Phasenschieber

Wie im vorangehenden Abschnitt erwähnt wurde, kennt man in der Hohlleitertechnik nur eine Lösung für die kontinuierliche Phasendrehung einer Welle. Sie wurde von Fox[3] angegeben und in verschiedenen Ausführungsformen untersucht. Das Wesentliche an diesem Phasenschieber ist ein $\lambda/2$-Rohr - in Analogie zum sogenannten $\lambda/2$-Plättchen der Optik - welches eine einlaufende zirkular polarisierte Welle in eine im umgekehrten Sinn drehende, zirkular polarisierte Welle verwandelt. Die Transformation gelingt nur dann, wenn das Rohr für jeden einzelnen Schwingungsmodus zwei ungleiche Fortpflanzungskonstanten hat. Die Kristalloptik bezeichnet diese Erscheinung mit Doppelbrechung und führt sie zurück auf eine Anisotropie der Dielektrizitätskonstante. Die Phase der austretenden Welle hängt ab von der räumlichen Lage der optischen Achse. Weil in der Hohlleitertechnik meistens linear polarisierte Wellen benützt werden, muss vor und nach dem $\lambda/2$-Rohr ein Gebilde eingefügt werden, welches die einlaufende, linear polarisierte Welle in eine zirkular polarisierte verwandelt und umgekehrt die phasengeschobene Welle wieder in eine linear polarisierte zurückführt. Man macht diese Transformatron mit dem sogenannten $\lambda/4$-Rohr, das wiederum einem optisch einachsigen Kristall ganz bestimmter Dicke entspricht.

Im folgenden sollen zunächst die beiden Hauptbestandteile des Phasenschiebers mit Hilfe der Streumatrix analysiert werden.

2.2.1 Das $\lambda/4$- und $\lambda/2$-Rohr

Bekanntlich überträgt der runde Hohlleiter die Hauptschwingung (TE_{11}) in jeder beliebigen Polarisationsrichtung. Eine elliptisch polarisierte Welle kann daher nach der Fresnel'schen Methode jederzeit aus zwei unabhängigen und zueinander senkrecht stehenden, linear polarisierten Wellen zusammengesetzt werden. Das Mass der

Elliptizität wird dabei durch den räumlichen Phasenunterschied der Wellen in den beiden frei wählbaren orthogonalen Polarisationsebenen bestimmt. Wir können aus diesen Ueberlegungen schliessen, dass der runde Hohlleiter für den betrachteten Schwingungstyp als Achtpol aufzufassen ist, wobei jedem Eingang eine Polarisationsebene zugeschrieben wird. Das frei gewählte Paar zusammengehörender, orthogonaler Polarisationsebenen lässt sich ausserdem durch eine Drehung des Koordinatensystems in ein neues Paar verwandeln, da der runde Hohlleiter keine Vorzugspolarisation besitzt. Die Koordinatendrehung entspricht einer linearen Transformation der Wellenamplituden. Bezeichnen wir die einlaufenden Wellen durch den Spaltenvektor

$$\mathbf{a} = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \\ a_4 \end{pmatrix} \qquad 221.1$$

und die gestreuten, d.h. auslaufenden Wellen durch den Spaltenvektor

$$\mathbf{b} = \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \\ b_4 \end{pmatrix} \qquad 221.2$$

dann besteht für den erwähnten Achtpol die Matrixbeziehung[10)]

$$\mathbf{b} = \mathbf{S} \cdot \mathbf{a} \qquad 221.3$$

S nennt man die Streumatrix des Achtpols. Sie wird symmetrisch und unitär falls der Achtpol verlustfrei ist. Die Indizes 1 und 2 sowie 3 und 4 beziehen sich auf das zusammengehörende Paar orthogonaler Polarisationsebenen. Drehen wir jetzt beispielsweise das System (1, 2) um den Winkel θ in ein gestrichenes System (1', 2'), dann kann leicht gezeigt werden, dass die neue Streumatrix

$$\mathbf{S}' = \mathbf{T}^{-1}\, \mathbf{S}\, \mathbf{T} \qquad 221.4$$

$$\text{mit} \quad \mathbf{T} = \left(\begin{array}{cc|cc} \cos\theta & -\sin\theta & \multicolumn{2}{c}{0} \\ \sin\theta & \cos\theta & & \\ \hline \multicolumn{2}{c|}{0} & 1 & 0 \\ & & 0 & 1 \end{array}\right) \qquad 221.5$$

lauten muss. Schliesslich sei noch eine weitere Transformationsregel erwähnt, welche allgemein für 2n-Pole gilt. Verschiebt man nämlich die Bezugsebene des k-ten

Eingangs um den Weg l_k vom 2n-Pol weg, dann wird die neue Streumatrix S" gebildet durch

$$S'' = P \; S \; P \qquad 221.6$$

wobei P nur in der Hauptdiagonale von Null verschiedene Elemente enthält. Das Element hat den Wert

$$p_{kk} = e^{-j 2\pi \frac{l_k}{\lambda_k}}$$

λ_k ist die Wellenlänge im k-ten Wellenleiter.

Um nun die Eigenschaften des $\lambda/4$- und $\lambda/2$-Rohres zu untersuchen, sei ein gerader verlustloser Hohlleiter mit anisotropen Fortpflanzungskonstanten angenommen. Dieser Forderung genügt beispielsweise ein elliptischer Hohlleiter. Die Hauptachsen der Ellipse liegen in den Hauptpolarisationsebenen (Fig. 2).

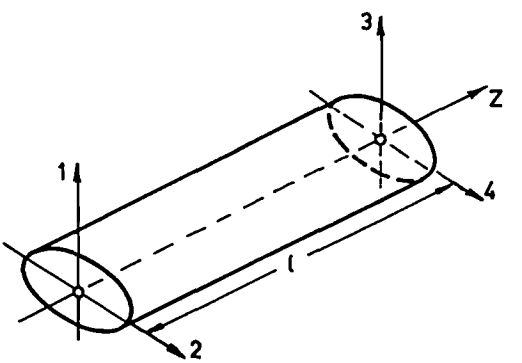


Fig. 2 Elliptischer Hohlleiter

Bezeichnen wir mit $\Gamma_1 = j \; \beta_1$ die Fortpflanzungskonstante in Polarisationsebene (1, Z) bezw. (3, Z) und mit $\Gamma_2 = j \; \beta_2$ die Fortpflanzungskonstante in der Polarisationsebene (2, Z) bezw. (4, Z) dann lässt sich die Streumatrix des Achtpols für die Bezugsebenen durch z = 0 und z = 1 sofort angeben:

$$S = \left[\begin{array}{cc|cc} \multicolumn{2}{c|}{0} & e^{-j\beta_1 l} & 0 \\ & & 0 & e^{-j\beta_2 l} \\ \hline e^{-j\beta_1 l} & 0 & \multicolumn{2}{c}{0} \\ 0 & e^{-j\beta_2 l} & & \end{array}\right] = e^{-j\beta_1 l} \left[\begin{array}{cc|cc} \multicolumn{2}{c|}{0} & 1 & 0 \\ & & 0 & e^{-jl(\beta_2-\beta_1)} \\ \hline 1 & 0 & \multicolumn{2}{c}{0} \\ 0 & e^{-jl(\beta_2-\beta_1)} & & \end{array}\right]$$

Für unsere Belange sind zwei Fälle von besonderem Interesse. 221.8

1. Fall: $(\beta_2 - \beta_1)l = \pm \pi/2$

$$S = e^{-j\beta_1 l} \left[\begin{array}{cc|cc} \multicolumn{2}{c|}{0} & 1 & 0 \\ & & 0 & \mp j \\ \hline 1 & 0 & \multicolumn{2}{c}{0} \\ 0 & \mp j & & \end{array}\right] \qquad 221.9$$

Aus der Streumatrix können wir folgendes herauslesen:

a) Linear polarisierte Wellen parallel zu 1 oder 2 erscheinen am Ausgang bei z=l wiederum als linear polarisierte Wellen parallel zu 3 oder 4.

b) Eine Welle, deren Polarisationsrichtung in der Winkelhalbierenden zwischen der 1- und 2-Achse liegt, kommt als rechts- bezw. linksdrehende zirkular polarisierte Welle bei z=l heraus.

c) Eine bei z=0 einlaufende zirkular polarisierte Welle erscheint bei z=l als linear polarisierte Welle parallel zur 3- oder 4-Achse, je nachdem ob eine rechts- oder linksdrehende Welle benutzt wurde.

2. Fall: $(\beta_2 - \beta_1)l = \pi$

$$S = e^{-j\beta_1 l} \left[\begin{array}{cc|cc} \multicolumn{2}{c|}{0} & 1 & 0 \\ & & 0 & -1 \\ \hline 1 & 0 & \multicolumn{2}{c}{0} \\ 0 & -1 & & \end{array}\right] \qquad 221.10$$

Hierüber lassen sich folgende Aussagen machen:

a) Linear polarisierte Wellen parallel zu 1 oder 2 erscheinen am Ausgang bei z=l wiederum als linear polarisierte Wellen.

b) Eine linear polarisierte Welle wie im 1. Fall unter b) beschrieben, erscheint auch als linear polarisierte Welle am Ausgang. Die Polarisationsebene hat sich aber inzwischen um 90° gedreht.

c) Eine zirkular polarisierte Welle erscheint nach Durchlaufen des $\lambda/2$-Rohres als eine im umgekehrten Sinn drehende zirkular polarisierte Welle.

d) Dreht man das Rohr bei gleichbleibender Fortpflanzungsrichtung um den Winkel θ, dann erfährt die zirkular polarisierte Welle eine Phasenverschiebung um $2\,\theta$. Dies lässt sich leicht mit den Gl. 221.4 und 221.5 nachweisen.

Die Eigenschaften des $\lambda/4$- und $\lambda/2$-Rohres decken sich vollständig mit den Eigenschaften der $\lambda/4$- und $\lambda/2$-Plättchen optisch einachsiger Kristalle[5], sofern wir von Dispersionserscheinungen der Kristalle absehen. Bei den letzteren wird die Anisotropie des Fortpflanzungsmasses hervorgerufen durch eine Anisotropie der Dielektrizitätskonstanten, beim elliptischen Hohlleiter hingegen durch die Geometrie des Querschnittes, denn hier ist selbstverständlich die Dielektrizitätskonstante und die magnetische Permeabilität unabhängig von den Raumkoordinaten.

2.2.2 Der vollständige Phasenschieber

Der Phasenschieber besteht, wie bereits erwähnt, aus einem drehbaren $\lambda/2$-Rohr, welches beidseitig durch $\lambda/4$-Rohre ergänzt wird. In Fig. 3 ist dies schematisch dargestellt, wobei gleichzeitig die Grundpolarisationsrichtungen 1, 2 und die Hilfspolarisationsrichtungen 3, 4 eingetragen sind. Die Streumatrix des Phasenschiebers lässt sich nun mit Hilfe der Gl. 221.4 und 221.6 schrittweise entwickeln.

Abschnitt 0-A ist ein runder Hohlleiter, an welchem lediglich die Transformation von den Grundpolarisationsrichtungen 1, 2 zu den um 45° gedrehten Hilfspolarisationsrichtungen 3, 4 vorgenommen wird.

Im 1, 2-System lautet die Streumatrix des runden Hohlleiters

$$S_o = e^{j\varphi_1} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \qquad 222.1$$

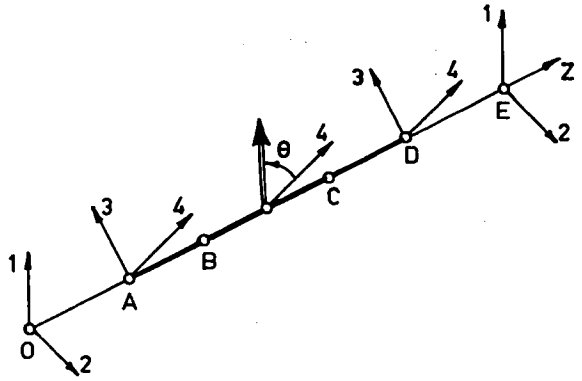


Fig. 3 Grund- und Hilfspolarisationsrichtungen im Rotationsphasenschieber

Nach der Drehung des Koordinatensystems um 45° gilt

$$S_1 = \tilde{T} S_o T = \frac{e^{j\varphi_1}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 1 \\ 1 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \qquad 222.2$$

mit

$$T = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \sqrt{2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sqrt{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 1 \end{pmatrix}$$

und φ_1 = Phasendrehung von 0 bis A.

Abschnitt A-D ist ein $\lambda/4$-Rohr, welches die normalerweise linear polarisierte Welle in eine zirkular polarisierte überführt. Der Vorgang entspricht einer Verschiebung der Referenzebene des 4-ten Eingangs unseres Achtpols um eine Viertel-Wellenlänge, d.h. gemäss Gl. 221.7 ist

$$p_{44} = -j$$

und
$$P = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -j \end{pmatrix}$$

Die Streumatrix S_1 geht damit über in

$$S_2 = PS_1P = \frac{e^{j(\varphi_1+\varphi_2)}}{\sqrt{2}} \left(\begin{array}{cc|cc} \multicolumn{2}{c|}{0} & 1 & -j \\ & & -1 & -j \\ \hline 1 & -1 & \multicolumn{2}{c}{0} \\ -j & -j & & \end{array}\right) \qquad 222.3$$

Abschnitt B-C ist das $\lambda/2$-Rohr. Da die "optische" Achse des Rohres irgend einen Winkel θ zur Achse 4 annehmen kann, soll S_2 vorerst durch eine Drehung des Koordinatensystems 3, 4 um den Winkel θ transformiert werden gemäss Gl. 221.4. Wir erhalten dann

$$S_2' = \tilde{T}\, S_2 T = \frac{e^{j(\varphi_1+\varphi_2)}}{\sqrt{2}} \left(\begin{array}{cc|cc} \multicolumn{2}{c|}{0} & e^{-j\theta} & je^{-j\theta} \\ & & -e^{j\theta} & -je^{j\theta} \\ \hline e^{-j\theta} & -e^{j\theta} & \multicolumn{2}{c}{0} \\ -je^{-j\theta} & -je^{+j\theta} & & \end{array}\right) \qquad 222.4$$

Dem Durchgang der Welle durch das $\lambda/2$-Rohr entspricht eine Verschiebung der 4-ten Referenzebene um eine halbe Wellenlänge, also

$$p_{44} = -1 \qquad \text{und} \qquad P = \left(\begin{array}{cc|cc} 1 & 0 & \multicolumn{2}{c}{0} \\ 0 & 1 & & \\ \hline \multicolumn{2}{c|}{0} & 1 & 0 \\ & & 0 & -1 \end{array}\right)$$

womit

$$S_3' = PS_2'P = \frac{e^{j(\varphi_1+\varphi_2+\varphi_3)}}{\sqrt{2}} \left(\begin{array}{cc|cc} \multicolumn{2}{c|}{0} & e^{-j\theta} & je^{-j\theta} \\ & & -e^{j\theta} & je^{j\theta} \\ \hline e^{-j\theta} & -e^{j\theta} & \multicolumn{2}{c}{0} \\ je^{-j\theta} & je^{j\theta} & & \end{array}\right) \qquad 222.5$$

