



Universität Karlsruhe (TH)
Institut für Höchstfrequenztechnik und Elektronik



Skriptum zur Vorlesung

Hoch- und Höchstfrequenz- Halbleiterschaltungen

Prof. Dr. rer. nat. Dr. h. c. M. Thumm

15. Auflage WS 2008/2009
Skript überarbeitet von
J. Flamm, A. Arnold,
O. Braz, H.-U. Nickel und T. Geist

Bevor es los geht...

...ein paar Anmerkungen.

Dieses Vorlesungsskript wurde komplett überarbeitet und von wenigen Fehlern befreit, dennoch kann es vorkommen, dass hier und da noch ein Fehler unentdeckt blieb oder sich neue eingeschlichen haben.

Wir sind stets bemüht, Ihnen ein möglichst fehlerfreies und aktuelles Vorlesungsskript anbieten zu können. In diesem Punkt sind wir sehr auf Ihre Mithilfe angewiesen. Sollten Sie Fehler, seien es einfache Verschreiber oder inhaltliche Fehler, entdecken so teilen Sie uns dieses bitte mit, damit es in der nächsten Auflage berücksichtigt werden kann.

Finden Sie Stellen, die unklar erscheinen, zu kompliziert ausgedrückt sind oder zusätzlicher Erklärung bedürfen, lassen Sie uns das wissen.

Ebenso können Sie uns Themenwünsche nennen, wenn Sie der Meinung sind, dass dieses im Rahmen dieser Vorlesung behandelt werden sollte. Wenn es nicht direkt in die Vorlesung passt, kann es eventuell in einer der Übungsstunden behandelt werden.

Wenn Ihnen das Skript bei der Bewältigung des umfangreichen Stoffes und zur Prüfungsvorbereitung eine Hilfe war, so freut es uns auch davon zu hören.

Sie können dieses in schriftlicher Form an uns adressiert einfach im Sekretariat des Instituts für Höchstfrequenztechnik und Elektronik abgeben oder an die unten genannte Adresse per E-Mail schicken:

`jens.flamm@ihe.uka.de`

15. Oktober 2008, Jens Flamm

Inhaltsverzeichnis

Literaturverzeichnis	6
1 Streifenleitungen	10
1.1 Bauformen planarer Wellenleiter	10
1.2 Wellentypen und Feldverteilung	13
1.2.1 Wellentypen	13
1.3 Wellenwiderstand und Permittivität	19
1.3.1 Statische Näherung	19
1.3.2 Dynamische Analyse	25
1.3.3 Einfluss der endlichen Leiterdicke auf Z_L und $\varepsilon_{r,eff}$	26
1.4 Dämpfung der Mikrostreifenleitung	27
1.4.1 Die Leiterdämpfung	28
1.4.2 Einfluss der Haftsicht	29
1.4.3 Einfluss der Oberflächenrauigkeit	32
1.4.4 Dielektrische Dämpfung	33
1.4.5 Ableitungsverluste	36
1.4.6 Abstrahlungsverluste	36
1.5 Übergänge und Testfassungen	38
1.5.1 Massekontaktierung	38
1.5.2 Der Innenleiterübergang	41
1.5.3 Sonderformen von Übergängen	41
1.5.4 Messfassung für Microstrip-Komponenten	45
1.6 Bauelemente in Microstrip-Technik	49
1.6.1 Der Leerlauf	49

1.6.2	Kurzschlüsse	50
1.6.3	Reflexionsfreie Abschlüsse	53
1.6.4	Symmetrische Leiterbreitenstufe	54
1.6.5	Symmetrische Verzweigung	55
1.6.6	Berechnung von Kopplern in Streifenleitungstechnik	57
2	Verstärker	60
2.1	Zweitorverstärker	61
2.1.1	Grundsaltungen	62
2.1.2	Gegenkopplung	66
2.1.3	Stabilität und Leistungsanpassung	69
2.1.4	Verstärkerrauschen	82
2.1.5	Großsignaleigenschaften und nichtlineare Verzerrungen	88
2.1.6	Anpassungsnetzwerke	95
2.1.7	Breitbandverstärker	104
2.2	Eintorverstärker	116
2.2.1	Reflexionsverstärker mit Tunnelodiode	117
2.2.2	Reflexionsverstärker mit Gunn-Elementen und Lawinenlaufzeitdioden	121
2.2.3	Parametrische (Reaktanz-) Verstärker	123
3	Oszillatoren	127
3.1	Niederfrequenzoszillatoren	127
3.1.1	Rechteckgeneratoren	127
3.1.2	Erzeugung von Sinusschwingungen	129
3.2	Eintor-Oszillatoren	131
3.2.1	Oszillatoren mit Tunnelioden	132
3.2.2	Oszillatoren mit Gunn-Element	134
3.2.3	Oszillatoren mit IMPATT-Dioden	135
3.3	Zweitor-Oszillatoren	136
3.3.1	Instabile Zweitore	136
3.3.2	Maximale Instabilität	137
3.4	LC-Oszillatoren	140

3.5	Quarzoszillatoren	146
3.5.1	Quarztypen	146
3.5.2	Elektrische Eigenschaften	150
3.5.3	Oszillatorschaltungen	152
3.6	Oszillatoren mit dielektrischem Resonator	154
3.6.1	Einseitige Streifenleitungskopplung	155
3.6.2	DR-Bandpass-Filter in Microstrip	156
3.6.3	Resonanzfrequenz und Verstimmung	157
3.6.4	Oszillatorschaltungen mit dielektrischen Resonatoren	158
4	Frequenzvervielfacher	160
5	Mischer	168
5.1	Allgemeines	168
5.1.1	Unterscheidung der Mischer nach der Frequenzlage	169
5.1.2	Weitere Unterscheidungskriterien	170
5.1.3	Kombinationsfrequenzen	171
5.1.4	Leistungsbeziehungen von Manley und Rowe	171
5.1.5	Leistungsbeziehungen von Page und Pantell	172
5.2	Mischer mit gesteuertem Wirkleitwert	173
5.3	Verallgemeinerte Konversionsmatrix	176
5.4	Schaltungstechnik von Mixern	179
5.4.1	Eintaktmischer	179
5.4.2	Gegentaktmischer	180
5.4.3	Doppelgegentaktmischer	183
5.4.4	Konstruktionsbeispiel eines mm-Wellen-Mischers	188
5.4.5	Äußere Beschaltung	190

Literaturverzeichnis

- [1] Zinke, O., Brunswig, H.: *Lehrbuch der Hochfrequenztechnik*. 1. Band, 6. Auflage, 2000 und 2. Band, 5. Auflage, 1999, Springer Verlag, Berlin.
- [2] Soares, R., ed.: *GaAs MESFET Circuit Design*. Artech House Verlag, Boston und London, 1988.
- [3] Abrie, Pieter L. D.: *Design of RF and Microwave Amplifiers and Oscillators*. Artech House Verlag, Boston und London, 1999.
- [4] Bächtold, W.: *Mikrowellenelektronik*. Vieweg Verlag, Braunschweig, 2002.
- [5] Maas, S. A.: *The RF and Microwave Circuit Design Cookbook*. Artech House Verlag, Boston und London, 1998.

Speziell zum 1. Kapitel:

- [6] Hoffmann, R. K.: *Integrierte Mikrowellenschaltungen*. Springer Verlag, Berlin, 1983.*
- [7] Gupta, K. C., Garg, R., Bahl, I., Bhartia, P.: *Microstrip Lines and Slotlines*. Artech House Verlag, Boston und London, 2. Auflage, 1996.
- [8] Kompa, G.: *Practical Microstrip Design and Applications*. Artech House Verlag, Boston und London, 2005.
- [9] Wolff, I.: *Coplanar Microwave Integrated Circuits*. Verlagsbuchhandlung Dr. Wolff GmbH, 2005.

Speziell zum 2. Kapitel:

- [10] Michel, H.-J.: *Zweitor-Analyse mit Leistungswellen*. Teubner Verlag, Stuttgart, 1981.*
- [11] Nibler, F.: *Hochfrequenzschaltungstechnik*. 3. Auflage, Expert Verlag, Ehningen bei Böblingen, 1998.
- [12] Vendelin, G. D.: *Design of amplifiers and oscillators by the S-parameter method*. John Wiley Verlag, New York, 1982.*

- [13] Gonzalez, G.: *Microwave Transistor Amplifier - Analysis and Design*. Prentice Hall Verlag, Englewood Cliff, New Jersey, 1984.*
- [14] Golio, J. M.: *Microwave MESFETs and HEMTs*. Artech House Verlag, Boston und London, 1991.
- [15] Walker, J. L. B.: *High-Power GaAs FET Amplifiers*. Artech House Verlag, Boston und London, 1993.
- [16] Wong, T. T. Y.: *Fundamentals of Distributed Amplification*. Artech House Verlag, Boston und London, 1993.
- [17] Cripps, Steve C.: *RF Power Amplifiers for Wireless Communications*. Artech House Verlag, Boston und London, 2nd Edition, 2006.

Speziell zum 3. Kapitel:

- [18] Tietze, U., Schenk, C.: *Halbleiter-Schaltungstechnik*. 12. Auflage, Springer Verlag, Berlin, 2002.
- [19] Vendelin, G. D.: *Design of amplifiers and oscillators by the S-parameter method*. John Wiley Verlag, New York, 1982.*
- [20] Gonzalez, G.: *Foundations of Oscillator Circuit Design*, Artech House Verlag, Boston and London, 2007
- [21] Fachverband Bauelemente der Elektronik im ZVEI: *Schwingquarze, ein unverzichtbares Bauelement in der Elektronik*. Tagungsdokumentation des Quarzsymposiums '85, Vistas Verlag, Berlin, 1985.*
- [22] Kajfez, D., Guillon, P.: *Dielectric Resonators*. Artech House Verlag, Boston und London, 1986.*
- [23] Pöbl, K., Wolfram, G.: *Dielektrische Resonatoren, neue Bauelemente der Mikrowellentechnik*. Siemens Components, 20 (1982), Heft 1, 14–18.*
- [24] Holzman, E. L., Robertson, R. S.: *Solid-State Microwave Power Oscillator Design*. Artech House Verlag, Boston und London, 1992.*

Speziell zum 4. Kapitel:

- [25] Faber, M. T., Chramiec, J., Adamski, M. E.: *Microwave and Millimeter-Wave Diode Frequency Multipliers*. Artech House Verlag, Boston und London, 1995.
- [26] Schünemann, K., Schiek, B.: *Optimaler Wirkungsgrad von Frequenzvervielfachern mit Speicherdiode*. *Archiv für Elektrische Übertragungstechnik*, 22 (1968), 186–196 und 293–302.*

Speziell zum 5. Kapitel:

- [27] Maas, S. A.: *Microwave Mixers*. 2. Auflage, Artech House Verlag, Boston und London, 1993.*
- [28] Maas, S. A.: *Nonlinear Microwave and RF Circuits*. 2. Auflage, Artech House Verlag, Boston und London, 2003.
- [29] Archer, J. W.: *Low-Noise Receiver Technology for Near-Millimeter Wavelengths*. Infrared and Millimeter Waves, Vol. 15, edited by K. J. Button, Academic Press Verlag, Orlando, 1984, 1–86.*

Empfohlene Literatur zur weiteren Vertiefung:

- [30] Besser, L., Gilmore, R.: *Practical RF Circuit Design for Modern Wireless Systems: Volume 1 — Passive Circuits and Systems*. Artech House Verlag, Boston und London, 2003.
- [31] Gilmore, R., Besser, L.: *Practical RF Circuit Design for Modern Wireless Systems: Volume 2 — Active Circuits and Systems*. Artech House Verlag, Boston und London, 2003.
- [32] Rogers, J. W. M., Plett, C.: *Radio Frequency Integrated Circuit Design*. Artech House Verlag, Boston und London, 2003.
- [33] Suárez, A., Quéré, R.: *Stability Analysis of Nonlinear Microwave Circuits*. Artech House Verlag, Boston und London, 2003.
- [34] Bahl, I.: *Lumped Elements for RF and Microwave Circuits*. Artech House Verlag, Boston und London, 2003.
- [35] Pedro, J. C., Carvalho, N. B.: *Intermodulation Distortion in Microwave and Wireless Circuits*. Artech House Verlag, Boston und London, 2003.
- [36] Vuolevi, J.: *Distortion in RF Power Amplifiers*. Artech House Verlag, Boston und London, 2003.
- [37] Kenington, P. B.: *High Linearity RF Amplifier Design*. Artech House Verlag, Boston und London, 2000.
- [38] Cripps, Steve C.: *Advanced Techniques in RF Power Amplifier Design*. Artech House Verlag, Boston und London, 2002.
- [39] Swanson, D. G., Hofer, W. J. R.: *Microwave Circuit Modeling Using Electromagnetic Field Simulation*. Artech House Verlag, Boston und London, 2003.

* Nicht mehr in Druck.

Vorwort

Hochfrequenzschaltungen werden heute bis weit in den GHz-Bereich in planarer Technik auf Substraten aus Kunststoffen oder keramischen Materialien aufgebaut. Die Schaltkreise sind dabei in gemischter Technik als Hybridschaltungen aufgebaut. Damit ist gemeint, dass passive Komponenten wie Widerstände, Induktivitäten, Kapazitäten und insbesondere Leitungen einheitlich erstellt werden, aber aktive Halbleiterbauelemente anschließend mit besonderen Einbautechniken eingefügt werden.

Hochfrequenzschaltungen mit einheitlicher Technologie für alle Komponenten in Gestalt monolithisch integrierter Schaltungen erreichen heute auf Silizium den unteren GHz-Bereich, und auf GaAs Frequenzen bis über 40 GHz. Monolithisch integrierte Schaltungen auf SiGe erreichen Frequenzen bis ca. 75 GHz. Der Spitzenreiter unter den Halbleitertechnologien stellt InP dar mit Frequenzen bis über 100 GHz. Die Technik der monolithisch integrierten Mikrowellenschaltungen (MMIC nach **M**onolithic **M**icrowave **I**ntegrated **C**ircuit) entwickelt sich besonders auf Mischhalbleitern (Heterostrukturen, zu noch höheren Frequenzen) sehr schnell, erfordert aber einen sehr hohen, nur bei großen Stückzahlen vertretbaren, Entwicklungs- und Herstellungsaufwand.

Aus diesen Gründen ist heute oft noch die hybride Schaltungstechnik bei hohen Frequenzen vorherrschend. Auch auf diese Schaltungen wird meist der Überbegriff „Integrierte Schaltungen“ angewendet, die verwendete Technik wird vielfach auch als MIC-Technik bezeichnet (nach **M**icrowave **I**ntegrated **C**ircuit).

Neben wirtschaftlichen und fertigungstechnischen Gründen war maßgebend für die Entwicklung von Hochfrequenzschaltungen in integrierter Technik eine Anpassung der Größe der passiven Schaltelemente an die Abmessungen von aktiven Halbleiterbauelementen. Wesentliche Vorteile bringt hier die Verwendung von Streifenleitungen, deren günstige Eigenschaften zu Beginn der fünfziger Jahre erkannt wurden. Schaltungsaufbauten mit Hohlleitern sind hierfür nur sehr wenig geeignet und erfordern einen hohen Fertigungsaufwand. Sie werden nur dann verwendet, wenn sehr geringe Leitungsverluste gefordert werden oder aber hohe Leistungen übertragen werden müssen.

Das erste Kapitel dieser Vorlesung beschäftigt sich deshalb mit der Streifenleitungstechnik. Im Anschluss daran werden dann in den folgenden Kapiteln Verstärkerschaltungen, Oszillatoren, Frequenzvervielfacher und Mischer zur Frequenzumsetzung behandelt.

Kapitel 1

Streifenleitungen

1.1 Bauformen planarer Wellenleiter

Aus den Grundlagenvorlesungen sind insbesondere koaxiale Wellenleiter sowie verschiedene Typen von Hohlleitern bekannt. Neben diesen klassischen Wellenleiterformen, die sich speziell durch relativ einfache Berechnungsmöglichkeiten für die Feldgeometrie auszeichnen, existieren noch vielfältige andere Strukturen. Aufgrund der starken Nachfrage nach Hochfrequenz- und Mikrowellenkomponenten und Geräten entstand die Notwendigkeit, Leitertypen mit geringen Fertigungskosten und guter Wiederholbarkeit der Eigenschaften zu bevorzugen. Hierzu bieten sich die diversen Formen planarer Wellenleiter (Streifenleitungen) geradezu ideal an.

Planare Wellenleiter sind Mikrowellenleitungen, die in Form von flachen leitenden Streifen auf einem dielektrischen Substrat mit parallel geführter Gegenelektrode ausgeführt sind. Je nach Anwendungsbereich bieten sich verschiedene Ausführungsformen gemäß **Abb. 1.1** an:

Hierbei stellt die Mikrostreifenleitung (**Abb. 1.1a**) aufgrund ihres einfachen Aufbaus und des relativ geringen technologischen Realisationsaufwands die am weitesten verbreitete Leitungsform dar (*D. Grieg und H. Englemann, 1952*). Die Suspended-Substrate-Leitung (**Abb. 1.1c**) besitzt größere Güte und aufgrund des geschirmten Aufbaus bessere Genauigkeit der elektrischen Eigenschaften. Die heute nur selten eingesetzte Dreiplatten-Leitung (**Abb. 1.1b**) wird auf Kunststoffsubstraten aufgebaut. Die technologischen Schwierigkeiten sind hierbei nicht unerheblich: Wird der Zentralleiter eingegossen, so sind nachfolgende Modifikationen (z.B. Längenkorrekturen bei Stichleitungen, Einbau von Komponenten) ausgeschlossen. Wird dagegen ein mehrlagiger Aufbau verfolgt (Sandwich), so besteht bei Temperaturdrift das Risiko des Werfens einer oder beider Substratseiten. Hierdurch kann unkontrolliert Luft als drittes Dielektrikum zwischen obere und

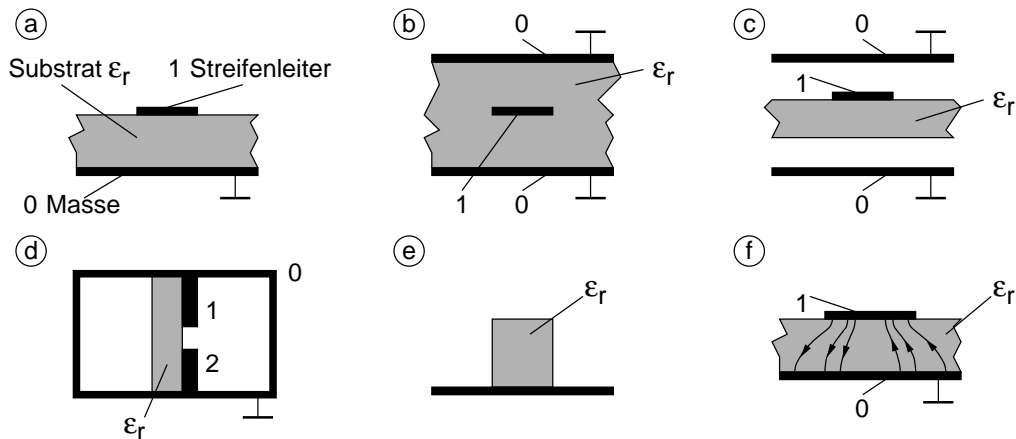


Abb. 1.1: Hauptleitungs-Bauformen mit eigener Schaltkreistechnik:

- a) Mikrostreifenleitung (microstrip); b) Dreiplatten- (triplate) Leitung;
 c) Suspended-Substrate-Leitung; d) Flossenleitung (finline); e) dielektrische
 Bildleitung (dielectric image guide); f) Microguide.

untere Plattenhälfte dringen und so die Leitungsparameter wie Ausbreitungsgeschwindigkeit und Wellenwiderstand erheblich beeinflussen.