Schliesslich drehen wir das Koordinatensystem um den Winkel θ zurück mittels

$$T\ (-\theta) = \tilde{T}\,(\theta)$$

und erhalten

$$S_3 = T(-\theta) \cdot S_3' \cdot T(-\theta) = \frac{e^{j(\varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3)}}{\sqrt{2}} \left[\begin{array}{cc|cc} \multicolumn{2}{c|}{0} & e^{-2j\theta} & je^{-2j\theta} \\ & & -e^{2j\theta} & je^{2j\theta} \\ \hline e^{-2j\theta} & -e^{2j\theta} & \multicolumn{2}{c}{0} \\ je^{-2j\theta} & je^{2j\theta} & & \end{array}\right] \qquad 222.6$$

Abschnitt C-D ist wieder ein $\lambda/4$-Rohr, welches die zirkular polarisierte Welle in eine linear polarisierte umwandelt. Wir bekommen jetzt, ähnlich wie im Abschnitt A-B,

$$S_4 = P \; S_3 \; P = \frac{e^{j(\varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 + \varphi_4)}}{\sqrt{2}} \left[\begin{array}{cc|cc} \multicolumn{2}{c|}{0} & e^{-2j\theta} & e^{-2j\theta} \\ & & -e^{2j\theta} & e^{2j\theta} \\ \hline e^{-2j\theta} & -e^{2j\theta} & \multicolumn{2}{c}{0} \\ e^{-2j\theta} & e^{2j\theta} & & \end{array}\right] \qquad 222.7$$

Im Abschnitt D-E drehen wir zum Schluss die Hilfspolarisationsrichtungen 3, 4 wieder in die Grundpolarisationsrichtungen 1, 2 und finden

$$S_5 = e^{j(\varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 + \varphi_4 + \varphi_5)} \left[\begin{array}{cc|cc} \multicolumn{2}{c|}{0} & e^{-2j\theta} & 0 \\ & & 0 & e^{2j\theta} \\ \hline e^{-2j\theta} & 0 & \multicolumn{2}{c}{0} \\ 0 & e^{2j\theta} & & \end{array}\right] \qquad 227.8$$

Man sieht daraus, dass eine parallel zur 1-Achse linear polarisierte Welle

$$a = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

nach Durchlaufen des gesamten Gebildes als linear polarisierte Welle austritt und eine Phasendrehung erfährt, denn

$$b = e^{j(\Sigma\varphi - 2\theta)} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

In diesem Fall wird der Hohlleiter mit zunehmendem Winkel elektrisch verkürzt und mit abnehmendem Winkel verlängert. Des weiteren folgt, dass eine halbe Umdrehung des $\lambda/2$-Rohrs eine Phasenverschiebung der Welle um 2π hervorruft und dass eine kontinuierliche Rotation des Rohrs eine ebenfalls kontinuierliche Phasenverschiebung erzeugt. Es liegt nun auf der Hand, mit diesem Mittel zeitproportionale Phasenmodulation zu betreiben. Die Grösse der Frequenzverschiebung hängt dabei ausschliesslich von der Drehzahl des $\lambda/2$-Rohrs ab. Es ist aber ganz klar, dass durch mechanische Rotation des Rohrs die Frequenz bestenfalls etwa 100 Hz verschoben werden kann und daher diese Lösung nur beschränktes Interesse bietet. Im folgenden soll nun gezeigt werden, dass mittels künstlich erzeugter Anisotropie der Fortpflanzungskonstanten die Frequenzumsetzung wesentlich erhöht werden kann.

2.3 Ueber die anisotrope Wellenfortpflanzung in Hohlleitern

Bekanntlich unterscheidet man in der Optik zwei Fälle anisotroper Fortpflanzungsmedien, nämlich die permanent anisotropen Medien und solche, die durch äussere Einflüsse künstlich anisotrop gemacht werden. Zu den ersteren zählt man alle Kristalle mit natürlicher Doppelbrechung. Künstliche Anisotropie erhält man auf verschiedene Arten, z.B. durch mechanische Deformation von Glas oder durch den magnetoptischen Cotton-Mouton Effekt an Flüssigkeiten oder durch den elektrooptischen Kerreffekt an Flüssigkeiten und Gasen[11].

Eine im wesentlichen übereinstimmende Beschreibung der anisotropen Wellenfortpflanzung lässt sich auch in der Mikrowellentechnik durchführen.

Permanent anisotrope Fortpflanzung erhält man, wie im Beispiel des elliptischen Hohlleiters, durch besondere Formgebung des Wellenleiterquerschnittes. Hier ist weder die Dielektrizitätskonstante noch die Permeabilität des Mediums richtungsabhängig, dagegen wird die Fortpflanzungskonstante eines bestimmten Schwingungsmodus bestimmt durch die Frequenz der Schwingung und die Dimensionen des Querschnittes. In den häufigsten Fällen besitzt der Querschnitt zwei orthogonale Symmetrieachsen. Regt man nun parallel zu diesen Achsen gleichfrequente linear polarisierte Wellen desselben Schwingungsmodus an, dann kann ohne weiteres gezeigt werden, dass die beiden Wellen unabhängig voneinander durch den Hohlleiter laufen. Einen Grenzfall anisotroper Fortpflanzung stellt der gewöhnliche rechteckige Hohlleiter dar. Die Querschnittsdimensionen sind aber derart gewählt, dass in jedem Modus eine der beiden Fortpflanzungskonstanten entartet und reell wird. Im runden Hohlleiter schliesslich ist jede Polarisationsrichtung gleichwertig.

Künstliche Anisotropie in Mikrowellenfeldern ist bis heute erst am ferromagnetischen Material Ferrit hinreichend untersucht worden[12), 13)]. Der magnetoptische Faraday-Effekt und der Cotton-Mouton-Effekt haben in einer Reihe sehr interessanter Anwendungen in der Mikrowellenschaltungstechnik Platz gefunden. Es sei hier an nichtreziproke Elemente wie Richtdämpungsglieder (isolator), Cirkulatoren, Gyratoren usw. erinnert[8), 13)]. Ueber den elektro-optischen Kerr-Effekt in Mikrowellenfeldern ist zur Zeit nur sehr wenig bekannt. Die in der Optik häufig untersuchten Flüssigkeiten Nitrobenzol und Schwefelkohlenstoff haben nur geringe doppelbrechende Eigenschaften, sodass sich wenig Aussicht bietet, diese Stoffe für künstliche Anisotropie in Mikrowellenfeldern bis zu Millimeterwellen heranzuziehen. Immerhin wäre es nicht uninteressant, diese Frage einmal näher zu untersuchen. Das Verhalten ferroelektrischer Stoffe im Mikrowellenbereich ist nur in wenigen Fällen untersucht worden[14), 15)]; Angaben über die Grösse der Doppelbrechung sind nicht bekannt.

Wenn wir jetzt zur Realisierung der Frequenzumsetzung durch den kontinuierlichen Phasenschieber nur noch Ferrite in Betracht ziehen, dann liegt der Grund ausschliesslich darin, dass gegenwärtig keine geeigneteren Stoffe mit doppelbrechenden Eigenschaften zur Verfügung stehen.

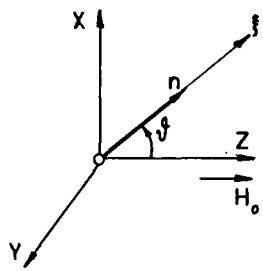
Die Bestimmung der Fortpflanzungskonstanten in einem mit Ferrit belasteten Hohlleiter fordert die Lösung der Wellengleichung unter den gegebenen Randbedingungen. Exakte Lösungen sind bisher nur für den vollständig mit Ferrit ausgefüllten runden Hohlleiter im Falle longitudialer Magnetisierung[16)] und für den vollständig oder teilweise mit Ferrit ausgefüllten rechteckigen Hohlleiter im Falle transversaler Magnetisierung[6)] gefunden worden. Aber gerade der uns interessierende, runde Hohlleiter mit einem transversal magnetisierten, axial gelagerten runden Ferritstab bietet einer exakten Analyse grösste Schwierigkeiten. Mit Hilfe der Polder'schen Arbeit[12)] lassen sich aber gewisse Schlüsse über das qualitative Verhalten in diesem bestimmten Fall machen. In der zitierten Arbeit wird die Fortpflanzung einer ebenen TEM-Welle in einem unendlich ausgedehnten homogen vormagnetisierten Ferritmedium untersucht (Fig. 4).

Die Analyse liefert folgendes Ergebnis für die Fortpflanzungskonstante:

$$-\frac{\Gamma^2}{\omega^2} = \frac{\varepsilon\mu_0}{2} \; \frac{\left[(\mu^2-\varkappa^2-\mu)\sin^2\vartheta+2\mu\right] \pm \left[(\mu^2-\varkappa^2-\mu)^2\sin^4\vartheta+4\,\varkappa^2\cos^2\vartheta\right]^{1/2}}{(\mu-1)\sin^2\vartheta+1} \qquad 23.1$$

Dabei bedeutet ε die Dielektrizitätskonstante des Ferrits und μ und $\varkappa$ sind die Tensorkomponenten der Permeabilität

$$\bar{\mu} = \mu_0 \begin{pmatrix} \mu & -j\varkappa & 0 \\ j\varkappa & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \qquad 23.2$$



ϑ = Winkel zwischen Wellennormalen $\bar{n}$ und Magnetfeld $\bar{H}_0$

Fig. 4 Koordinatensystem im Ferrit

Gl. 23.1 lässt sich mit Hilfe der Phasengeschwindigkeit

$$v = \frac{d\xi}{dt} = \frac{j\omega}{\Gamma}$$

etwas umformen und lautet dann

$$-\frac{\Gamma^2}{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0} = \frac{c^2}{v^2} = n^2 = \frac{\varepsilon_r}{2} \frac{\left[(\mu^2-\varkappa^2-\mu)\sin^2\vartheta+2\mu\right] \pm \left[(\mu^2-\varkappa^2-\mu)^2\sin^4\vartheta+4\varkappa^2\cos^2\vartheta\right]^{1/2}}{(\mu-1)\sin^2\vartheta+1}$$

23.3

Aus der letzten Gleichung ist die doppelbrechende Eigenschaft des Ferrits ohne weiteres ersichtlich. Zwei Fälle, nämlich $\vartheta = 0$ und $\vartheta = \frac{\pi}{2}$ kommen in der Mikrowellentechnik zur Anwendung.

1. Fall: $\vartheta = 0$, Magnetisierung parallel zur Fortpflanzungsrichtung der Welle.

Es ist dann $\quad n_1^2 = \varepsilon_r(\mu + \varkappa)$

und $\quad n_2^2 = \varepsilon_r(\mu - \varkappa) \qquad 23.4$

Die normalen Fortpflanzungsmodi sind links- bezw. rechtsdrehend zirkular polarisiert, d.h. der Ferrit ist optisch aktiv. Dieses Ergebnis äussert sich in der bekannten Faraday-Rotation.

Scharfmann[7] nützt im Zusammenhang mit rechtsdrehend zirkular polarisierten Wellen den stark feldabhängigen Brechungsindex n_2 für stromgesteuerte Phasenschieber aus. Diese Methode würde sich aber nur bei sägezahnförmiger Phasenmodulation für Frequenzumsetzung eignen.

2. Fall: $\vartheta = \frac{\pi}{2}$, Magnetisierung transversal zur Fortpflanzungsrichtung der Welle.

Für die Brechungsindizes ergeben sich die Beziehungen

$$n_\perp^2 = \varepsilon_r \frac{\mu^2 - \varkappa^2}{\mu} \qquad (\bar{H}_0 \perp \text{ zu h-Komponenten der Welle})$$

$$n_\parallel^2 = \varepsilon_r \qquad (\bar{H}_0 \parallel \text{ zu h-Komponenten der Welle}) \qquad 23.5$$

Die normalen Fortpflanzungsmodi sind zwei linear polarisierte Wellen mit ungleicher Phasengeschwindigkeit, d.h. der Ferrit ist doppelbrechend. Dies entspricht dem bekannten Cotton-Mouton-Effekt. Für ungedämpft präzessierende magnetische Elementardipole gelten die Ausdrücke

$$\mu = 1 + \frac{\gamma^2 H_0 M}{\gamma^2 H_0^2 - \omega^2}$$

$$\varkappa = \frac{\gamma \omega M}{\gamma^2 H_0^2 - \omega^2} \qquad 23.6$$

wobei $\gamma = 3,5 \frac{\text{MHz}}{\text{Acm}^{-1}}$,[8] und M die Magnetisierung bedeutet. Durch Einsetzen der Werte von Gl. 23.6 in Gl. 23.2 findet man die Fortpflanzungskonstanten

$$\Gamma_\perp = j \frac{\omega}{c} \left[\varepsilon_r \frac{\gamma^2 (H_0 + M)^2 - \omega^2}{\gamma^2 H_0 (H_0 + M) - \omega^2} \right]$$

$$\Gamma_\parallel = j \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_r} \qquad 23.7$$

Die nähere Betrachtung der ersten Gl. 23.2 zeigt, dass wir starke Doppelbrechung erst in der Nähe ferromagnetischer Resonanz erwarten können. Ferner sehen wir, dass die Fortpflanzungskonstante $\Gamma_\perp$ in erster Näherung proportional zur Frequenz verläuft. Die Phasenverschiebung ϕ pro Längeneinheit zwischen den beiden ausgezeichneten Wellen erhalten wir schliesslich aus

$$\phi = |\Gamma_\parallel - \Gamma_\perp| = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_r}\left\{1 - \left[\frac{\gamma^2(H_o + M)^2 - \omega^2}{\gamma^2 H_o(H_o + M) - \omega^2}\right]^{1/2}\right\} \qquad 23.8$$

Unsere Annahme ungedämpft präzessierender Elementardipole gilt aber niemals in Resonanznähe, sodass wir gezwungen sind, weitab von der Resonanz zu arbeiten. Gl. 23.8 lässt sich dann approximieren durch

$$\phi = \frac{\sqrt{\varepsilon_r}\,\gamma^2 M(H_o + M)}{2\omega c} \qquad 23.9$$

Um sich ein Bild zu machen über die Grössenordnung der Phasenverschiebung ϕ sei erwähnt, dass für einen Ferrit dessen Sättigungsmagnetisierung $M^+ \approx 2000$ Gauss, $\varepsilon_r = 9$ bei einer Kreisfrequenz $\omega = 4\pi \cdot 10^{10} S^{-1}$ und $H_o = 10^2$ Acm^{-1} sich ergibt

$$\phi \simeq 0,5 \text{ rad cm}^{-1} \simeq 25 \text{ grad cm}^{-1}$$

Obschon dieser Wert nur für eine TEM-Welle im unendlich ausgedehnten Ferritmedium gilt, darf ein messbarer Wert erwartet werden, wenn wir die Welle durch einen runden, teilweise mit Ferrit gefüllten Hohlleiter schicken. Die Untersuchungen von Karyanis et al.[17] im 3 cm-Band bestätigen dies. Die besondere Aufgabe besteht nun darin, die geometrischen Grössen des Ferritelementes experimentell so zu bestimmen, dass die gesamte Phasenverschiebung zwischen der "ordentlichen" und "ausserordentlichen" Welle den Wert π annimmt. Für unsere Zwecke der Frequenzumsetzung muss ausserdem das transversale Magnetfeld um die Hohlleiterachse rotieren können. Um eine möglichst hohe Frequenzverschiebung zu erhalten, wird am einfachsten ein Drehfeld mittels eines Zweiphasensystems erzeugt.

2.4 Technologische Ausführung

Der im Abschnitt 2.2 beschriebene Phasenschieber wurde für die Grundfrequenz f_1 = 24 GHz entworfen. Die verfügbare Mikrowellen-Messeinrichtung bestand aus Hohlleiterkomponenten mit rechteckigem Querschnitt (amerikanische Norm WR-42). Es war daher notwendig, neben den $\lambda/4$- und $\lambda/2$-Rohren geeignete Uebergänge vom rechteckigen zum runden Querschnitt zu konstruieren. Mit Hilfe eines konischen Stempels (Oeffnungswinkel 8^0) konnte der rechteckige Kupferhohlleiter auf 9 mm Durchmesser ausgeweitet werden. Senkrecht zur Polarisationsebene des dominanten Schwingungsmodus wurde eine Absorbtionsschicht aus einem metallisierten Glasträger eingeführt um ungünstige Mehrfachreflektionen innerhalb des Phasenschiebers zu verhindern. Das Stehwellenverhältnis (VSWR) war im Band von 22 - 26 kMHz kleiner als 1,08. Das $\lambda/4$-Rohr wurde aus einem kreiszylindrischen Rohr von 9 mm Durchmesser hergestellt. Um ihm die notwendige anisotrope Fortpflanzung zu geben, musste längs einer Mantellinie eine metallische Rippe zugefügt werden. Diese Rippe hat auf linear oder zirkular polarisierte Wellen denselben Einfluss wie ein elliptischer Hohlleiter. Ihre Dimensionen betragen bei 24 GHz etwa 45 mm in der Länge, 2 mm in der Höhe und 1 mm in der Dicke. Durch eine zweifach gestufte Impedanztransformation konnte eine gute Anpassung der Stosstelle an den runden Hohlleiter im betreffenden Frequenzband gewährleistet werden. Da vom $\lambda/2$-Rohr eine starke Frequenzabhängigkeit zu erwarten ist, wurden keine Anstrengungen unternommen, das $\lambda/4$-Rohr breitbandig zu gestalten. Um aber das Verhalten des ganzen Frequenzumsetzers besser beurteilen zu können, seien im Abschnitt 2.5 unvollkommene d.h. frequenzabhängige $\lambda/4$- und $\lambda/2$-Rohre untersucht.

Das $\lambda/2$-Rohr besteht im wesentlichen aus einem kreiszylindrischen Rohr, in dessen Innern koaxial ein runder Ferritstab gelagert wird. Als Rohr wurde ein beidseitig geöffnetes, dünnwandiges Reagenzglas von ebenfalls 9 mm Durchmesser benützt. Seine Innenseite musste mittels Einbrennsilber leitend gemacht werden. Die Dicke der leitenden Schicht soll 0,01 mm nicht überschreiten, da sonst bei grösseren Frequenzverschiebungen eine zu grosse Dämpfung des äusseren magnetischen Drehfeldes infolge Wirbelstromerzeugung in Kauf genommen werden muss. Andererseits darf die Schicht nicht zu dünn sein, weil dann die Voraussetzungen für Hohlleiterwellen nicht mehr gegeben sind, d.h. ein Teil der Mikrowellen kann durch die Schicht in den freien Raum austreten.

Der Ferritstab darf wegen seiner hohen Dielektrizitätskonstante ($\varepsilon_r \sim 9 \div 16$) nicht den ganzen Hohlleiterquerschnitt ausfüllen. Er würde sonst die Grenzfrequenz aller TE- und TM-Schwingungstypen so stark erniedrigen, dass die einfallende TE_{11}-Welle an den Stosstellen in höhere Modi transformiert wird. Durch ihre ungünstige

Feldverteilung in bezug auf das Vormagnetisierungsfeld verursachen sie aber im allgemeinen einen geringeren Anisotropieeffekt als der TE_{11}-Modus. Die experimentellen Untersuchungen haben gezeigt, dass in solchen Fällen entweder grosse Dämpfungsspitzen oder zu geringe Unterschiedlichkeit der Phasenkonstanten in zwei orthogonalen Polarisationsrichtungen resultieren. Als wirksame Massnahme hat sich die Verjüngung des Hohlleiterquerschnittes über einem Teil des Ferritstabes herausgestellt. Der Stab wird durch eine dielektrische Büchse mit metallisierter Oberfläche zentriert und gelagert, mit dem Zweck, einerseits den Querschnitt des Hohlleiters zu verengen und andererseits die Wirbelstromerzeugung weitgehend zu vermeiden.

Die Anpassung des Ferritelementes an den normalen runden Hohlleiter stellt ein weiteres wichtiges Problem. Es konnte nur in einem engeren Frequenzband (ca. 400 MHz) einigermassen befriedigend gelöst werden. Die besten Ergebnisse verschiedener Versuche zeigten konisch zugespitzte Ferritstäbe oder zylindrische Stäbe mit Teflonspitzen. Dabei wurde festgestellt, dass geringe Aenderungen in der Länge des Ferrites oft grosse Veränderungen in den Uebertragungseigenschaften des $\lambda/2$-Rohres hervorriefen. Es konnte nicht festgestellt werden, in welchem Mass Mehrfachreflexionen und Modustransformationen an dieser Erscheinung beteiligt sind.

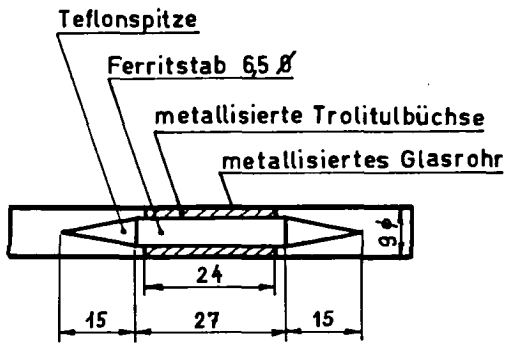


Fig. 5 Querschnitt durch $\lambda/2$-Rohr

Anstelle von Ferritstäben sind von Karyanis et al.[17] auch Ferritrohre mit gutem Erfolg verwendet worden. Seine Untersuchungen bewegen sich allerdings im 3cm-Band, in welchem man mit einer geringeren magnetischen Erregung auskommt (s. Gl. 23.7). Unsere Versuche mit Röhrchen im 24 GHz Gebiet verliefen erfolglos, da weder geeignete Ferrite noch passende Rohrformen zur Verfügung standen. Die nachträgliche Bearbeitung von Ferritrohren durch Schleifen und Bohren ist recht mühsam, weil das Material spröde und brüchig ist.

Ein vierpoliger Stator, der durch zwei um 90° phasenverschobene Niederfrequenzströme erregt wurde, lieferte das für die Frequenzumsetzung notwendige magnetische Drehfeld von etwa 650 A/cm. Das recht hohe Magnetfeld bedingt sorgfältige Anpassung der Statorwicklung an die Endstufen der Leistungsverstärker. Ausserdem ist der magnetische Kreis über den Ferrit durch relativ grosse Luftspalte unterbrochen, sodass die resultierende hohe Induktivität der Wicklung durch in Reihe geschaltene Kapazitäten kompensiert werden musste. Die obere Grenzfrequenz der beiden verfügbaren Leistungsverstärker betrug 7 kHz. Damit konnte eine Frequenzverschiebung von 14 kHz erzielt werden. Allerdings bereitete das starke Drehfeld bei diesen Frequenzen schon Schwierigkeiten: der Ferrit erwärmte sich infolge Hystereseverluste in kurzer Zeit auf etwa $65^{o}C$.

Immerhin ist an dieser Stelle festzuhalten, dass gegenüber der geringen Frequenzverschiebung, welche mit mechanisch rotierenden Phasenschiebern möglich ist, der magnetisch rotierende Frequenzumsetzer eine bemerkenswerte Verbesserung bringt.

2.5 Das Verhalten unvollkommender $\lambda/2$- und $\lambda/4$-Rohre

Bisher wurden verlustfreie, vollkommene $\lambda/2$- und $\lambda/4$-Rohre angenommen. Diese Voraussetzungen treffen besonders für das ferritbestückte $\lambda/2$-Rohr nicht mehr zu, da sowohl die ordentliche als auch ausserordentliche Welle beim Durchlaufen des Ferrits unterschiedlichen Dämpfungen unterworfen sind. Die Gründe für dieses Verhalten wurden bereits im Abschnitt 2.4 kurz zusammengefasst. Eine zirkular polarisierte, einfallende Welle wird daher im allgemeinen nach dem Durchgang durch das $\lambda/2$-Rohr als elliptisch polarisierte Welle austreten und kann im anschliessenden $\lambda/4$-Rohr nicht mehr in die gewünschte Polarisationsrichtung zurücktransformiert werden. Eine der zwei resultierenden linear polarisierten Komponenten wird - um Mehrfachreflexionen zu verhüten - im Uebergang zum rechteckigen Hohlleiter vernichtet. Die ungenützte Komponente erhöht selbstverständlich die Betriebsdämpfung des ganzen Phasenschiebers.

Die Streumatrix des verlustbehafteten $\lambda/2$-Rohres lässt sich leicht aus Gl. 221.10 verallgemeinern:

$$S = e^{-j\beta_1 l} \left[\begin{array}{cc|cc} \multicolumn{2}{c|}{0} & d_1 & 0 \\ & & 0 & -d_2 e^{j\delta} \\ \hline d_1 & 0 & \multicolumn{2}{c}{0} \\ 0 & -d_2 e^{j\delta} & & \end{array}\right] \qquad 25.1$$

Darin bedeuten d_1 und d_2 die Verhältnisse der austretenden zu den einfallenden Wellenamplituden und δ eine eventuelle Phasenabweichung vom Wert π . Die Matrix ist nicht mehr unitär. Es soll nun untersucht werden, welchen Einfluss ein unvollkommenes $\lambda/2$-Rohr auf die Eigenschaften des Phasenschiebers hat. Schalten wir nach dem $\lambda/2$-Rohr ein vollkommenes $\lambda/4$-Rohr in den Strahlengang, so lautet die neue Matrix gemäss Gl. 221.6 und nach einer Drehung der Bezugspolarisationen um 45° gemäss Gl. 221.5 und den Bezeichnungen in Fig. 3

$$S = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\begin{array}{cc|cc} \multicolumn{2}{c|}{} & d_1 & d_1 \\ & & -jd_2 e^{j\delta} & jd_2 e^{j\delta} \\ \hline d_1 & -jd_2 e^{j\delta} & \multicolumn{2}{c}{0} \\ d_1 & jd_2 e^{j\delta} & & \end{array}\right] \qquad 25.2$$

Eine einfallende zirkular polarisierte Welle, deren Amplitudenquadrat zu 1 normiert sei, kommt demnach als elliptisch polarisierte Welle heraus.

$$b = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ d_1 + d_2 e^{j\delta} \\ d_1 - d_2 e^{j\delta} \end{pmatrix}$$

Die Komponente b_3 ist das gesuchte Nutzsignal, die Komponente b_4 wird nach Voraussetzung vernichtet. Es lässt sich nun ohne weiteres ein Umsetzungsverlust L definieren als Verhältnis zwischen den Amplitudenquadraten der einfallenden Welle und dem Nutzsignal.

$$L = \left|\frac{a}{b_3}\right|^2 = \frac{1}{\frac{1}{4}\left\{d_1^2 + d_2^2 + 2\, d_1 d_2 \cos\delta\right\}} \qquad 25.3$$

oder im db-Masstab ausgedrückt

$$L(db) = -10 \log \frac{1}{4} \left\{d_1^2 + d_2^2 + 2\, d_1 d_2 \cos\delta\right\} \qquad 25.4$$

Das Ergebnis ist bemerkenswert, denn es zeigt, dass der Phasenunterschied π zwischen der ordentlichen und ausserordentlichen Welle im $\lambda/2$-Rohr nicht kritisch ist. Beträgt die Abweichung vom Wert π beispielsweise $\pi/3$ und sind die Dämpfungsgrössen $d_1 = d_2 = 1$, dann beträgt der Umsetzungsverlust erst L = 1,25 db. Allerdings nimmt dieser Wert rasch zu mit fallenden d_1 und d_2.

Aus der vorausgegangenen Rechnung lässt sich noch ein weiterer interessanter Schluss ziehen:

Es lässt sich ein, wenn auch verlustbehafteter Phasenschieber bauen, ohne Benützung eines $\lambda/2$-Rohres. Legt man nämlich anstelle des Ferrits in den unverjüngten runden Hohlleiter diametral eine Dämpfungsschicht - beispielsweise aus einem metallisierten Glasplättchen - dann wird die parallel zur Schicht polarisierte Wellenkomponente weggedämpft, während die senkrecht dazu stehende Komponente ungehindert durchläuft. Gemäss Gl. 25.4 beträgt der Umsetzungsverlust

$$L\,(\mathrm{db}) = -10 \log \frac{(1-d_2)^2}{4}$$

Das Glied mit cos δ nimmt den Wert $-2d_1d_2$ an, weil die beiden orthogonalen Komponenten gegeneinander keine Phasenverschiebung erfahren. Im günstigsten Fall (d_2=0) wird L = 6 db. Dass sich tatsächlich ein um die doppelte Drehfrequenz verschobenes Nutzsignal ergibt, ist leicht aus den Abschnitten 22.1 und 22.2 abzuleiten. Es ist aber auch ohne weiteres einzusehen, weshalb durch die Drehung der Dämpfungsschicht eine zeitproportionale Phasenmodulation entsteht. Die Absorptionsschicht lässt die durch das erste $\lambda/4$-Rohr erzeugte, zirkular polarisierte Welle zu einer elliptisch polarisierten entarten. Das zweite $\lambda/4$-Rohr löst die Welle wiederum auf in zwei orthogonale, linear polarisierte Komponenten, deren eine im Uebergang zum rechteckigen Hohlleiterquerschnitt vernichtet wird. Damit erklärt sich der relativ hohe Umsetzungsverlust. Die Phase der austretenden Welle ist abhängig von der Elliptizität der im Dämpfungsrohr deformierten Welle und damit von der Lage der Schicht. Der Phasenschieber weist einen weiteren Nachteil auf: die Phase lässt sich nur durch mechanische Rotation der Schicht schieben und fällt daher für unsere Anwendungen ausser Betracht.