Ausschließlich für Millimeterwellen (ca. 30–300 GHz) geeignete Formen zeigen die **Abb. 1.1d–f**. Bei der dämpfungsarmen Finleitung (**Abb. 1.1d**) befindet sich ein mit geschlitzter Metallisierung versehenes Substrat in einem abschirmenden Hohlleiter. Ihren Namen hat diese Leitung von den flossenförmigen Metallisierungen des Substrats in den Übergängen zwischen Hohlleiter und Finleitungsstruktur. Sie findet hauptsächlich dort Einsatz, wo innerhalb eines Hohlleiters parallele Schaltungselemente (z.B. PIN-Dioden-Dämpfungsglied) eingebracht werden sollen. Aufgrund des erheblichen Aufwands (Bau spezieller Halterungsteile für das Substrat, Probleme der Massekontaktierung, schwieriges Biasing) wird diese Leitung jedoch nur in Ausnahmefällen eingesetzt.

Dielektrische Wellenleiter beruhen auf der Umkehrung des Hohlleiterprinzips, d.h. durch einen hohen Sprung der Dielektrizitätskonstanten ϵ_r an der Außenwand tritt eine fast vollständige Reflexion der Welle zurück in den Leiter auf; hierdurch kann gleichfalls Wellenausbreitung im Leiter stattfinden. Als Beispiel zeigt **Abb. 1.1e** die dielektrische Bildleitung (Image-Line) wobei die Welle in einem über einer Metallebene angebrachten dielektrischen Streifen geführt wird. Damit ergibt sich eine zusätzliche Randbedingung. Als Abwandlung der Mikrostreifenleitung zeigt **Abb. 1.1f** den Microguide, der sich bei gegebener Frequenz von der Microstrip durch den wesentlich breiteren Streifen unterscheidet. Damit kann sich auf ihm die erste Oberwelle mit Querresonanz (Nullstelle des elektrischen Feldes in der Streifenleitermitte) ausbreiten. Im Gegensatz zu den bislang vorgestellten Leiterformen sind die in **Abb. 1.2** dargestellten Typen nur für Spezialanwendungen gedacht:

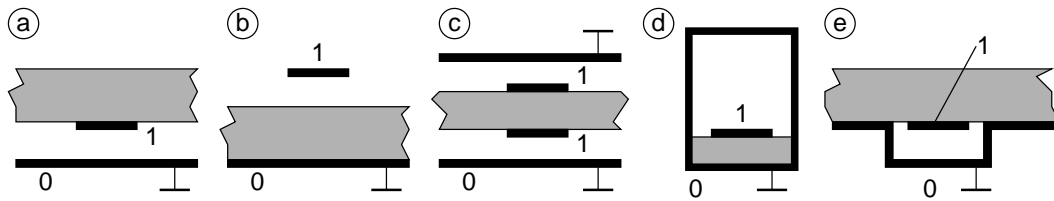


Abb. 1.2: Leitungs-Sonderformen:

- a) Invertierte Mikrostreifenleitung (inverted microstrip); b) Mikrostreifenleitung mit hochgesetztem Streifenleiter (elevated microstrip); c) High-Q-Triplateleitung; d) Kammerleitung; e) geführte invertierte Mikrostreifenleitung (trapped inverted microstrip).

Die sogenannte High-Q-Triplate (**Abb. 1.2c**) ist eine Bauform der Suspended-Substrate-Leitung bei der aber zwei Streifenleiter parallel geschaltet sind, um so höhere Güte zu erreichen. Die geführte invertierte Microstrip (trapped inverted microstrip) aus **Abb. 1.2e** ermöglicht wegen der Feldenergiekonzentration in dem mitlaufenden Massekanal eine stärkere Entkopplung gegen benachbarte Leitungen als die einfache Microstrip. Bei der Kammerleitung (**Abb. 1.2d**) läuft sogar eine vollständige Schirmung mit dem Streifenleiter mit. Solche Leitungen werden für Schlitzantennen in synthetischen Aperturradarsystemen eingesetzt.

Zusätzlich zu den vorgestellten Typen existieren noch diverse „Hilfsleitungen“ der MIC-Technik (**Abb. 1.3**); das sind Formen, die z.B. im Übergang zwischen unterschiedlichen Leitungstypen oder zur Erzeugung definierter Kopplungen bzw. hoher oder sehr kleiner Wellenwiderstände eingesetzt werden. Bei der MMIC-Technik jedoch ist die Kopplanarleitung (**Abb. 1.3a**) die Hauptleitungs-Bauform mit eigener Schaltkreistechnik.

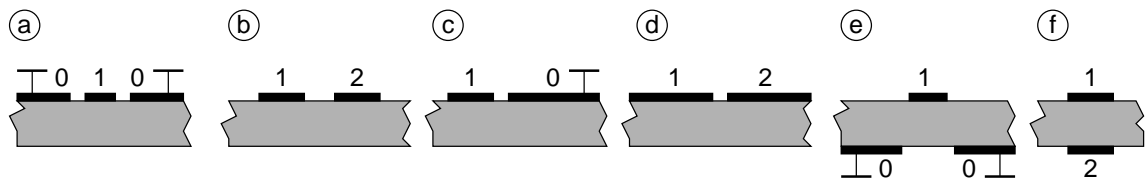


Abb. 1.3: Hilfsleitungen für Mikrostreifenleitungsschaltungen:

- a) Kopplanarleitung; b) koplanare Zweibandleitung; c) unsymmetrische Kopplanarleitung; d) Schlitzleitung (slotline); e) Mikrostreifenleitung mit Masseschlitz; f) Bandleitung.

Im folgenden soll nur noch die Microstrip betrachtet werden, da sie die vielfältigsten Einsatzmöglichkeiten aufweist.

1.2 Wellentypen und Feldverteilung der Mikrostreifenleitung

1.2.1 Wellentypen

Für ein einfaches Schaltungsdesign ist es wünschenswert, Leitungen mit einer TEM-Feldverteilung einzusetzen, da hier Wellenwiderstand und Phasengeschwindigkeit (Ausbreitungsgeschwindigkeit) frequenzunabhängige Größen darstellen; d.h. es herrscht keine Dispersion der sich ausbreitenden Welle. Im Gegensatz dazu ist die Grundwelle der Streifenleitung bereits eine Hybridwelle mit E_z - und H_z -Komponenten (Koordinatensystem gemäß **Abb. 1.4**). Allgemein werden diese Felder als HE_n -Wellen bezeichnet, wobei n die Anzahl der Vorzeichenwechsel der Stromdichte J_z in y -Richtung angibt. Grundwelle ist die HE_0 -Welle, die für niedrige Frequenzen, wo die Dielektrikumsdicke h klein gegen die Wellenlänge ist, in eine TEM-Form übergeht. Sie wird daher oft als „Quasi-TEM-Welle“ bezeichnet.

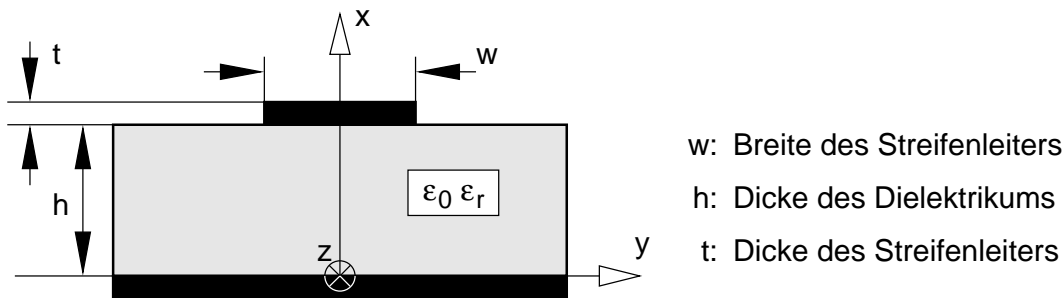


Abb. 1.4: Mikrostreifenleitung (Microstrip).

Feldverteilung der Grundwelle

Da die Microstrip ein System aus Hin- und Rückleiter darstellt, sich also die Ränder auch im Unendlichen nicht berühren, ist die untere Grenzfrequenz

$$f_{g0} = 0 \quad (1.1)$$

Als grobe Abschätzung des stabilen Bereichs der Quasi-TEM-Welle (HE_0) kann für die Grenzfrequenz der ersten Oberwelle (HE_1) die Näherung der $H_{1,0}$ -Welle ($TE_{1,0}$ -Welle) des Rechteckhohlleiters getroffen werden: Mit

$$\frac{w}{h} > 1 \quad (1.2)$$

gilt vereinfacht

$$f_{g1} \approx \frac{c_0}{2w\sqrt{\varepsilon_r}} \quad (1.3)$$

wobei c_0 die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum ist.

Somit ergibt sich etwa ein stabiler Bereich der HE_0 -Welle von:

$$0 \leq f < \frac{c_0}{2w\sqrt{\varepsilon_r}} \quad (1.4)$$

Im Gegensatz zu einfachen Wellenleiterformen wie Koaxialkabel und Hohlleiter lassen sich die Felder der Mikrostreifenleitung i.A. nicht geschlossen berechnen. Das rührt von der geschichteten Struktur des Dielektrikums her, wobei ein Teil der Welle in Luft, ein anderer Teil im Substrat geführt wird. Durch die unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten c_s innerhalb und c_a außerhalb des Substratmaterials,

$$c_a = c_0 \quad ; \quad c_s = \frac{c_0}{\sqrt{\varepsilon_r}} \quad (1.5)$$

führt die Feldberechnung auf ein Eigenwertproblem mit nichttrivialen Lösungen. Solche Probleme können nur numerisch gelöst werden, wozu sich heute diverse Verfahren wie Finite-Elemente-Methode, Finite-Differenzen-Methode, Finite-Integrations-Methode, Transmissionsleitungs-Methode, Randelementen-Methode oder Momenten-Methode (Orthogonalentwicklungen) anbieten. Bei der Orthogonalentwicklung beispielsweise wird dazu ein System orthogonaler Eigenfunktionen ermittelt, die alle in der Lage sind, die geforderten Randbedingungen zu erfüllen. Die zum besseren Verständnis der Wellenausbreitung auf der Microstrip im folgenden gezeigten Abbildungen wurden sämtlich mittels solcher Berechnungsverfahren numerisch ermittelt.