Die im Phasenschieber verwendeten $\lambda/4$-Rohre haben im allgemeinen vernachlässigbare Dämpfung, sei nun die Verzögerungsstruktur aus metallischen oder dielektrischen Elementen aufgebaut. Dafür fallen relativ kleine Abweichungen von der $\pi/2$-Phasenschiebung zwischen den beiden Grundpolarisationsrichtungen ins Gewicht. Es soll daher das Verhalten eines unvollkommenen $\lambda/4$-Rohres untersucht werden.

Anstelle der Streumatrix S_2 von Gl. 222.3 gilt für eine beliebige Phasenverschiebung φ der beiden orthogonalen Wellenkomponenten.

$$S_2 = \frac{e^{j(\varphi_1+\varphi_2)}}{\sqrt{2}} \left[\begin{array}{cc|cc} \multicolumn{2}{c|}{0} & 1 & e^{j\varphi} \\ & & -1 & e^{j\varphi} \\ \hline 1 & -1 & \multicolumn{2}{c}{0} \\ e^{j\varphi} & e^{j\varphi} & & \end{array}\right]$$

Diese Matrix bezieht sich auf das in Fig. 3 dargestellt (3, 4)-Achsenkreuz. Auf das (1, 2)-System reduziert lautet sie

$$S = \frac{e^{j(\varphi_1+\varphi_2)}}{2} \left[\begin{array}{cc|cc} \multicolumn{2}{c|}{0} & (1+e^{j\varphi}) & (-1+e^{j\varphi}) \\ & & (-1+e^{j\varphi}) & (1+e^{j\varphi}) \\ \hline (1+e^{j\varphi}) & (-1+e^{j\varphi}) & \multicolumn{2}{c}{0} \\ (-1+e^{j\varphi}) & (1+e^{j\varphi}) & & \end{array}\right] \qquad 25.6$$

Eine längs der 1-Achse einfallende linear polarisierte Welle tritt demnach als elliptisch polarisierte Welle heraus

$$b = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 + e^{j\varphi} \\ -1 + e^{j\varphi} \end{pmatrix} \qquad 25.7$$

Das Mass der Elliptizität ist gegeben durch das Verhältnis der Amplituden der beiden Teilwellen:

$$\varepsilon = \left| \frac{b_3}{b_4} \right| = \sqrt{\frac{1 + \cos\varphi}{1 - \cos\varphi}} \qquad 25.8$$

Um nun messtechnisch festzustellen, bei welcher Frequenz das $\lambda/4$-Rohr genau zirkulare Polarisation erzeugt, könnte grundsätzlich so vorgegangen werden, dass man die Komponenten b_3 und b_4 misst. Diese müssen für zirkulare Polarisation gleich gross sein. Gerade dieser Umstand gestattet aber keine genauen Messungen. Eine Methode, die wesentlich bessere Resultate liefert, da je Frequenzeinheit grössere Leistungsunterschiede auftreten, besteht darin, dass man zwei identische $\lambda/4$-Rohre zu einem $\lambda/2$-Rohr zusammenschaltet. Das Ausgangssignal ist dann in seiner Polarisation gegenüber dem Eingangssignal um 90° gedreht. Dämpft man jetzt das Ausgangssignal in einer Absorptionsschicht weg, so dürfte in einem angeschlossenen rechteckigen Hohlleiter - mit der breiten Seite parallel zur Schicht - gar kein Signal mehr

empfangen werden. Ist die Phasenverschiebung nicht genau π, dann wird eine Komponente der resultierenden elliptisch polarisierten Welle in den Empfänger gelangen. Für die aus dem $\lambda/2$-Rohr tretende Welle gilt dieselbe Beziehung wie Gl. 25.7 mit der Zusatzbedingung, dass $\varphi = \pi - \delta$, wobei δ die frequenzabhängige Abweichung von π bedeuten soll:

$$\mathbf{b} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 - e^{-j\delta} \\ -1 - e^{-j\delta} \end{pmatrix}$$

Da nun in der Messung die Komponente b_4 vernichtet wird, kann die Dämpfung des Eingangssignals gleich angegeben werden:

$$\left| \frac{b_3}{a_1} \right|^2 = \frac{1 - \cos\delta}{2} \qquad \text{(a wurde zu 1 normiert)}$$

Für kleine δ gilt die Näherung

$$\left| \frac{b_3}{a_1} \right|^2 \simeq \frac{\delta^2}{4}$$

φ bezw. δ lassen sich als Funktion der Frequenz aus den anisotropen Eigenschaften der $\lambda/4$-Rohre berechnen, denn

$$\varphi(\omega) = (\beta_2 - \beta_1)\, l_o \qquad 25.9$$

wobei β_2 und β_1 die Phasenkonstanten in den beiden Grundpolarisationsrichtungen und l_o die Gesamtlänge der beiden $\lambda/4$-Rohre darstellen. Für Hohlleiter besteht ferner die Beziehung

$$\beta = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2} = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \nu^2} \qquad 25.10$$

mit ω_c = Grenzfrequenz des TE_{11}-Modus und $\nu = \frac{\omega_c}{\omega}$

Gl. 25.9 schreibt sich also

$$\varphi(\omega) = \frac{\omega l_o}{c} \left\{ \sqrt{1 - \nu_2^2} - \sqrt{1 - \nu_1^2} \right\}$$

Wir entwickeln diese Funktion in der Umgebung von ω_1, wo

$$\varphi(\omega_1) = \pi \qquad 25.11$$

sein soll, nach einer Taylor-Reihe und brechen nach dem 2. Glied ab:

$$\varphi(\omega) \simeq \varphi(\omega_1) + \left.\frac{d\varphi}{d\omega}\right|_{\omega_1} \cdot (\omega - \omega_1) = \pi - \delta \qquad 25.12$$

Eine einfache Rechnung liefert mit Gl. 25.11

$$\left.\frac{d\varphi}{d\omega}\right|_{\omega_1} = - \frac{\pi}{\omega_1} \cdot \frac{1}{1 - \nu_{11}^2 + \frac{\pi c}{\omega_1 l_o} \sqrt{1 - \nu_{11}^2}} \qquad 25.13$$

Für die hier untersuchten $\lambda/4$-Rohre wurden folgende Daten gemessen:

$$\omega_1 = 2\pi \cdot 2{,}38 \cdot 10^{10}\ s^{-1}$$
$$l_o = 2 \cdot 4{,}2\ cm$$
$$\nu_{11} = 0{,}82$$

und somit $$\left.\frac{d\varphi}{d\omega}\right|_{\omega_1} = - \frac{2{,}47 \cdot \pi}{\omega_1}$$

Das Korrekturglied 1. Ordnung in Gl. 25.12 beträgt daher

$$\delta = \frac{2{,}47 \cdot \pi}{\omega_1} (\omega - \omega_1)$$

Damit ist der Dämpfungsverlauf der Funktion $\left| b_3/a_1 \right|^2$ in der Umgebung der Frequenz ω_1 gegeben. Er ist zusammen mit dem gemessenen Verlauf in Fig. 6 dargestellt. Die nicht vollständige Dämpfung des Eingangssignals bei der Frequenz deutet auf Reflexionen hin. Im allgemeinen ist aber die Uebereinstimmung zwischen gerechneten und gemessenen Werten gut.

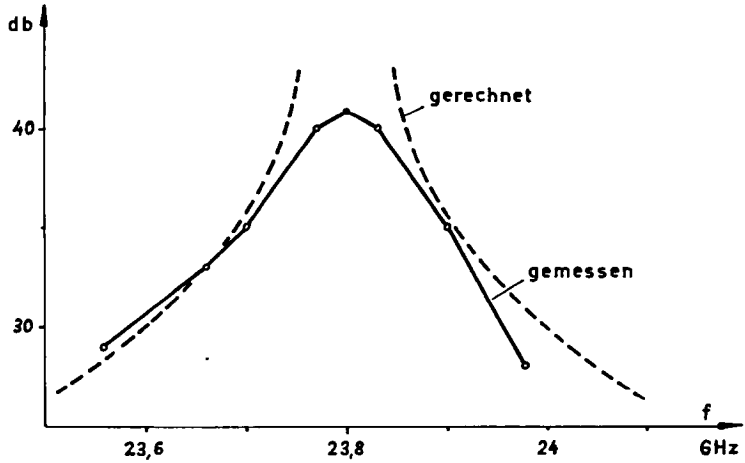


Fig. 6 Bestimmung zirkularer Polarisation an zwei in Serie geschalteten $\lambda/4$-Rohren

2.6. Messergebnisse am vollständigen Ferrit-Frequenzumsetzer

Eine Reihe von Messungen über Phasendrehung und Dämpfung der ordentlichen und ausserordentlichen Welle an verschiedenen Ferriten in Funktion des angelegten äusseren Magnetfeldes dienten als Unterlagen zur empirischen Dimensionierung des $\lambda/2$-Rohres. Als Messanordnung wurde die Brückenmethode von Wohler[18] gewählt, da sie die Bewertung der Ergebnisse erleichterte. Ihre Genauigkeit war für unsere Zwecke hinreichend. Fig. 7 zeigt das Schema der Messanordnung.

Im vorliegenden Fall wurde ein Antennen-Ferrit FX-00098 der Magnesium-Steatit Gesellschaft gewählt, dessen Dimensionen aus Fig. 5 ersichtlich sind. Fig. 8 zeigt den Verlauf der Phasendrehung $\varphi_\perp$ und $\varphi_\parallel$ gemäss den in Gl. 23.5 eingeführten Bezeichnungen. Die differentielle Phasendrehung $\Delta\varphi = |\varphi_\perp - \varphi_\parallel|$ ist als Mass der Anisotropie des Ferritelementes miteingetragen.

Wesentlich für das Verhalten des Frequenzumsetzers sind die entsprechenden Dämpfungskomponenten $d_\perp$ und $d_\parallel$, welche in Fig. 9 dargestellt sind.

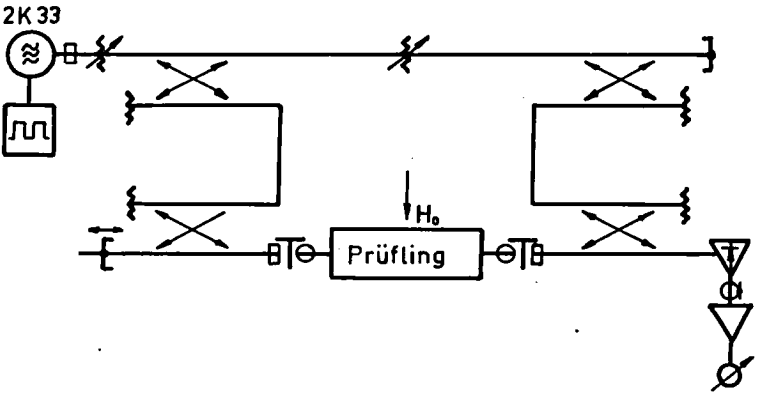


Fig. 7 Anordnung zur Messung der Anisotropie des $\lambda/2$-Rohres

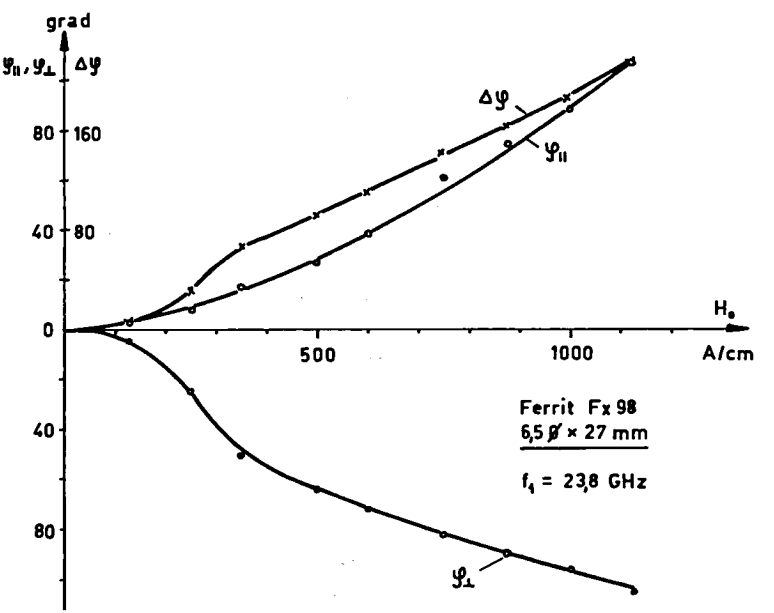


Fig. 8 Phasendrehung der ordentlichen und ausserordentlichen Welle

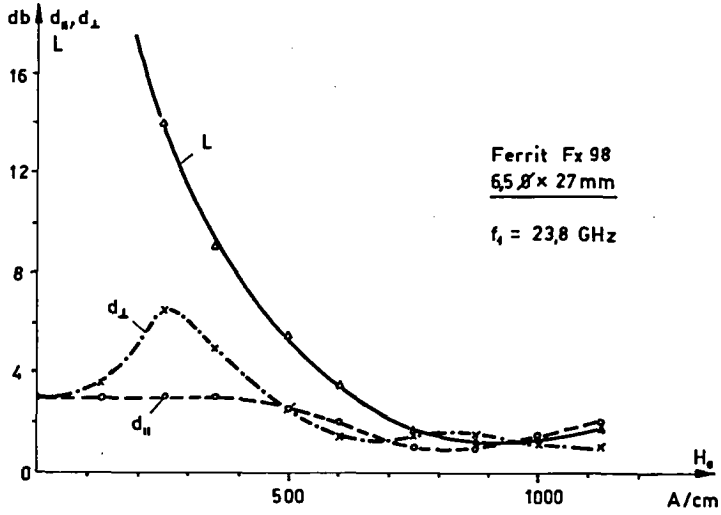


Fig. 9 Dämpfung der ordentlichen und ausserordentlichen Welle

Aus ihnen ist der Umsetzungsverlust L nach Gl. 25.4 errechnet worden. Dieselbe Figur zeigt deutlich, dass das Feld $\bar{H}_0$ 500 A/cm überschritten haben muss, damit an verlustarme Umsetzung gedacht werden kann. Da bei höherem Feld auch die Verluste in der Statorwicklung, Hystereseverluste und Wirbelstromverluste steigen, muss ein vernünftiger Kompromiss gefunden werden. Der Arbeitspunkt des Umsetzers wurde daher auf eine Feldstärke von etwa 650 A/cm festgelegt. In diesem Punkt ist auch die Frequenzabhängigkeit des Umsetzers aufgenommen worden (Fig. 10).

Die relativ schmale Bandbreite von ungefähr 500 MHz ist teils auf die $\lambda/4$-Rohre, im wesentlichen aber auf das $\lambda/2$-Rohr selber zurückzuführen. Durch entsprechenden experimentellen Aufwand liesse sich die Bandbreite um einiges erhöhen.

Von besonderer Bedeutung ist sodann das Spektrum der austretenden Welle. Es ist leicht einzusehen, dass der unvollkommene Umsetzer noch andere Linien neben der Hauptlinie ($\omega_1 + 2\,\omega_2$) erzeugt. Im allgemeinen wird durch unvermeidbare Reflexionen im Umsetzer und durch Modustransformationen auch die Grundfrequenz ω_1 an den Ausgang des 4-Pols gelangen. Auch ein elliptisches magnetisches Drehfeld kann das Auftreten einer neuen Linie verursachen, da es aus zwei ungleichen, gegeneinander rotierenden, zirkularen Feldern aufgebaut ist, von denen das eine die Hauptlinie ($\omega_1 + 2\,\omega_2$) und das andere die Nebenlinie ($\omega_1 - 2\,\omega_2$) erzeugt. Schliesslich

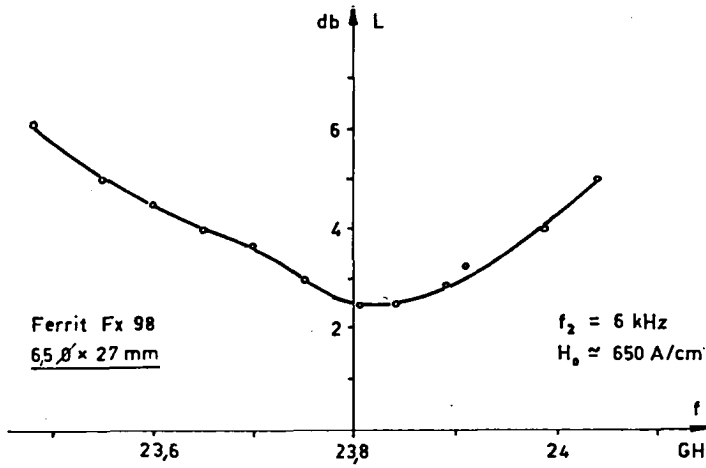


Fig. 10 Umsetzungsverlust

kann das magnetische Drehfeld Harmonische enthalten oder durch Sättigungserscheinungen hervorrufen, welche ihrerseits neue Nebenlinien im Spektrum bestimmen.

Im Hinblick auf die Anwendungen des Ferrit-Frequenzumsetzers ist die genaue Kenntnis des Spektrums wichtig. Es wurde mittels eines improvisierten Analysators aufgenommen, dessen Kern ein weiterer Frequenzumsetzer von noch zu beschreibender Art (Abschnitt 3) ist. Die Messanordnung ist in Fig. 11 schematisch dargestellt. Mit dem Messempfänger E, dessen Bandbreite ca. 200 Hz beträgt, wurde die Intensität jeder Linie einzeln ausgemessen.

Das Ergebnis zeigt Fig. 12. Es fällt auf, dass die Grundfrequenz ω_1 recht stark durch den Umsetzer hindurchdringt und dass die Nebenlinien im Vergleich zur Hauptlinie ($\omega_1 + 2\omega_2$) höchstens 25-30 db unter dem Pegel der Hauptlinie liegen. Durch Anpasstransformatoren konnten die unerwünschten Spektrallinien um weitere 5-10 db unterdrückt werden, wobei allerdings eine Verringerung der Bandbreite des Umsetzers in Kauf genommen werden musste. Die im Stator je Polpaar aufgenommene Leistung für ein Drehfeld von 650 A/cm betrug 18 W. Da die Endstufen der Verstärker maximal 20 W abgeben konnten, und bei dieser Aussteuerung etwa 15% Klirrfaktor aufwiesen, ist ohne weiteres erklärlich, weshalb keine stärkere Unterdrückung der Nebenlinien erreicht wurde. In Fig. 13 sind die Bestandteile des Ferrit-Frequenzumsetzers abgebildet.

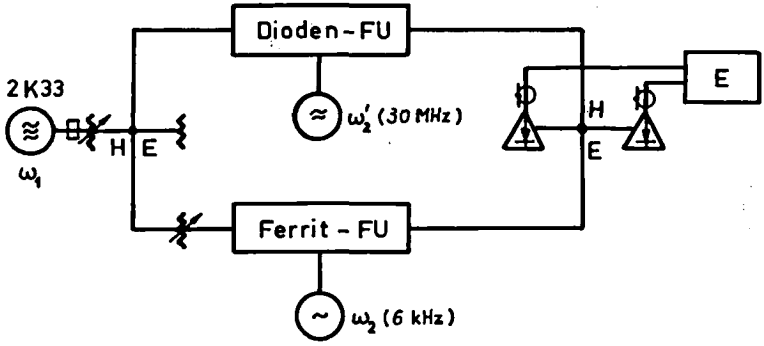


Fig. 11 Anordnung zur Messung des Spektrums

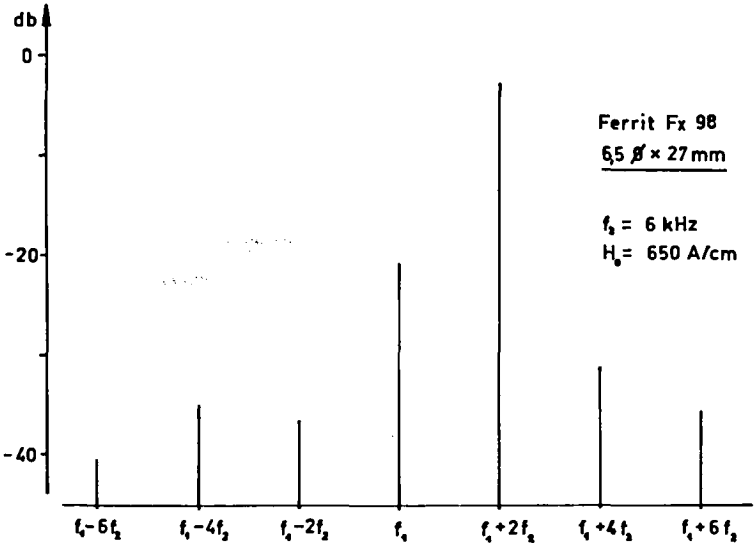


Fig. 12 Leistungsspektrum bezogen auf Eingangspegel

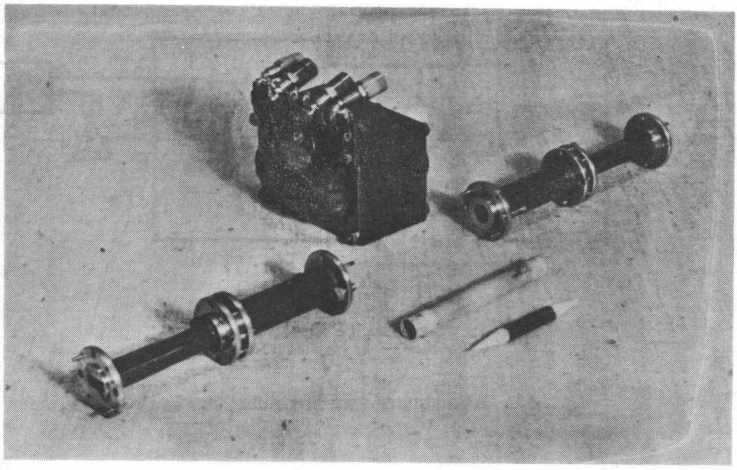


Fig. 13 Bestandteile des Ferrit-Frequenzumsetzers

2.7 Vor- und Nachteile des Ferrit-Frequenzumsetzers

Zusammenfassend sollen an dieser Stelle die wesentlichen Merkmale des Ferrit-Frequenzumsetzers aufgezählt werden.

a) Das Verfahren. Durch eine kontinuierliche, zeitproportionale Phasenmodulation ist es möglich, die Frequenz eines Mikrowellensignals im Spektrum nach höheren oder tieferen Frequenzen zu verschieben. Als Modulationsmittel wird ein kontinuierlicher Phasenschieber benützt. Sein wesentlichstes Element ist ein $\lambda/2$-Rohr, dessen Anisotropie durch einen transversal magnetisierten Ferrit hervorgerufen wird. Die zeitproportionale Phasenmodulation stellt grundsätzlich die idealste Lösung der Frequenzumsetzung dar.

b) Die Grösse der Frequenzverschiebung. Sie ist gegeben durch die Frequenz des Drehfeldes. Bei gegebener Modulationsleistung ist sie begrenzt durch die wirksame Grösse des Drehfeldes. Es wurde eine Verschiebung von $\pm$ 14 kHz erreicht.

c) Der Umsetzungsverlust. Dieser kann bei geeigneter Wahl des Ferrits und durch günstige Gestaltung der Struktur sehr niedrig gehalten werden (1 - 3 db). Das $\lambda/2$-Rohr ist nicht kritisch in Bezug auf genaue Einhaltung der 180°-Phasenverschiebung zwischen der ordentlichen und ausserordentlichen Welle.

d) Das Spektrum. Sorgfältige Konstruktion des Drehfeldes, klirrfreies Modulationssignal und gute Anpassung aller Mikrowellenbauteile sind wesentlich für genügende Unterdrückung unerwünschter Nebenlinien.

e) Die Modulationsleistung. Sie wird bedingt durch die Grösse des notwendigen Drehfeldes und die unvermeidlichen Verluste im Stator und in der Mikrowellenstruktur. Der Leistungsaufwand beträgt einige zehn Watt, was als Nachteil des Umsetzers zu bewerten ist. Massgebend für die Grösse des Feldes sind die gyromagnetischen Eigenschaften des Ferrits und das Frequenzband in welchem der Umsetzer arbeitet. Grösserer Wellenlängen gestatten das Arbeiten mit geringeren Feldern (Gl. 23.9).

f) Anwendungsmöglichkeiten. Jeder Umsetzer lässt sich in einem Ueberlagerungsempfänger benützen. Die verhältnismässig geringe Frequenzverschiebung dieser Art Umsetzer gestattet allerdings nur den Empfang ganz schmalbandiger Signale. Immerhin kann im Zusammenhang mit Kristalldetektoren die Empfindlichkeit einer solchen Empfangsapparatur gegenüber üblichen Kristalldetektorempfängern um 40 - 50 db erhöht werden. Auf diese Möglichkeit soll in einem späteren Abschnitt eingegangen werden. Durch die starre Beziehung zwischen den Frequenzen des Eingangs- und Ausgangssignals können ferner über den Doppelereffekt sehr präzise Geschwindigkeitsmessungen an bewegten Objekten gemacht werden.

3. DER EINSEITENBANDMODULATOR ALS FREQUENZUMSETZER

Im Abschnitt 2.1 wurde gezeigt, dass die zeitproportionale Phasenmodulation die ideale Form der Frequenzumsetzung darstellt, besonders in Bezug auf die Umsetzungsverluste. In gewissen Fällen sind diese von untergeordneter Bedeutung; wesentlich ist vielmehr die Grösse der erreichbaren Frequenzverschiebung, welche beim Ferrit-Frequenzumsetzer aus bekannten Gründen vorläufig auf 10 - 20 kHz begrenzt ist. Wesentlich günstigere Ergebnisse werden in dieser Beziehung durch eine besondere Amplitudenmodulation erzielt, die in der Rundfunktechnik schon lange bekannt ist. Die Anwendung der Methode in der Mikrowellentechnik führt auf eine besonders einfache Schaltung.

3.1 Grundgedanke

Eine unmodulierte Welle wird in zwei gleich grosse, um 90° gegeneinander phasenverschobene Komponenten aufgespalten. Beide Komponenten werden durch ein gleichfrequentes Modulationssignal in der Amplitude variiert, wobei zwischen den beiden Modulationssignalen ebenfalls 90° Phasenverschiebung besteht. Sorgt man nun dafür, dass der Träger bei der Amplitudenmodulation unterdrückt wird, dann können die resultierenden Seitenbänderpaare derart überlagert werden, dass ein Seitenband durch Interferenz eliminiert wird und am Ausgang der Schaltung nur das zweite Seitenband erscheint.

3.2 Lösungsmöglichkeit

Ein 3 db Richtungskoppler oder ein Magisches T (Fig. 14a) dient zur Teilung der bei 1 einfallenden, unmodulierten Welle. Die Ausgänge 2 und 4 der primären bezw. sekundären Leitung werden mit den Modulatoren abgeschlossen. Der freie Ausgang 3 führt zum Verbraucher.

Damit die in den Modulatoren erzeugten Seitenbänder am Ausgang 3 in richtiger Phasenlage zur Interferenz gelangen, ist erforderlich, dass die Phase der Trägerwelle am Ausgang 2 gegenüber jener am Ausgang 4 um $\pi/4$ oder ungeradzahligen Vielfachen davon verschoben ist. Kein Magisches T erfüllt diese Bedingung solange es symmetrisch

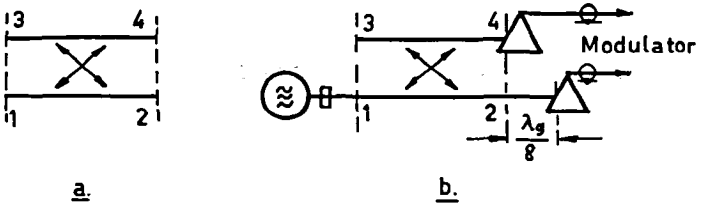


Fig. 14 Richtungskoppler und Modulatoranordnung

aufgebaut ist. Man muss daher z. B. die Bezugsebene des Ausgangs 2 gegenüber der Bezugsebene des Ausgangs 4 um eine Achtel Wellenlänge ($\lambda g/8$) versetzen (Fig. 14b).