Die **Abb. 1.5** zeigt qualitativ die Stromdichtekomponente J_z auf der Streifenoberseite ($x = h + t$), Streifenunterseite ($x = h$) und auf der Grundplatte ($x = 0$). Sie hat in y -Richtung keinen Vorzeichenwechsel, daher handelt es sich um die HE_0 -Welle.

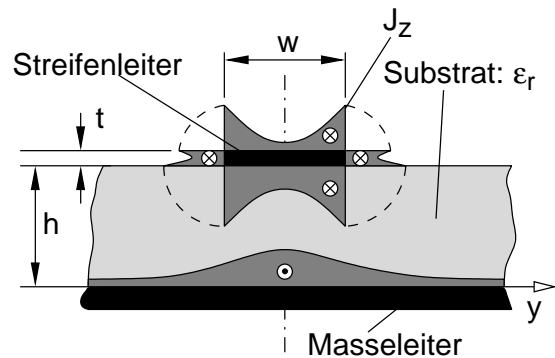


Abb. 1.5: Stromdichten auf der Mikrostreifenleitung.

Abb. 1.6 zeigt die E- und die H-Feldlinien in einer Querschnittsfläche $z = \text{constant}$. Alle Feldbilder wurden des einfacheren Ansatzes wegen unter der Voraussetzung einer metallischen Schirmung ermittelt, so dass die Felder in großem Abstand vom Streifenleiterzentrum nicht mehr ganz der Realität der offenen Streifenleitung entsprechen.

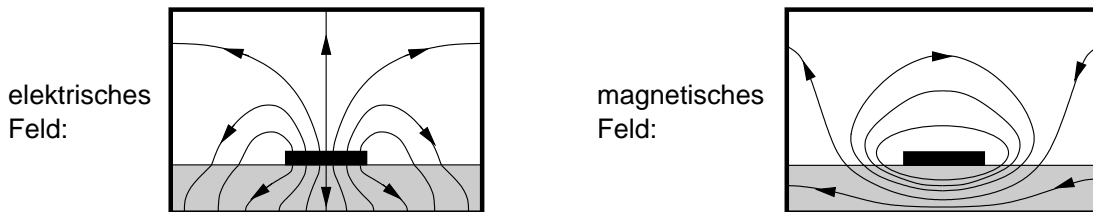


Abb. 1.6: E- und H-Feldlinien einer Mikrostreifenleitung mit metallischer Schirmung in einer Querschnittsfläche $z = \text{constant}$. Leiterdicke $t = 0$.

Um eine bessere Gesamtübersicht zu erhalten, sind in den **Abb. 1.7** und **Abb. 1.8** die Felder perspektivisch dargestellt. **Abb. 1.7** stellt einige ausgewählte H-Feldlinien dar, wobei λ die Leitungswellenlänge ist. **Abb. 1.8** zeigt eine vollständigere Darstellung der E- bzw. H-Felder.

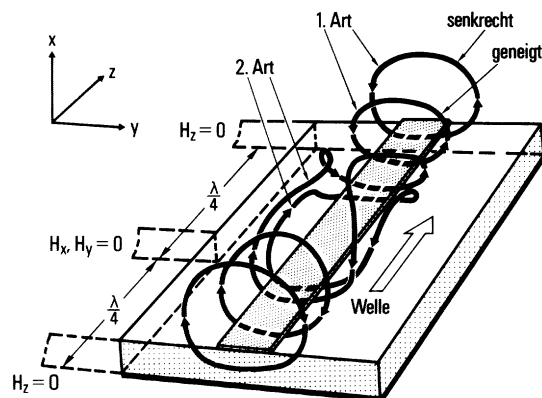


Abb. 1.7: H-Feld einer Mikrostreifenleitung.

Deutlich zeigt sich hier, dass sowohl das elektrische als auch das magnetische Feld neben den dominierenden Queranteilen ebenfalls merkliche Längsanteile besitzen.

Aus **Abb. 1.6** kann außerdem eine Aussage über den Wellenwiderstand gemacht werden: Bei eingehender Betrachtung ergibt sich, dass die transversalen E- und H-Feldkomponenten in erster Näherung senkrecht zueinander stehen.

Mathematisch kann dies gemäß **Gl. 1.6** und **Gl. 1.7** formuliert werden:

$$\vec{E}_t = E_x \vec{e}_x + E_y \vec{e}_y \quad \text{und} \quad \vec{H}_t = H_x \vec{e}_x + H_y \vec{e}_y \quad (1.6)$$

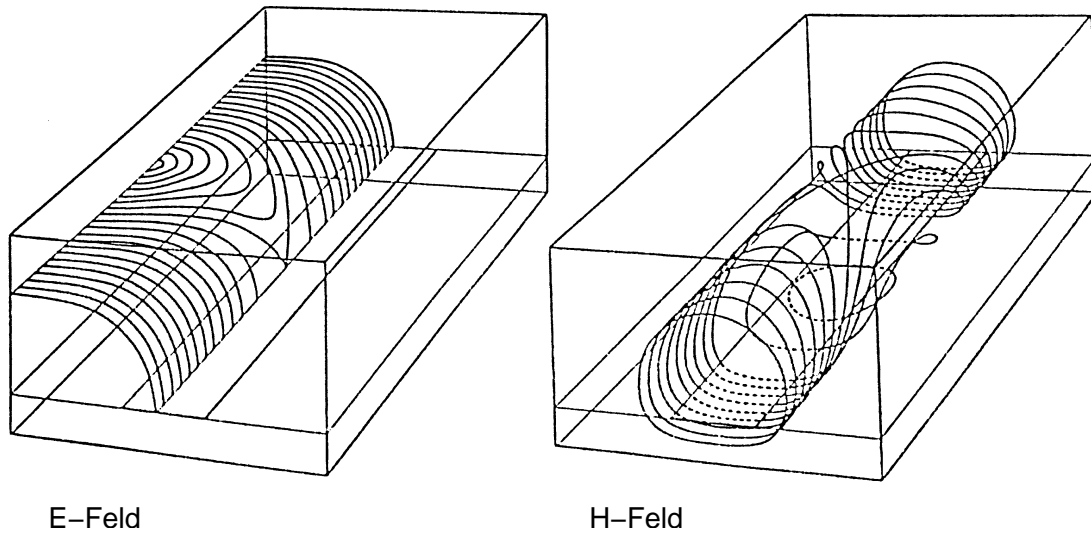


Abb. 1.8: 3-D Darstellung der H- und E-Feldlinien einer Mikrostreifenleitung.

$$\vec{E}_t \vec{H}_t = 0 \quad \text{oder} \quad E_x H_x + E_y H_y = 0 \quad (1.7)$$

Aus **Gl. 1.7** ergibt sich, dass unter obiger Näherung ein festes Verhältnis zwischen den Komponenten von E_t und H_t existiert, d.h. es gibt einen festen, charakteristischen Wellenwiderstand (**Gl. 1.8**)

$$Z_L = \frac{E_x}{H_y} = -\frac{E_y}{H_x} \quad (1.8)$$

für die Microstrip. Mit zunehmender Frequenz verliert die Annahme ihre Gültigkeit, d.h. der Wellenwiderstand ist dort in Wirklichkeit unendlich vieldeutig (höhere Wellentypen mit anderem Z_L).

Höhere Wellentypen

Entsprechend dem Modenschema in **Abb. 1.9** treten für höhere Frequenzen zusätzliche Hybridmoden mit stark frequenzabhängigen Phasenkonstanten β auf. Zusätzlich aufgeführt ist der Anteil der Abstrahlung, die bei der offenen Mikrostreifenleitung zur Leitungsdämpfung beiträgt (schraffierte Fläche).

Den ortsabhängigen Verlauf der Längs- und Querströme der ersten drei Moden zeigt **Abb. 1.10**. Während bei der Grundwelle der Längsstrom auf dem Streifen nahezu über der gesamten Breite konstant bleibt und erst zum Rand hin aufgrund des Skineffekts zunimmt (größere elektrische Feldkonzentration an den Kanten), zeigen die höheren Moden Nullstellen und Vorzeichenwechsel im Längsstrom. Querströme fließen bei der Grundwelle nur in geringem Umfang, was eine weitere Rechtfertigung für die Annahme der Quasi-TEM-Welle ist.

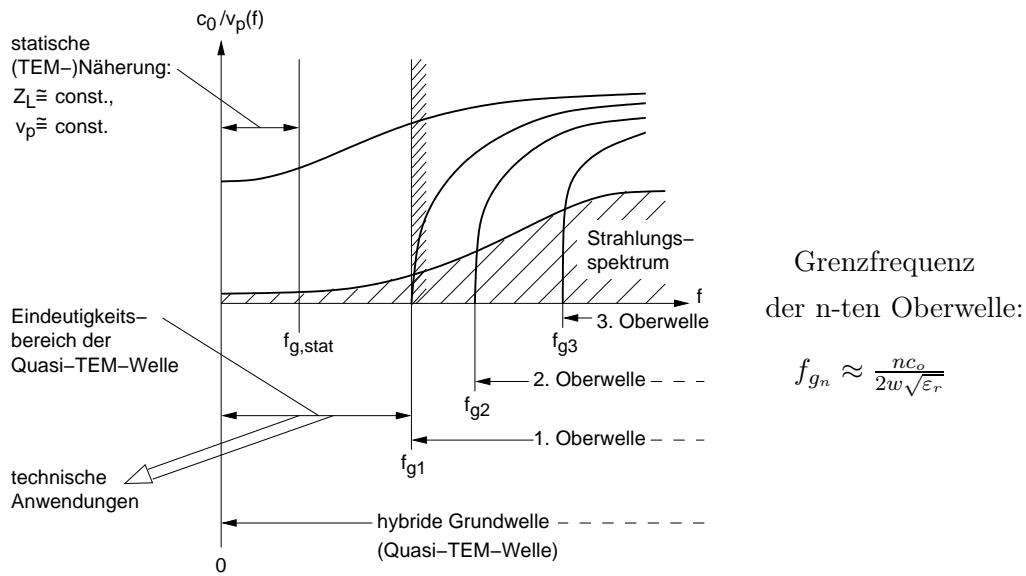


Abb. 1.9: Modenschema der Mikrostreifenleitung $v_p \equiv v_\varphi$.