Die Streumatrix des idealen 3 db-Richtungskopplers (Fig. 14a) ist gegeben durch

$$S_o = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & j \\ 1 & 0 & j & 0 \\ 0 & j & 0 & 1 \\ j & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \qquad 32.1$$

Die Verschiebung der Bezugsebene 2 um $\lambda g/8$ wird mit Hilfe des Transformationsoperators

$$P = \left(\begin{array}{cc|cc} 1 & 0 & & \\ 0 & e^{-j\pi/4} & \multicolumn{2}{c}{0} \\ \hline \multicolumn{2}{c|}{0} & 1 & 0 \\ & & 0 & 1 \end{array}\right)$$

gemäss Gl. 221.6 berücksichtigt:

$$S = PS_oP = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & e^{-j\pi/4} & 0 & j \\ e^{-j\pi/4} & 0 & je^{-j\pi/4} & 0 \\ 0 & je^{-j\pi/4} & 0 & 1 \\ j & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \qquad 32.2$$

Da die Modulatoren die Ausgänge 2 und 4 abschliessen, sind sie als zeitvariable Reflexionen mit den Reflexionskoeffizienten $r_2(t)$ und $r_4(t)$ aufzufassen. Zwischen der in den k-ten Hohlleiter einfallenden Welle a_k und der aus ihm austretenden Welle b_k muss aber die Beziehung gelten

$$a_k = r_k \cdot b_k \qquad 32.3$$

in unserem Falle also

$$a_2 = r_2 b_2 = r_2 (s_{21} a_1 + s_{23} a_3)$$
$$a_4 = r_4 b_4 = r_4 (s_{41} a_1 + s_{43} a_3) \qquad 32.4$$

wobei unter s_{kj} die Matrixelemente von Gl. 32.2 zu verstehen sind. Führen wir Gl. 32.4 in die Matrixgleichung $\mathbf{b} = \mathbf{S} \cdot \mathbf{a}$ ein und eliminieren wir darin a_2 und a_4, dann erhalten wir als Streumatrix des durch die Ausgänge 1 und 3 gebildeten Vierpols

$$S = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -(jr_2 + r_4) & (r_2 + jr_4) \\ (r_2 + jr_4) & (jr_2 + r_4) \end{pmatrix} \qquad 32.5$$

Damit ist für unsere Zwecke der Frequenzumsetzung die Modulationsart gegeben. Lässt man nämlich die Reflexionskoeffizienten variieren wie

$$\left.\begin{aligned} r_2 &= R \sin \omega_2 t \\ r_4 &= R \cos \omega_2 t \end{aligned}\right\} \quad R \ll 1 \qquad 32.6$$

dann wird ein einfallendes Signal

$$\mathbf{a} = \begin{pmatrix} e^{j\omega_1 t} \\ 0 \end{pmatrix}$$

reflektiert als

$$\mathbf{b} = \frac{R}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -e^{j(\omega_1 + \omega_2)t} \\ je^{j(\omega_1 - \omega_2)t} \end{pmatrix} \qquad 32.7$$

Man kann daraus folgendes schliessen:

a) Die beiden Seitenbänder werden getrennt auf die Ausgänge 1 und 3 abgegeben. Ein Seitenband läuft zum Generator zurück.

b) Der Träger wird vollständig unterdrückt.

c) Vertauscht man die Modulationssignale in Gl. 32.6, so werden auch die austretenden Seitenbänder vertauscht.

d) Ist die Amplitude des Reflexionskoeffizienten $R < 1$, dann muss ein Teil der Trägerenergie in den Modulatoren vernichtet werden um dem Energiesatz Genüge zu leisten.

e) Sind die Modulatoren im unerregten Zustand nicht angepasst an die Leitungsimpedanzen, d.h. enthalten die Reflexionskoeffizienten r_2 und r_4 noch ein konstantes Glied, so läuft neben den separierten Seitenbändern auch noch ein Teil der Trägerwelle an die Ausgänge 1 und 3.

3.3 Der unvollkommene Einseitenbandmodulator

Es soll untersucht werden, welche Einflüsse fehlerhafte Modulation und unvollkommene Phasenverschiebung ($\varphi \neq \pi/4$) zwischen den Trägerwellen b_2 und b_4 auf das Spektrum der am Ausgang 3 austretenden Welle ausüben.

Wir nehmen vorerst an, dass die Phasenverschiebung der Trägerwellen b_2 und b_4 in den Bezugsebenen genau $\pi/4$ ist. Hingegen sollen die Amplituden der Reflexionsfaktoren R_2 und R_4 nicht übereinstimmen und die Phasenverschiebung zwischen den Modulationssignalen möge von $\pi/2$ um ε abweichen.

$$\left.\begin{aligned} r_2 &= R_2 \sin \omega_2 t \\ r_4 &= R_4 \cos (\omega_2 t + \varepsilon) \end{aligned}\right\} \quad R_2,\ R_4 \leqslant 1 \qquad 33.1$$

Das am Ausgang 3 in den Verbraucher laufende Signal b_3 ist dann gemäss Gl. 32.5 gegeben durch $b_3 = (r_2 + jr_4)a_1$. Setzt man Gl. 33.1 in diese Beziehung ein, dann ergibt sich

$$b_3 = \left\{ \frac{j}{2} e^{-j\omega_2 t} \left[R_4 e^{-j\varepsilon} + R_2 \right] + \frac{j}{2} e^{j\omega_2 t} \left[R_4 e^{j\varepsilon} - R_2 \right] \right\} a_1 \qquad 33.2$$

Der erste Summand von Gl. 33.2 stellt mit $a_1 = e^{j\omega_2 t}$ multipliziert das in der Frequenz verschobene Nutzsignal der Frequenz $(\omega_1 - \omega_2)$ dar. Der zweite Summand entspricht dem durch fehlerhafte Modulation erzeugten komplementären Seitenband $(\omega_1 + \omega_2)$. Als Mass für die Güte des Umsetzers kann das Leistungsverhältnis zwischen Nutzsignal und Störsignal definiert werden:

$$\frac{P_N}{P_s} = \left| \frac{\frac{j}{2} e^{-j\omega_2 t} \left[R_4 e^{-j\varepsilon} + R_2 \right]}{\frac{j}{2} e^{j\omega_2 t} \left[R_4 e^{j\varepsilon} - R_2 \right]} \right|^2 = \frac{R_2^2 + R_4^2 + 2 R_2 R_4 \cos\varepsilon}{R_2^2 + R_4^2 - 2 R_2 R_4 \cos\varepsilon} \qquad 33.3$$

Das Leistungsverhältnis soll als Seitenbandunterdrückung bezeichnet werden. Es ist in Fig. 15 als Funktion des Fehlerwinkels ε mit R_4/R_2 als Parameter aufgetragen.

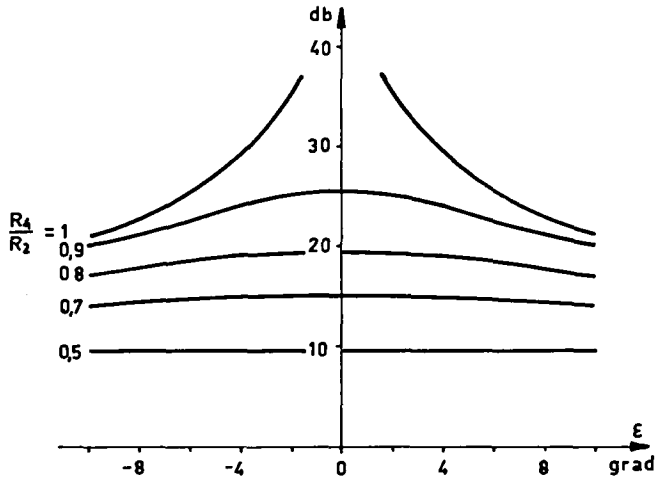


Fig. 15 Seitenbandunterdrückung P_N/P_s

Betrachten wir jetzt den Fall, dass die Modulatoren phasenrichtig betrieben werden, während der Phasenunterschied zwischen den Trägerwellen b_2 und b_4 um den Fehlerwinkel δ von $\pi/4$ abweicht. Die Streumatrix Gl. 32.5 nimmt dann die Form an

$$S = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -(jr_2 e^{-2j\delta} + r_4) & (r_2 e^{-2j\delta} + jr_4) \\ (r_2 e^{-2j\delta} + j r_4) & (jr_2 e^{-2j\delta} + r_4) \end{pmatrix} \qquad 33.4$$

Bei fehlerfreier Modulation gemäss Gl. 32.6 finden wir für die austretende Welle b_3

$$b_3 = \left\{ \frac{jR}{2} e^{-j\omega_2 t} \left[1 + e^{-2j\delta}\right] + \frac{jR}{2} e^{j\omega_2 t} \left[1 - e^{-2j\delta}\right] \right\} a_1 \qquad 33.5$$

und für die Seitenbandunterdrückung

$$\frac{P_N}{P_s} = \left| \frac{1 + e^{-2j\delta}}{1 - e^{-2j\delta}} \right|^2 = \frac{1 + \cos 2\delta}{1 - \cos 2\delta} \qquad 33.6$$

also den gleichen Verlauf wie die Kurve mit dem Parameter $R_4/R_2 = 1$ in Fig. 15. Weicht die Kopplung des Magischen T aber von 3 db ab, dann gilt sinngemäss Gl. 33.3.

3.4 Modulatoren

Eine weitere Fehlerquelle liegt in der normalerweise nichtlinearen Aussteuerungscharakteristik des Modulators. Sie erweitert das Spektrum des Ausgangssignals b_3 auf Seitenbänder höherer Ordnung. Die Wahl des günstigsten Modulatortyps richtete sich nun nach folgenden Gesichtspunkten:

a) Grösse des erreichbaren Reflexionskoeffizienten.
b) Grenzen der Modulationsfrequenz.
c) Nichtlinearität der Modulationskennlinie.
d) Erforderliche Modulationsleistung.
e) Belastbarkeit des Modulators durch die Mikrowellenenergie.
f) Konstruktive Einfachheit.

Die experimentellen Untersuchungen wurden wiederum im K-Band (~ 24 GHz) mit 2K33-Klystron als Generatoren durchgeführt. Für dieses Frequenzgebiet sind drei Modulatortypen in Erwägung gezogen worden.

a) Ferritmodulatoren[9]. Sie eignen sich im allgemeinen vorzüglich zur Umsetzung hoher Mikrowellenleistungen. Ein weiterer Vorteil liegt in der Grösse des erreichbaren Reflexionskoeffizienten, d.h. die Umsetzungsverluste lassen sich klein halten ($\geqslant$3 db). Dem gegenüber steht die Tatsache, dass die obere Grenze der Modulationsfrequenz bei etwa 100 kHz und die Steuerleistung erfahrungsgemäss zwischen 5 W und 50 W schwankt. Der konstruktive Aufwand ist daher bedeutend.

b) Gasentladungsröhren. Experimente mit Leuchtstoffröhren, wie sie in der Mikrowellentechnik für Rauschmessungen Verwendung finden[19], zeigten die beschränkte Verwendbarkeit solcher Röhren als Modulatoren. Auch hier sind grössere Steuerleistungen erforderlich. Der Reflexionskoeffizient erreicht nicht denselben Wert wie bei Ferritmodulatoren. Als weiterer Nachteil ist die hohe Rauscheinströmung zu bewerten. Das Verhalten des Modulators bei mittleren und hohen Mikrowellenleistungen, d.h. bei Selbstzündung der Röhre, ist nicht abgeklärt.

c) Kristalldioden[20]. Die in der Mikrowellentechnik benützten Silizium- und Germanium-Spitzendioden zeichnen sich aus durch geringe Steuerleistung - aber auch geringe Belastbarkeit (max. 100 mW) - grosse Bandbreite bezüglich der Modulations-

frequenz (von Gleichstrom bis einige 100 MHz) und konstruktive Einfachheit. Die Aenderung des Reflexionskoeffizienten ist im allgemeinen klein; das bedeutet, dass der Umsetzungsverlust recht hoch sein wird.

3.5 Messungen am Diodenmodulator

Die oben beschriebenen Eigenheiten verschiedener Modulatorarten führten zur Wahl der Kristalldiode, da besonders grossen Wert auf hohe Frequenzverschiebung gelegt wurde. Zur Verwendung kamen SIM8-Dioden der General Electric Co. Diese sind quaderförmig und haben ein Fenster, dessen Querschnitt der Hohlleiternorm WR-28 (26-40 GHz) entspricht. Der Umstand, dass die Dioden bei 24 GHz betrieben wurden, also unterhalb der unteren Grenzfrequenz des J-Bandes (26-40 GHz), spielte keine Rolle, denn sie mussten ohnehin mittels eines E-H-Transformators für einen bestimmten Arbeitspunkt sorgfältig an den Richtungskoppler angepasst werden (Fig. 16).

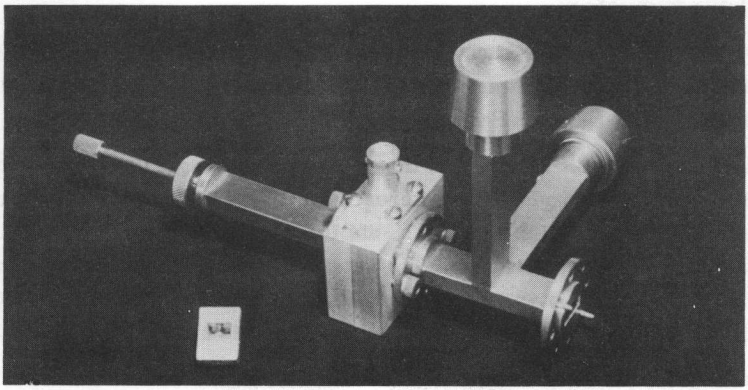


Fig. 16 Modulatordiode und Fassung

Bestimmend für das Verhalten des Frequenzumsetzers ist die Modulationskennlinie der Diode, in welcher der Zusammenhang zwischen Modulationsspannung und Reflexionskoeffizient zum Ausdruck kommt. Der Koeffizient kann leicht mit Hilfe einer Messleitung als Funktion der Modulationsspannung nach Real- und Imaginärteil bestimmt werden. Es ist dabei aufgefallen, dass nur bei ganz kleinen Spannungen (± 50 mV) eine schwach imaginäre Komponente auftrat. Das bedeutet, dass beim Ue-

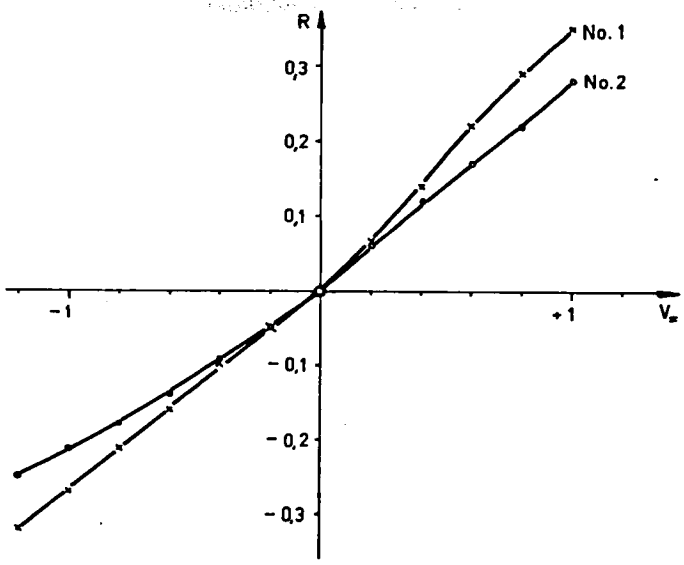


Fig. 17 Reflexionskoeffizienten von SIM-8 Dioden

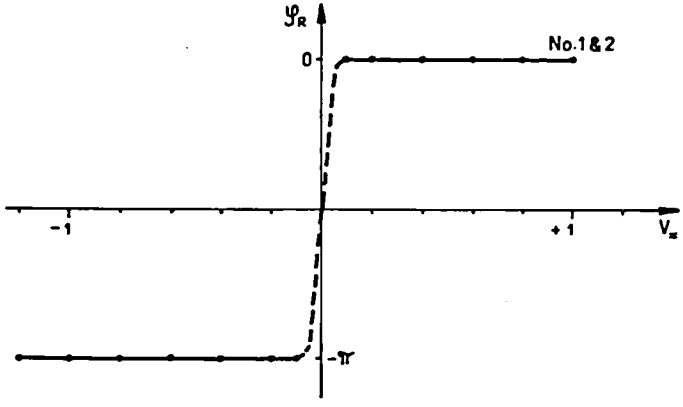


Fig. 18 Phase der Reflexionskoeffizienten von SIM-8 Dioden

bergang von negativen zu positiven Spannungen die Phase des Reflexionskoeffizienten praktisch von $-\pi$ auf 0 umklappt. Fig. 17 zeigt die Modulationskennlinien zweier willkürlich gewählter Dioden, wobei im Arbeitspunkt 1 mW Mikrowellenleistung eingespeist wurde. Die Steilheit der Kennlinie nahm bei sinkender Mikrowellenleistung leicht zu.