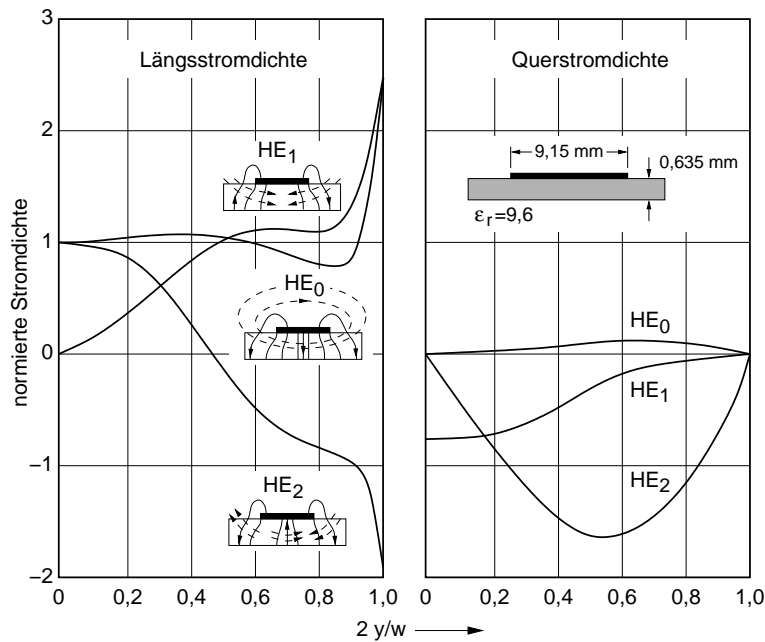


Abb. 1.10: Normierte Längs- und Querstromdichten der Grundwelle HE_0 und der höheren Wellentypen HE_1 und HE_2 der Mikrostreifenleitung bei $f=12$ GHz ($f_{g1}=5,27$ GHz).

Bei offenen Strukturen und dicken Substratmaterialien müssen auch die Oberflächenwellen berücksichtigt werden, die an Störstellen erzeugt werden können. Die TM_0 -Oberflächenwelle hat ebenso wie die HE_0 -Grundwelle der Mikrostri-

fenleitung keine untere Grenzfrequenz und trägt in Form von Abstrahlung zur Leitungsdämpfung bei (**Abb. 1.9**). In **Abb. 1.11** ist das Feldbild der TM_0 -Oberflächenwelle (*Zenneck-Welle*) skizziert. Ist die Masseplatte, die in der y - z -Ebene liegt, ideal leitend ($\kappa_2 \rightarrow \infty$) so breitet sich die Welle als eine ebene Welle im nichtleitenden Medium parallel zur Oberfläche aus ($\vartheta \rightarrow 0$).

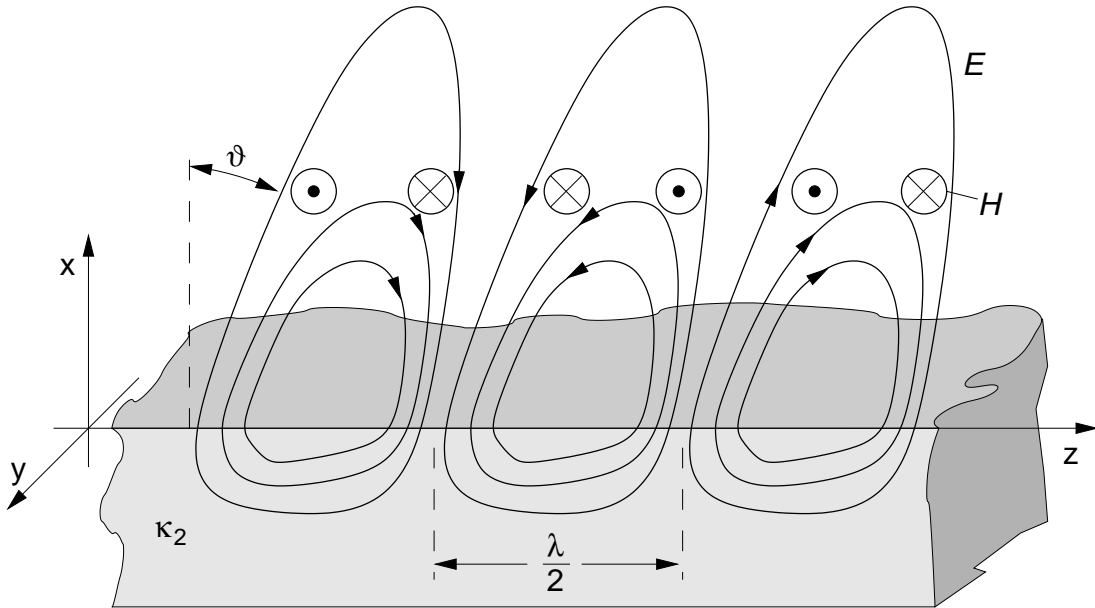


Abb. 1.11: Feldbild der TM_0 -Oberflächenwelle.

Die Grenzfrequenz der nächst höheren Oberflächenwelle (TE_0) erhält man aus **Gl. 1.9**

$$f_{g,TE_0} = \frac{c_0}{4h\sqrt{\varepsilon_r - 1}}. \quad (1.9)$$

Für die noch höheren TM_n - bzw. TE_n -Oberflächenwellen gilt der allgemeine Zusammenhang ($n = 0, 1, 2, \dots$):

$$f_{g,TM_n} = \frac{c_0 n}{2h\sqrt{\varepsilon_r - 1}} = 2n f_{g,TE_0} \quad (1.10)$$

$$f_{g,TE_n} = \frac{c_0 (1 + 2n)}{4h\sqrt{\varepsilon_r - 1}} = (1 + 2n) f_{g,TE_0} \quad (1.11)$$

In geschirmten Gebilden (z.B. **Abb. 1.2d**) sind zusätzlich zu den HE_n -Wellen die Grenzfrequenzen der TE_x - und TM_x -Wellen unter Berücksichtigung der teilweisen dielektrischen Füllung zu beachten.

1.3 Wellenwiderstand und Permittivität

1.3.1 Statische Näherung

Bei tiefen Frequenzen breitet sich in der Mikrostreifenleitung näherungsweise eine TEM-Welle aus. Der Wellenwiderstand Z_L und die Phasenkonstante β können mit konformer Abbildung gewonnen werden. Hierzu wird in der Abbildungsebene der Kapazitätsbelag C' und die Phasengeschwindigkeit v_φ bestimmt.

Unter Vernachlässigung der Dämpfung gilt

$$Z_L = \sqrt{\frac{L'}{C'}} \quad (1.12)$$

Der Induktivitätsbelag L' ergibt sich aus

$$\beta = \omega\sqrt{L'C'} = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{v_\varphi} \quad (1.13)$$

zu

$$L' = \frac{\beta^2}{\omega^2 C'} = \frac{1}{v_\varphi^2 C'} \quad (1.14)$$

Der Wellenwiderstand ergibt sich somit aus **Gl. 1.12** zu

$$Z_L = \frac{1}{v_\varphi C'} \quad (1.15)$$

Bei einer Leitung mit homogenem Dielektrikum ($\mu_r = 1$, ε_r bekannt) ist

$$v_\varphi = \frac{c_0}{\sqrt{\varepsilon_r}} \quad \text{mit} \quad c_0 = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}} \quad (1.16)$$

Bei einer Leitung mit inhomogenen (z.B. mehrschichtigem) Dielektrikum wird die Ausbreitungsgeschwindigkeit gemäß **Gl. 1.17** zu

$$v_\varphi = \frac{c_0}{\sqrt{\varepsilon_{r,eff}}} \quad (1.17)$$

und mit dem Kapazitätsbelag C'_0 der luftgefüllten Leitung ergibt sich der tatsächliche Kapazitätsbelag C' der Leitung.

$$C' = C'_0 \cdot \varepsilon_{r,eff} \quad (1.18)$$

Die effektive relative Dielektrizitätskonstante $\varepsilon_{r,eff}$ für ein homogenes Ersatzmedium kann näherungsweise berechnet werden, indem die Feldanteile in den einzelnen Schichten miteinander verglichen werden (sehr grob durch Abschätzung oder

durch konforme Abbildung). Vielfach findet sich in Diagrammen statt des effektiven ε_r auch der sogenannte Verkürzungsfaktor (VKF) für die Leitungswellenlänge λ gemäß **Gl. 1.19**, wobei λ_0 die Freiraumwellenlänge bezeichnet.

$$\text{VKF} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{r,\text{eff}}}} = \frac{\lambda}{\lambda_0} \quad (1.19)$$

Der Wellenwiderstand ergibt sich dann mit **Gl. 1.15** zu

$$Z_L = \frac{1}{C'} \cdot \frac{1}{v_\varphi} = \frac{1}{C'_0 \cdot \varepsilon_{r,\text{eff}}} \cdot \frac{\sqrt{\varepsilon_{r,\text{eff}}}}{c_0} = \frac{1}{C'_0 \cdot c_0} \cdot \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{r,\text{eff}}}} = Z_{L0} \cdot \text{VKF} \quad (1.20)$$

wobei Z_{L0} der Leitungswiderstand der luftgefüllten Leitung ist.

Ermittlung des Kapazitätsbelag

Zur Berechnung des Kapazitätsbelag C' am Beispiel der luftgefüllten Streifenleitung (**Abb. 1.12a**) wird deren Querschnitt in den Querschnitt der Bildleitung (**Abb. 1.12b**), hier eine Bandleitung, konform abgebildet.

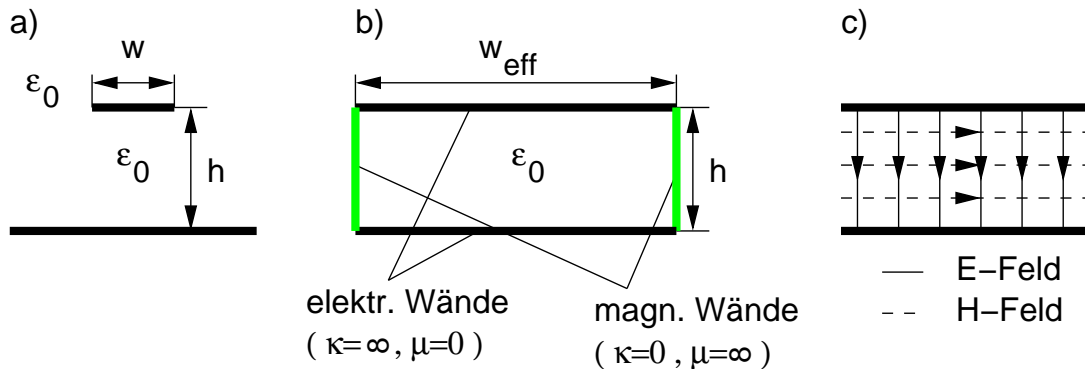


Abb. 1.12: Luftgefüllte Streifenleitung

Weil auch die Streifenoberseite zu C' (vergleiche **Abb. 1.6**: auch von der Oberseite des Streifens gehen Feldlinien aus) beiträgt, ist die bei den Berechnungen zugrunde zu legende tatsächliche Streifenbreite w_{eff} größer als die geometrische Streifenbreite w :

$$w_{\text{eff}} > w. \quad (1.21)$$

Durch die Abbildung ergibt sich ein homogener Feldverlauf gemäß **Abb. 1.12c**, wobei hier die vertikalen Feldberandungen magnetische, die horizontalen Berandungen elektrische Wände darstellen. Für den Kapazitätsbelag ergibt sich damit

$$C' = C'_0 = \varepsilon_0 \frac{w_{\text{eff}}}{h} \quad (1.22)$$

und mit $Z_{F0} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \approx 120\pi\Omega \approx 377\Omega$ erhält man mit **Gl. 1.20** für den Wellenwiderstand

$$Z_{L0} = Z_{F0} \frac{h}{w_{eff}} \quad (1.23)$$

Näherungslösung der Leitungskenngrößen

Aus der konformen Abbildung kann man das asymptotische Verhalten der Microstripkenngrößen für bestimmte Grenzfälle wie $w/h \ll 1$ bei $\varepsilon_r \approx 1$ und $\varepsilon_r \gg 1$, sowie für $w/h \gg 1$ bestimmen. Aus der Kenntnis des genauen Verlaufs (z.B. aus Messungen) und mit Hilfe theoretisch ermittelter Stützstellen in erlaubten Bereichen sind von *Wheeler* (1977) die Analysegleichung $Z_L(w/h, \varepsilon_r, t = 0)$ und die Synthesegleichung $w/h(Z_L, \varepsilon_r, t = 0)$ für $0 \leq w/h \leq \infty$ und $1 \leq \varepsilon_r \leq \infty$ ermittelt worden:

$$\begin{aligned} \text{Analyseform : } \quad \frac{Z_L}{\Omega} = & \quad (1.24) \\ \frac{42,4}{\sqrt{\varepsilon_r + 1}} \ln \left[1 + \frac{4h}{w} \left\{ \left(\frac{14 + (8/\varepsilon_r)}{11} \right) \frac{4h}{w} + \sqrt{\left(\frac{14 + (8/\varepsilon_r)}{11} \right)^2 \left(\frac{4h}{w} \right)^2 + \frac{\pi^2}{2} \left(1 + \frac{1}{\varepsilon_r} \right)} \right\} \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Syntheseform : } \quad \frac{w}{h} = & \quad (1.25) \\ 8 \cdot \sqrt{\left\{ \exp\left(\frac{Z_L \sqrt{\varepsilon_r + 1}}{42,4}\right) - 1 \right\} \left\{ \frac{7 + 4/\varepsilon_r}{11} \right\} + \frac{1 + 1/\varepsilon_r}{0,81} \cdot \left\{ \exp\left(\frac{Z_L \sqrt{\varepsilon_r + 1}}{42,4}\right) - 1 \right\}^{-1}} \end{aligned}$$

Der Fehler für Z_L bleibt im Gültigkeitsbereich der statischen Näherung in jedem Fall unterhalb von 2%, oft sogar unterhalb von 1%.

Für genauere Berechnungen bieten sich die Lösungen nach *Hammerstad* und *Jensen* (1980) an, die analytische Ausdrücke auf der Basis von Funktionalapproximationen herleiteten. Sie ermöglichen es, den Wellenwiderstand der luftgefüllten Leitung Z_{L0} und das effektive ε_r zu bestimmen, wodurch eine Ermittlung von Z_L gemäß **Gl. 1.20** mit einem maximalen Fehler von 0,3% möglich ist:

$$Z_{L0} = Z_L(\varepsilon_r = 1) = \frac{Z_{F0}}{2\pi} \cdot \ln \left\{ \frac{F_1 \cdot h}{w} + \sqrt{1 + (2h/w)^2} \right\} \quad (1.26)$$

$$\text{mit} \quad F_1 = 6 + (2\pi - 6) \cdot \exp \left\{ - \left(30,666 \frac{h}{w} \right)^{0,7528} \right\} \quad (1.27)$$

Das effektive ε_r ergibt sich mit einem maximalen Fehler von 0,2% aus den **Gln. 1.28** zu:

$$\varepsilon_{r,eff} = \frac{\varepsilon_r + 1}{2} + \frac{\varepsilon_r - 1}{2} \cdot \left(1 + \frac{10h}{w}\right)^{-a \cdot b}$$

$$a = 1 + \frac{1}{49} \cdot \ln \left[\frac{(w/h)^4 + \{w/(52h)\}^2}{(w/h)^4 + 0,432} \right] + \frac{1}{18,7} \cdot \ln \left\{ 1 + \left(\frac{w}{18,1h} \right)^3 \right\} \quad (1.28)$$

$$b = 0,564 \cdot \left\{ \frac{\varepsilon_r - 0,9}{\varepsilon_r + 3} \right\}^{0,053}$$

Die aus den numerischen Analysen hervorgegangenen Berechnungsgrundlagen für Z_L und $\varepsilon_{r,eff}$ sind in den **Abb. 1.13 und 1.14** auf den nachfolgenden Seiten in Diagrammform zusammengefasst.

Für die Grenzfälle $w/h \ll 1$ bzw. $w/h \gg 1$ ergibt sich aus **Gl. 1.28**:

$$\varepsilon_{r,eff} \approx \frac{\varepsilon_r + 1}{2} \quad \text{für} \quad w/h \ll 1$$

$$\varepsilon_{r,eff} \approx \varepsilon_r \quad \text{für} \quad w/h \gg 1$$
(1.29)

Grenze der statischen Rechnung

Die obere Frequenzgrenze für eine zweckmäßige Anwendung der statischen Näherung beim praktischen Schaltungsentwurf läßt sich empirisch aus **Gl. 1.30** ermitteln.

$$\frac{f_{g,stat}}{\text{GHz}} = 0,04 \cdot \frac{Z_{L0}/\Omega}{\sqrt{\varepsilon_{r,eff}} \cdot h/\text{mm}} = 0,04 \cdot \frac{Z_L/\Omega}{h/\text{mm}} \approx 0,01 \cdot f_{g1} \quad (1.30)$$