Aus Fig. 17 lässt sich schliessen, dass im Spektrum des Ausgangssignals Seitenbänder höherer Ordnung auftreten müssen. Schliesslich zeigt Fig. 18 die aus der Messung gewonnene Phase des Reflexionskoeffizienten.

Das Spektrum bezw. die Seitenbandunterdrückung und die Umsetzungsverluste wurden für Frequenzverschiebungen von 15, 30 und 60 MHz nach der Messanordnung Fig. 19 bestimmt. Das im Frequenzumsetzer FU erzeugte Signal $(\omega_1 + \omega_2)$ oder $(\omega_1 - \omega_2)$ wird über einen geeichten Mikrowellenattenuator einem Mischkopf zugeführt. Das Ueberlagerungssignal ω_4 wird mit einem Sägezahngenerator (f = 25 Hz) gewobbelt, damit die einzelnen Spektrallinien des Umsetzers nach Verstärkung und Gleichrichtung im Empfänger E auf einem Kathodenstrahloszillograf KO verglichen werden können. Eingangs- und Ausgangsleistung des Umsetzers werden mit den Leistungsmessern P bestimmt. Das Röhrenvoltmeter RV dient lediglich zu Kontrollzwecken.

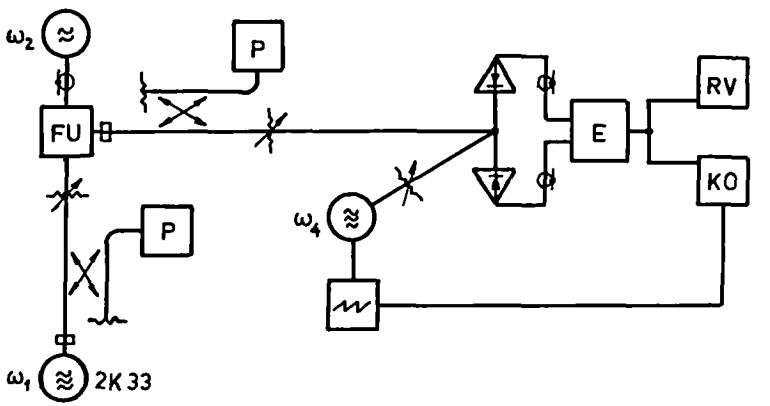


Fig. 19 Anordnung zur Messung des Spektrums

In Tabelle 1 sind die Messergebnisse für eine Modulationsfrequenz von 30 MHz und 1 V Spannungsamplitude festgehalten. Bei 15 und 60 MHz Verschiebung traten

Abweichungen von höchstens ± 4 db in der Seitenbandunterdrückung auf. Sie konnten auf den Gehalt an Harmonischen im Hilfsoszillator ω_2 zurückgeführt werden.

Tabelle 1

Eingangs-leistung P_{oo} (dbm)	Umsetzungs-verlust L(db)	Seitenbandunterdrückung in db (±) i = oberes (unteres) Seitenband i-ter Ordnung 0 = Träger							
		0	-1	+2	-2	+3	-3	+4	-4
-3	13,5	60	35	36	38	55	43	60	47
0	14	55	35	32	37	53	40	60	45
3	14	50	32	30	35	50	38	55	45
6	14,5	47	30	29	35	51	37	55	43

Bemerkenswert ist der recht hohe Umsetzungsverlust. Würde sich der Reflexionskoeffizient von +1 bis -1 ändern, dann kann bei idealen Verhältnissen mit einem Umsetzungsverlust von 3 db gerechnet werden, da die Welle b_1 in Gl. 32.7 mit der gleichen Leistung wie die Welle b_3 unbenützt zum Generator zurückfliesst.

Tabelle 1 zeigt aber deutlich, dass der Reflexionskoeffizient keinesfalls derart hohe Werte erreicht. In erster Näherung können wir den Energieinhalt sämtlicher Nebenlinien der Welle b_3 gegenüber ihrer Hauptlinie vernachlässigen. Nach Gl. 32.7 ist

$$|b_3| = \frac{R}{\sqrt{2}} |a_1|$$

und daher der Umsetzungsverlust

$$L = \left|\frac{b_3}{a_1}\right|^2 = \frac{R^2}{2}$$

Mit L = 14 db errechnet sich der Reflexionskoeffizient zu R = 0,28. Das Ergebnis ist in guter Uebereinstimmung mit dem Wert, den man aus der Modulationskennlinie Fig. 17 für eine Spannung von 1 V Amplitude herausliest.

Für die Speisung der beiden Modulatordioden wurden Kathodenfolger benützt, die über ein 90^0-Phasendrehnetzwerk mit dem Modulationsgenerator verbunden sind. Das Netzwerk lässt sich so breitbandig gestalten, dass der Frequenzumsetzer auch als Frequenzmodulator benützt werden kann.

4. VERWENDUNGSMOEGLICHKEITEN

4.1 Dämpfungs- und Phasenmessungen an Vierpolen

Die Messung sehr grosser Dämpfungen an Vierpolen im Mikrowellenbereich wird immer durch zwei wesentliche Faktoren erschwert. Erstens stehen durch die Verwendung von Reflexklystrons in Messeinrichtungen meistens nur kleine Leistungen (~100 mW) zur Verfügung. Ausserdem wird das kleinste, noch messbare Signal bestimmt durch die Grenzempfindlichkeit des Empfängers. Aus diesen Gründen kommen für die Messung grosser Dämpfungen (> 60 db) nur Ueberlagerungsempfänger in Frage. Da ein unabhängiger Lokaloszillator Frequenzinstabilitäten unterworfen ist, muss entweder der Zwischenfrequenzverstärker breitbandig gebaut sein, oder eine Frequenzstabilisation des Lokaloszillators eingeführt werden. Um beispielsweise den Phasengang eines Filters genau zu bestimmen, eignet sich der Ueberlagerungsempfang nur im Zusammenhang mit einer Brückenmethode.

Die erwähnten Schwierigkeiten können mit Hilfe eines Frequenzumsetzers umgangen werden. Fig. 20 zeigt das grundsätzliche Schaltbild einer Anordnung zur Messung hoher Dämpfungen mit einem einzigen Mikrowellengenerator. In dieser Anordnung wird die Zwischenfrequenz bestimmt durch den Hilfsoszillator ω_2. Der Empfänger E kann daher sehr schmalbandig aufgebaut werden. Der Phasendiskriminator D gestattet die Messung des Phasenganges des Prüflings. Ein solcher Zusatz bietet beim Ausmessen von Dämpfungs- und Laufzeitkurven eines Filters besondere Vorteile.

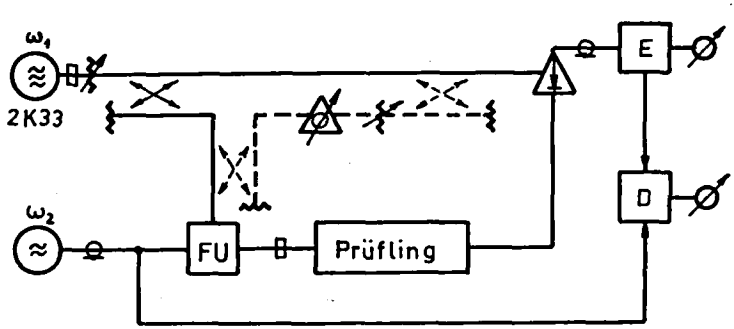


Fig. 20 Messung hoher Dämpfungen mit einem Mikrowellengenerator

Die nun folgende Analyse möglicher Fehler bei Dämpfungsmessungen wurde für den in Abschnitt 3 beschriebenen Frequenzumsetzer geprüft, gilt aber in entsprechender Weise für jede Art Umsetzer. Drei Vorgänge begrenzen die Genauigkeit und den grössten feststellbaren Wert der zu messenden Dämpfung:

a) Interferenzen zwischen unerwünschten Seitenbändern des Nutzsignals im Mischkopf.
b) Uebersprechen des Nutzsignals auf den Lokaloszillatorzweig.
c) Uebersprechen des Nutzsignals am Prüfobjekt.

Zu a). Das Nutzsignal am Eingang des Mischkopfes besteht aus folgendem Spektrum:

Frequenz	Amplitude	Phase
$\omega_1 + n \cdot \omega_2$	a_n	φ_n
⋮	⋮	⋮
$\omega_1 + \omega_2$	a_1	φ_1
ω_1	a_0	φ_0
$\omega_1 - \omega_2$	a_{-1}	φ_{-1}
⋮	⋮	⋮
$\omega_1 - n \cdot \omega_2$	a_{-n}	φ_{-n}

Nach der Mischung mit dem Lokaloszillatorsignal $b = b_o \cos(\omega_1 t + \theta)$ tritt am Ausgang des Mischkopfes (unter Vernachlässigung des Einflusses der Spiegelwellen) folgende ZF-Spannung auf:

$$U_{ZF} = \left.\begin{array}{l} b_o a_1 \cos(\omega_2 t + \varphi_1 - \theta) \\ + b_o a_{-1} \cos(\omega_2 t - \varphi_1 + \theta) \end{array}\right\} \text{ ZF-Glied 1. Ordnung}$$

$$\left.\begin{array}{l} + a_1 a_2 \cos(\omega_2 t + \varphi_2 - \varphi_1) \\ + a_1 a_o \cos(\omega_2 t + \varphi_1 - \varphi_2) \end{array}\right\} \text{ ZF-Glied 2. Ordnung} \qquad 41.1$$

$$+ \text{ Glieder höherer Ordnung}$$

$$U_{ZF} = b_o a_1 \left\{ \cos(\omega_2 t + \varphi_1 - \theta) + \frac{a_{-1}}{a_1} \cos(\omega_2 t - \varphi_1 + \theta) + \frac{a_2 a_1}{a_1 b_o} \cos(\omega_2 t + \varphi_2 - \varphi_1) + \right.$$

$$\left. \frac{a_o a_1}{a_1 b_o} \cos(\omega_2 t + \varphi_1 - \varphi_2) \right\}$$

Je nach Phasenlage der Seitenbänder schwankt diese Spannung zwischen den Extremen

$$|U_{ZF}| = b_o a_1 \left\{ 1 \pm \frac{a_{-1}}{a_1} \pm \frac{a_2 a_1}{a_1 b_o} \pm \frac{a_o a_1}{a_1 b_o} \right\} \qquad 41.2$$

Die Verwendung einer Gegentaktdiodenmischschaltung bietet hier trotz des Mehraufwandes wesentliche Vorteile[21], da mit ihr sowohl das Rauschen des Lokaloszillators als auch interferierende Seitenbänder unterdrückt werden können. Der Unterdrückungsfaktor u hängt wesentlich von der Identität der Mischdioden ab und erreicht Werte von 10 - 20 db. Gl. 41.2 muss somit modifiziert werden:

$$|U_{ZF}| = b_o a_1 \left\{ 1 \pm \frac{a_{-1}}{a_1} \pm u \left(\frac{a_2 a_1}{a_1 b_o} + \frac{a_o a_1}{a_1 b_o} \right) \right\} \qquad 41.3$$

Der relative Messfehler herrührend von Interferenzen zwischen unerwünschten Seitenbändern ist daher höchstens

$$\Delta(\mathrm{db}) = 20 \log \left\{ 1 \pm \frac{a_{-1}}{a_1} \pm u \left(\frac{a_2 a_1}{a_1 b_o} + \frac{a_o a_1}{a_1 b_o} \right) \right\}$$

Die Grössen a_{-1}/a_1, a_2/a_1, a_o/a_1 können leicht aus Tabelle 1 bestimmt werden; a_1/b_o hängt ab von der zu messenden Dämpfung. Sie ergeben zusammen mit einem geschätzten Unterdrückungsfaktor u = 15 db einen Messfehler von

$\Delta = \pm 0{,}1$ db für $a_1/b_o = 0{,}1$

$\Delta = \pm 0{,}13$ db für $a_1/b_o = 1$

Zu b). Aus Fig. 20 ist ohne weiteres ersichtlich, dass ein Uebersprechen des Nutzsignals aus dem Umsetzer auf die direkte Leitung zwischen Generator und Mischkopf die obere Grenze der Dämpfungsmessung bestimmen kann. Nun ist gerade der Dioden-Frequenzumsetzer in dieser Beziehung ungünstig, da bekanntlich ein Seitenband 1. Ordnung zum Generator zurückläuft und teilweise zum Mischkopf reflektiert werden kann. Die Uebersprechdämpfung liess sich in unserer Anordnung ohne zusätzlichen Schaltungsaufwand nicht über 60 db erhöhen. Dieser Wert ist für ein Nutzsignal von ca. -15 dbm (Tabelle 1) zu gering. Ein heute vielfach verwendetes Mittel zur Erhöhung der Uebersprechdämpfung bildet das Richtdämpfungsglied. In einer Untersuchung am Institut für Hochfrequenztechnik an der Eidg. Techn. Hochschule, welche

mir durch ein Stipendium des Batelle Memorial Institute in Genf ermöglicht wurde, sind Richtdämpfungsglieder für das 3 cm-Band entwickelt worden (Fig. 21).

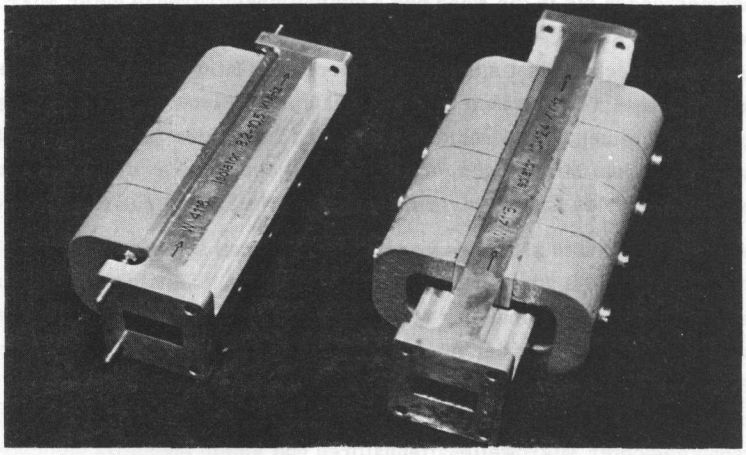


Fig. 21 X-Band Richtdämpfungsglieder

Sie beruhen auf dem Prinzip der Feldverdrängung[8] und zeigen die in Fig. 22 dargestellten Eigenschaften.