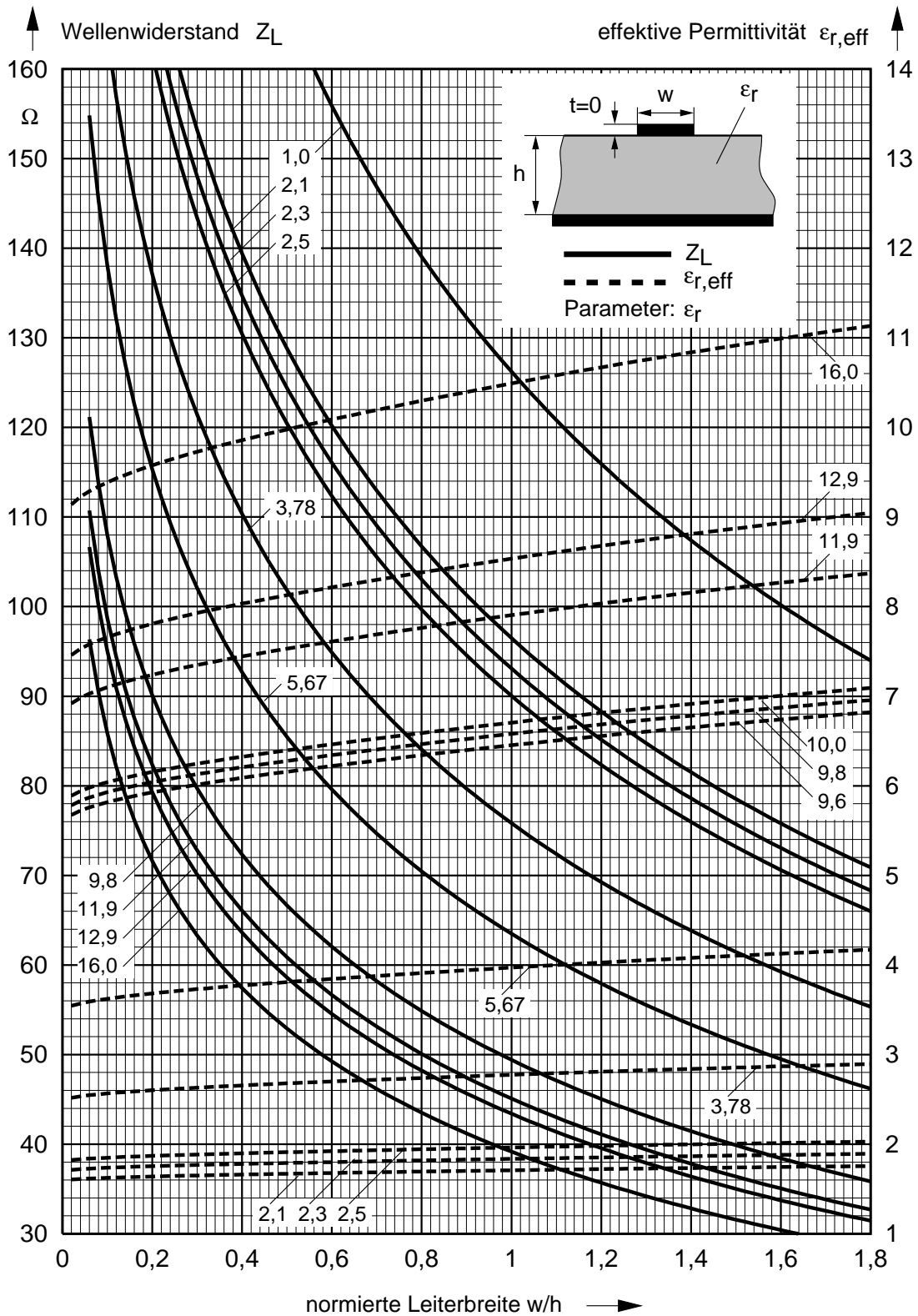


Abb. 1.13: Numerisch berechneter Wellenwiderstand Z_L und effektive Permittivität $\epsilon_{r,eff}$ in Abhängigkeit von der normierten Leiterbreite $w/h = 0-1,8$.

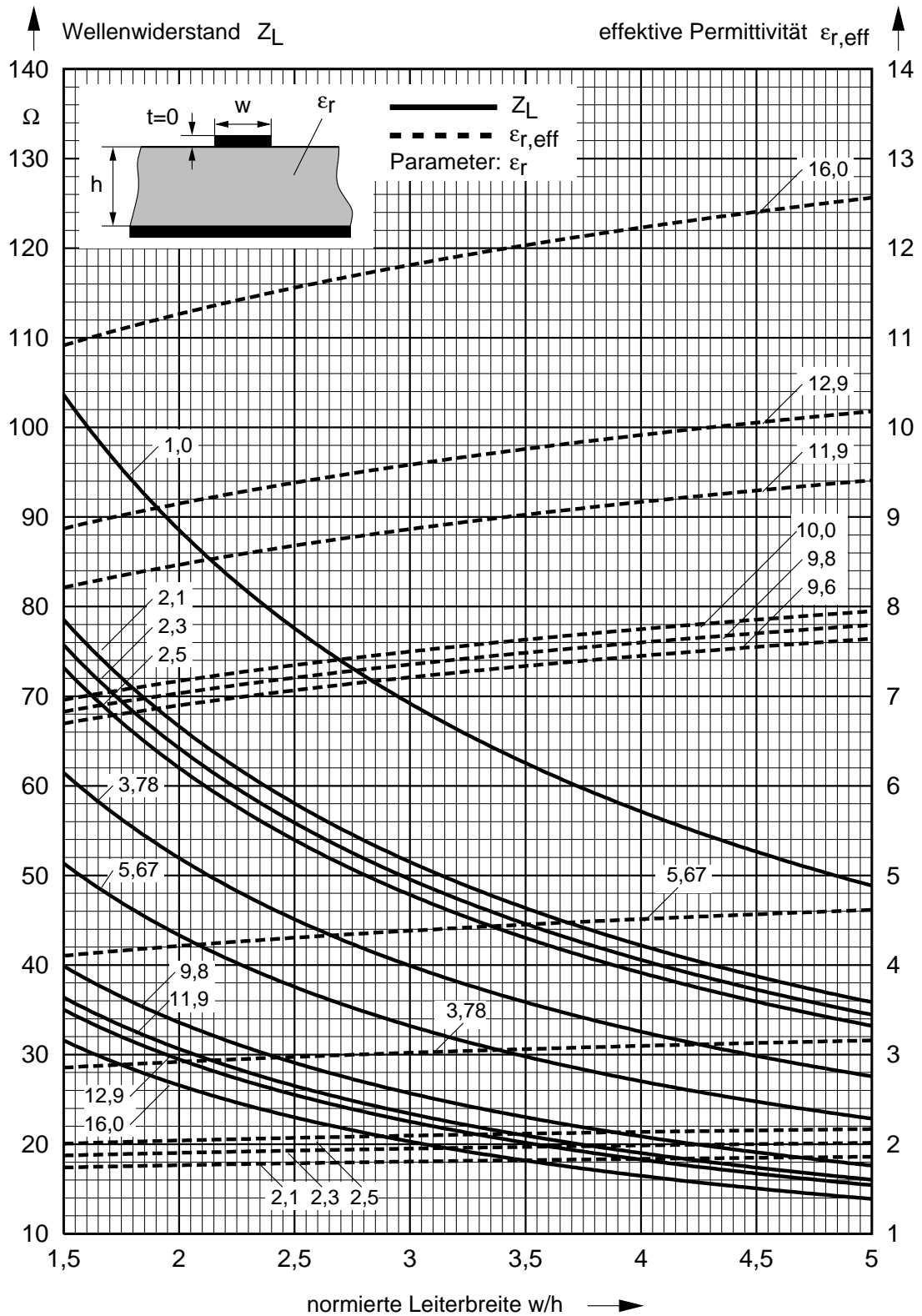


Abb. 1.14: Numerisch berechneter Wellenwiderstand Z_L und effektive Permittivität $\epsilon_{r,eff}$ in Abhängigkeit von der normierten Leiterbreite $w/h = 1,5-5$.

1.3.2 Dynamische Analyse

Eine Lösung unter Berücksichtigung der Frequenzabhängigkeit und damit der Längskomponenten des Feldes wurde von *Kirschning* und *Jansen* (1983) durchgeführt. Aus einer Fülle von mehr als 10^4 numerischen Stützstellen, die aufgrund exakter Feldberechnungen ermittelt wurden, ermittelten sie ein approximatives Funktionensystem. Der Gleichungssatz, der als Eingabegrößen nur die normierte Leiterbreite w/h , die relative Substratpermittivität ε_r und das Produkt $h \cdot f$ in GHz \cdot mm für eine Streifenleiterdicke $t = 0$ benötigt, ist im folgenden aufgeführt:

$$Z_{L,dyn} = Z_{L,stat} \cdot (R_{13}/R_{14})^{R_{17}}, \quad \varepsilon_{r,eff,dyn} = \varepsilon_r - \frac{\varepsilon_r - \varepsilon_{r,eff,stat}}{1 + P_5} \quad (1.31)$$

$$R_1 = 0,03891 \cdot \varepsilon_r^{1,4}$$

$$R_2 = 0,267 \cdot (w/h)^{7,0}$$

$$R_3 = 4,766 \cdot \exp \{ -3,228 \cdot (w/h)^{0,641} \}$$

$$R_4 = 0,016 + (0,0514 \cdot \varepsilon_r)^{4,524}$$

$$R_5 = (hf/28,843)^{12,0}$$

$$R_6 = 22,2 \cdot (w/h)^{1,92}$$

$$R_7 = 1,206 - 0,3144 \cdot \exp(-R_1) \cdot \{1 - \exp(-R_2)\}$$

$$R_8 = 1 + 1,275 \cdot [1 - \exp \{ -0,004625 \cdot R_3 \cdot \varepsilon_r^{1,674} \cdot (hf/18,365)^{2,745} \}]$$

$$R_9 = 5,086 \cdot R_4 \cdot \frac{R_5}{0,3838 + 0,386 \cdot R_4} \cdot \frac{\exp(-R_6)}{1 + 1,2992 \cdot R_5} \cdot \frac{(\varepsilon_r - 1)^6}{1 + 10(\varepsilon_r - 1)^6}$$

$$R_{10} = 0,00044 \cdot \varepsilon_r^{2,136} + 0,0184$$

$$R_{11} = \frac{(hf/19,47)^6}{1 + 0,0962 \cdot (hf/19,47)^6}$$

$$R_{12} = \frac{1}{1 + 0,00245 \cdot (w/h)^2}$$

$$R_{13} = 0,9408 \cdot (\varepsilon_{r,eff})^{R_8} - 0,9603$$

$$R_{14} = (0,9408 - R_9) \cdot (\varepsilon_{r,eff,stat})^{R_8} - 0,9603$$

$$R_{15} = 0,707 \cdot R_{10} \cdot (hf/12,3)^{1,097}$$

$$R_{16} = 1 + 0,0503 \cdot \varepsilon_r^2 \cdot R_{11} \cdot \left[1 - \exp \left\{ - \left(\frac{w/h}{15} \right)^6 \right\} \right]$$

$$R_{17} = R_7 \cdot [1 - 1,1241 \cdot (R_{12}/R_{16}) \cdot \exp \{-0,026 \cdot (hf)^{1,15656} - R_{15}\}]$$

$$P_1 = 0,27488 + [0,6315 + 0,525/(1 + 0,0157 \cdot hf)^{20}] \cdot w/h \\ - 0,065683 \cdot \exp \{-8,7513 \cdot w/h\}$$

$$P_2 = 0,033622 \cdot [1 - \exp \{-0,03442 \cdot \varepsilon_r\}]$$

$$P_3 = 0,0363 \cdot \exp \{-4,6 \cdot w/h\} \cdot [1 - \exp \{-(hf/3,87)^{4,97}\}]$$

$$P_4 = 1 + 2,751 \cdot [1 - \exp \{-(\varepsilon_r/15,916)^8\}]$$

$$P_5 = P_1 \cdot P_2 \cdot [(0,1844 + P_3 \cdot P_4) \cdot 10hf]^{1,5763}$$

mit

$$Z_{L,stat} = Z_L(w/h, \varepsilon_r, f = 0)$$

$$\varepsilon_{r,eff,stat} = \varepsilon_{r,eff}(w/h, \varepsilon_r, f = 0)$$

Die Variablen R_1 bis R_{17} und P_1 bis P_5 sind dimensionslose Hilfsgrößen, $\varepsilon_{r,eff,stat}$ ergibt sich aus **Gl. 1.28**, und $Z_{L,stat}$ ergibt sich aus den **Gl. 1.20** und **1.26** unter Berücksichtigung der effektiven Permittivität.