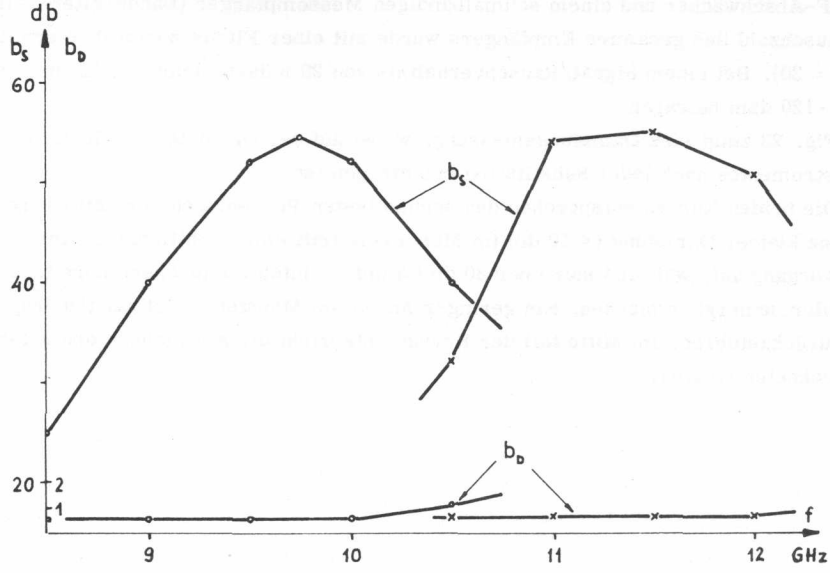


Fig. 22 Sperrdämpfung b_s und Durchlassdämpfung b_o der Richtdämpfungsglieder

Schaltet man ein solches Element zwischen den Umsetzer und den vorangehenden Richtungskoppler, dann lässt sich das Uebersprechen so weit unterdrücken, dass Dämpfungsmessungen bis in die Nähe der Empfindlichkeitsgrenze guter Mikrowellenempfänger möglich sind.

Das Uebersprechen lässt sich auch gut durch ein Interferenzverfahren erniedrigen. Man führt einen Teil des zum Generator laufenden Seitenbandes über zusätzliche Richtungskoppler, einen Phasenschieber und einen Attenuator (in Fig. 20 gestrichelt gezeichnet) direkt dem Mischkopf zu und eliminiert das vom Generator reflektierte Seitenband. Die Methode hat selbstverständlich den Nachteil geringer Bandbreite.

Zu c). Die grösste noch messbare Dämpfung kann schliesslich durch Uebersprechen des Nutzsignals vom Eingang zum Ausgang des Prüfobjektes begrenzt werden. Nur ein sorgfältiger Aufbau der Messeinrichtung und sachgemässe Konstruktion der Einzelteile (Verhinderung der Abstrahlung über Verbindungsflanschen etc.) kann hier zu Erfolg führen.

Um die Richtigkeit der angeführten Ueberlegungen zu prüfen, wurden mit Hilfe zweier genau geeichter Mikrowellenattenuatoren und einem ebenfalls geeichten ZF-Abschwächer der messbare Dämpfungsumfang der Grundschaltung Fig. 20 nach dem Substitutionsverfahren untersucht. Im Messzweig wurde noch ein Phasenschieber eingefügt um die Phasenlage der Seitenbänder steuern zu können. Der Empfänger E bestand aus einer Gegentaktdiodenmischschaltung, einem rauscharmen Vorverstärker, dem ZF-Abschwächer und einem schmalbandigen Messempfänger (Bandbreite ~2 kHz). Die Rauschzahl des gesamten Empfängers wurde mit einer Fluoreszenzröhre ermittelt (F = 20). Bei einem Signal/Rauschverhältnis von 20 müsste demnach das minimale Signal -120 dbm betragen.

Fig. 23 zeigt eine Dämpfungsmessung, wobei auf der Ordinate nur die Anzeige des Instrumentes nach jeder Substitution eingetragen ist.

Die beiden Kurven entsprechen den ungünstigsten Phasenlagen der Seitenbänder. Bei ganz kleiner Dämpfung (< 10 db) im Messzweig tritt eine Nichtlinearität im Mischvorgang auf, während sich über 80 db Dämpfung infolge Rauschens bereits Ablesefehler bemerkbar machen. Ein geringer Anteil am Messfehler ist auf Uebersprechen zurückzuführen. Im Mittelteil der Kurven entspricht die Abweichung den unter a) errechneten Werten.

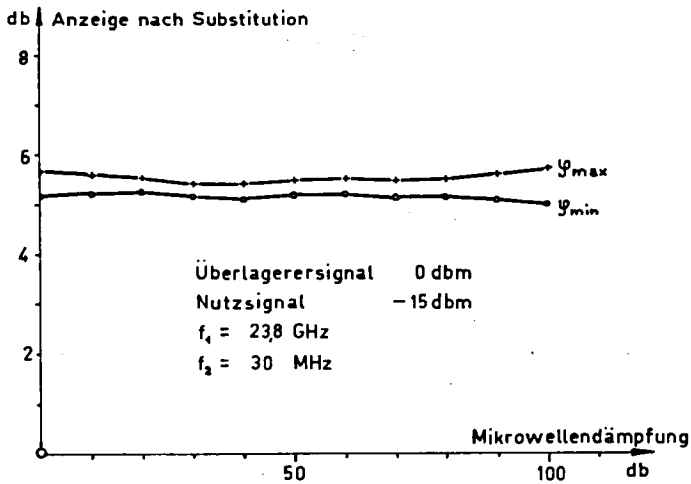


Fig. 23 Messbereich und Messfehler

4.2 Streuquerschnittsbestimmungen und Geschwindigkeitsmessungen an reflektierenden Objekten

Als weitere Anwendung der Schaltung Fig. 20 sei die Möglichkeit erwähnt, relative Streuquerschnitte reflektierender Objekte messen zu können. Das vom Frequenzumsetzer über eine Sendeantenne ausgestrahlte Signal wird an einem Streuobjekt im freien Raum reflektiert und gelangt über eine Empfangsantenne in den Mischkopf. Als Eichnormal dient eine leitende Kugel mit bekanntem Streuquerschnitt. Der grosse dynamische Umfang des Messbereiches kommt auch hier zur Geltung.

Wenn sich das Streuobjekt im Raum bewegt, dann wird das Empfangssignal infolge des Dopplereffektes in der Frequenz verschoben. Die Differenzfrequenz zwischen Sende- und Empfangssignal lässt sich am Ausgang des Diskriminators registrieren[22]. Instabilitäten der beiden Oszillatoren mit den Frequenzen ω_1 und ω_2 spielen solange keine Rolle, als die Laufzeit der Welle im Raum vernachlässigt werden kann. Dopplerfrequenzen bis zu Bruchteilen von 1 Hz konnten im Versuch ohne weiteres festgestellt werden.

4.3 Frequenzumsetzer in der Mikrowellenspektroskopie

Um die Empfindlichkeit von Mikrowellenspektrographen bei kleinen Leistungspegeln zu erhöhen, wird oft das Prinzip des Ueberlagerungsempfanges verwendet[23]. Dabei muss die Konstanthaltung der Zwischenfrequenz über eine automatische Frequenzregulierung des Ueberlagerungsoszillators gesichert werden. Der Regulierbereich ist bei Verwendung von Klystrons als Lokaloszillatoren nur ein Bruchteil ihres elektronischen Abstimmbereiches. Dieser Umstand macht die Anwendung des im Abschnitt 3 beschriebenen Frequenzumsetzers lohnend. Die hohe Emfpindlichkeit des Empfängers kann aber nur dann voll ausgenützt werden, wenn das gesuchte Absorptionssignal in einer Mikrowellenbrücke von der sehr viel grösseren Trägerleistung getrennt wird. Fig. 24 zeigt das Blockschema eines Brückenspektrographen.

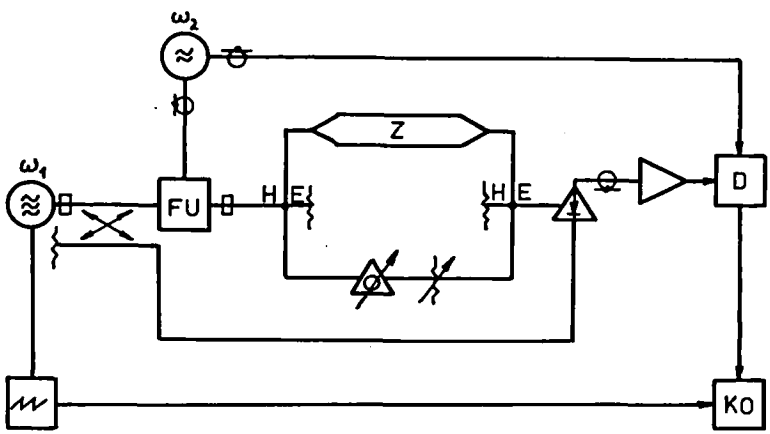


Fig. 24 Brückenspektrograph mit Frequenzumsetzer

Das im Frequenzumsetzer FU erzeugte Signal der Frequenz ($\omega_1 - \omega_2$) wird über ein Magisches T der Absorptionszelle Z und dem Abgleicharm zugeführt. Die beiden Teilwellen werden in einem weiteren Magischen T so vereinigt, dass an den Mischkopf nur das Differenzsignal der beiden Brückenarme gelangt. Als Ueberlagerungssignal dient ein Teil der Leistung des Mikrowellengenerators mit der Frequenz ω_1. Das verstärkte Absorptionssignal wird in einem Phasendiskriminator D demoduliert und gelangt auf einem Kathodenstrahloszillograph KO zur Anzeige.

Die vorliegende Arbeit entstand am Institut für Hochfrequenztechnik an der E.T.H. unter der Leitung meines verehrten Lehrers, Herrn Prof. Dr. F. Tank. Ich bin ihm für die Anregung zum Thema und für das mir stets erwiesene Vertrauen sehr zu Dank verpflichtet. Die Untersuchungen wurden während der Zeit durchgeführt, da ich als wissenschaftlicher Mitarbeiter bei der Studienkommission für Luftfahrt tätig war. Ihr sei ebenfalls für die gewährte Hilfe mein aufrichtiger Dank ausgesprochen.

Schrifttum

1. G. Diemer, S. Knol: Frequency Conversion by Phase Variation, Philips Res. Rep. 4 (1949) 3 S. 161.
2. R. Cumming: The Serrodyne Frequency Translator, Proc. IRE 45(1957)2 S. 175.
3. A.G. Fox: An Adjustable Waveguide Phase Changer, Proc. IRE 35(1947)12 S. 1489.
4. S. Goldman: Frequency Analysis, Modulation and Noise, McGraw-Hill, New York.
5. A. Sommerfeld: Optik, Vorlesungen über theor. Physik, Bd. 4, Dietrichsche Verlagsbuchhandlung.
6. Lax, Button, Roth: Ferrite Phase Shifters in Rectangular Waveguide, J. of Appl. Phys. 25(1954)11.
7. H. Scharfman: Three New Ferrite Phase Shifters, Proc. IRE 44(1956)10 S. 1456.
8. A. Fox, S. Miller, M. Weiss: Behavior and Applications of Ferrites in the Microwave Region, BSTJ 34(1955)1 S. 5.
9. M. Santesmases: Ueber die Anwendung von Ferriten zur Amplitudenmodulation von Mikrowellen, Dissertation Inst. für HF-Technik, ETH.
10. Montgomery, Dicke, Purcell: Principles of Microwave Circuits, MIT Rad. Lab. Series No. 8.
11. M. Born: Optik, Springerverlag, Berlin 1933.
12. D. Polder: On the Theory of Ferromagnetic Resonances, Phil. Mag. 40(1949) S. 99.
13. C. Hogan: The Ferromagnetic Faraday Effect at Microwave Frequencies and its Applications, BSTJ 31(1952) S. 1.
14. Benedikt, Durand: Dielectric Properties of Single Domaine Crystals of $BaTiO_3$ at Microwave Frequencies, Phys. Rev. 109(1958) S. 1091.
15. L. Rubin, L. Davis: Some Dielectric Properties of Barium-Strontium Titanate Ceramics at 300 mc/s, J. of Appl. Phys. 24(1953)9 S. 1194.
16. H. Suhl, R. Walker: Topics in Guided Wave Propagation Through Gyromagnetic Media, BSTJ 33(1954) No. 3, 4, 5.
17. N. Karyanis, J. Cacheris: Birefringence of Ferrites in Circular Waveguide, Proc. IRE 44(1956)10 S. 1414.
18. G. Wohler: Eine Kompensationsschaltung für Mikrowellen zur Untersuchung des Reflexionskoeffizienten im 1,25 cm-Band, Dissertation Inst. für HF-Technik, ETH.
19. W. Mumford: A Broadband Microwave Noise Source, BSTJ 28(1949)4 S 608.
20. Torrey, Whitmer: Crystal Rectifiers, MIT Rad. Lab. Series No. 15.
21. R. Pound: Microwave Mixers, MIT Rad. Lab. Series No. 16.
22. F. Berger: The Nature of Doppler Velocity Measurement, Trans. IRE Aeronautical Electr. ANE-4, Sept. 57, S. 103.
23. Townes, Schawlow: Microwave Spectroscopy, McGraw-Hill, New York 1955, S. 427.

Lebenslauf

Ich wurde am 15. Januar 1927 in Sumatra, Indonesien, geboren und besuchte dort an der Deutschen Schule die ersten drei Primarklassen. Anschliessend verbrachte ich drei Jahre in der Schweiz und kehrte mit Kriegsausbruch 1939 wieder nach Sumatra zurück. Bis zu Beginn der Japanischen Besetzung besuchte ich noch holländische und englische Mittelschulen, um dann eine Lehre als Mechaniker anzutreten. Im Jahr 1946 kam ich in die Schweiz zurück. Während acht Semestern studierte ich an der Abteilung IIIb der Eidgenössischen Technischen Hochschule und diplomierte 1951 am Institut für Fernmeldetechnik. Nach zweijähriger Tätigkeit als Assistent am Institut für Hochfrequenztechnik wurde ich wissenschaftlicher Mitarbeiter von Herrn Prof. Dr. F. Tank und bearbeitete Aufgaben der Mikrowellentechnik für die Kriegstechnische Abteilung. Seit August 1956 beschäftigte ich mich mit Mikrowellenproblemen im Rahmen der Studienkommission für Luftfahrt, woraus die vorliegende Arbeit entstanden ist.

Zürich, Oktober 1958 F. Furrer