1.3.3 Einfluss der endlichen Leiterdicke auf Z_L und $\varepsilon_{r,eff}$

Werden alle Maße des Querschnitts einer Leitung um das selbe Vielfache vergrößert oder verkleinert, so ändert sich weder Z_L noch $\varepsilon_{r,eff}$. Bei kupferkaschierten Trägern ist aber oft die Leiterdicke $t = 35 \mu\text{m}$ bzw. $t = 17,5 \mu\text{m}$ fest vorgegeben, unabhängig von der Höhe h . Mit sehr großem h ergeben sich die Leitungskenngrößen für $t = 0$. Verkleinert man h bei festgehaltenem Verhältnis w/h , so wächst der Anteil der E-Feldlinien, die auf den Seitenflächen $y = \pm w/2$ des Streifens beginnen oder enden (äquivalente Leiterverbreiterung Δw). Dies bewirkt:

- Eine Vergrößerung des Gesamtkapazitätsbelags (und eine Verminderung des Induktivitätsbelags); bei gleichem w/h und konstantem t hat die Leitung mit kleinerem h einen kleineren Wellenwiderstand.
- Eine Zunahme des Feldanteils in der Luft; bei gleichem w/h hat die Leitung mit kleinerem h den größeren VKF (weniger Verkürzung).

Beispielhaft zeigt **Abb. 1.15** die Abhängigkeit von $Z_{L,dyn}$ und VKF_{dyn} von der Leiterdicke für das Substratmaterial Epsilon 10.

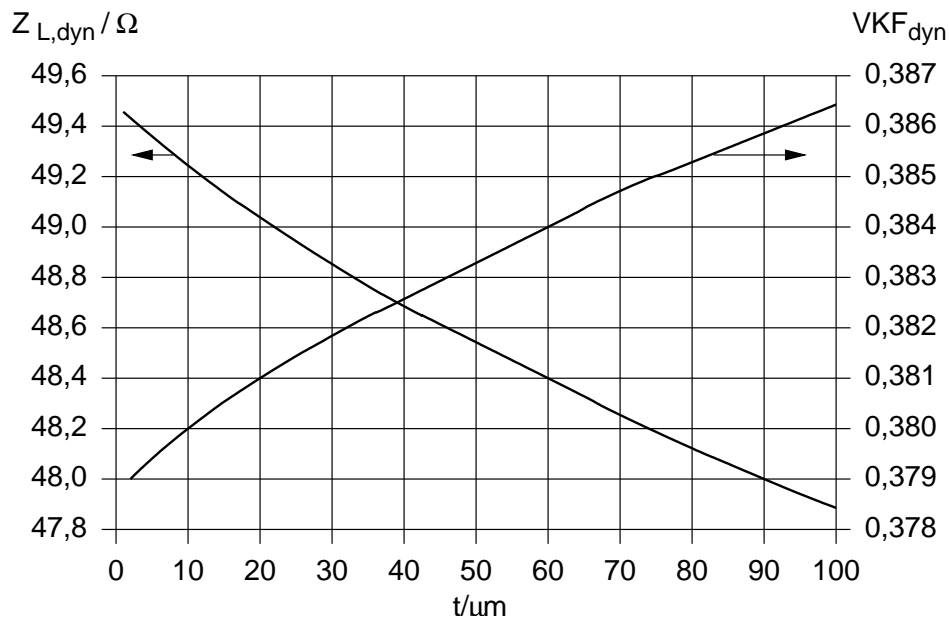


Abb. 1.15: Wellenwiderstand $Z_{L,dyn}$ und Verkürzungsfaktor VKF_{dyn} als Funktion der Leiterdicke t ($f=2$ GHz, $\varepsilon_r=10,3$, $w=1,2$ mm, $h=1,27$ mm, Substrat: Epilam 10).

1.4 Dämpfung der Mikrostreifenleitung

Aus Abb. 1.16 gehen die wichtigsten Ursachen der Dämpfung auf einer Mikrostreifenleitung hervor. Im folgenden sollen die benannten Effekte kurz beschrieben werden, und Näherungsgleichungen bzw. Kurvenscharen zur graphischen Bestimmung des Dämpfungsbelages angegeben werden.

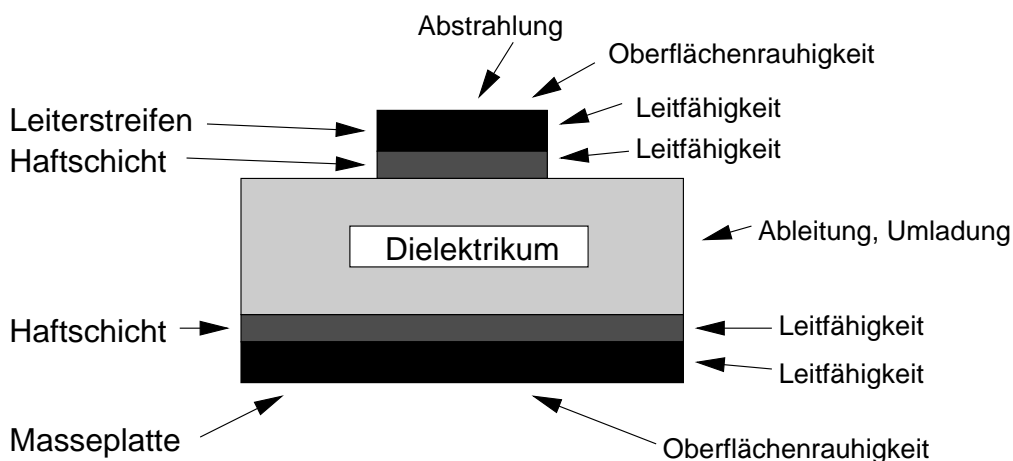


Abb. 1.16: Schichten und Dämpfungseinflüsse einer allgemeinen Mikrostreifenleitung (Haftschriften gibt es nur bei Dünnschichttechnik).

1.4.1 Die Leiterdämpfung

Die Betriebsfrequenz der Streifenleitungen liegt bei fast allen Substratmaterialien unter der so genannten Dämpfungs-Übernahmefrequenz $f_{\ddot{u}}$, bei der Längsverluste und Querverluste gleich groß sind. Damit können die dielektrischen Verluste gegenüber den Leiterverlusten fast immer vernachlässigt werden (Außer für EPG-Substrat; EPG: Epoxid-Glasfaser).

Die Leiterdämpfung entsteht durch den endlichen elektrischen Widerstand des Streifens und der Massemetallisierung. Aufgrund des Betriebs unterhalb der Übernahmefrequenz sollte erwartungsgemäß der spezifische Oberflächenwiderstand R_F und damit die Dämpfung mit \sqrt{f} zunehmen (Skineffekt). Tatsächlich trifft das wegen der frequenzabhängigen Längs- und Querstromdichte der hybriden Wellen nicht exakt zu. Für eine exakte Lösung des Problems müßte eine dynamische Analyse erfolgen; hierfür existieren jedoch bislang keine funktionentheoretisch approximierten Ergebnisse oder Kurvenscharen zur graphischen Auswertung. Für eine unterhalb der statischen Grenzfrequenz (**Gl. 1.30**) liegende Betriebsfrequenz sind Aussagen mit einer Genauigkeit von besser ca. 8% Restunsicherheit möglich.

Diese Beziehungen wurden nach dem Prinzip des Induktivitätsinkrements hergeleitet, das die Stromverdrängung berücksichtigt und davon ausgeht, dass nur Längsstrom auf dem Streifen fließt.

Der Dämpfungsbelag ergibt sich dabei nach *Wheeler (1964)* aus **Gl. 1.32**:

$$\alpha_\rho = \frac{R_F}{Z_L h} A_\rho \quad \text{mit dem Oberflächenwiderstand} \quad R_F = \sqrt{\frac{\omega \mu \rho}{2}} = \frac{\rho}{\delta} \quad (1.32)$$

wobei ρ der spezifische Widerstand und δ die Skintiefe sind. Der von ε_r unabhängige Geometriefaktor A_ρ in dB ist abhängig von w/h , wobei gilt:

$$w/h < 0,16 : \quad (1.33)$$

$$A_\rho = \frac{8,68}{2\pi} \left\{ 1 - \left(\frac{w_{eq,0}}{4h} \right)^2 \right\} \cdot \left[1 + \frac{h}{w_{eq,0}} + \frac{h}{\pi \cdot w_{eq,0}} \left\{ \frac{t}{w} + \ln \left(\frac{4\pi w}{t} \right) \right\} \right]$$

$$0,16 < w/h < 2 : \quad (1.34)$$

$$A_\rho = \frac{8,68}{2\pi} \left\{ 1 - \left(\frac{w_{eq,0}}{4h} \right)^2 \right\} \cdot \left[1 + \frac{h}{w_{eq,0}} + \frac{h}{\pi \cdot w_{eq,0}} \left\{ \ln \left(\frac{2h}{t} \right) - \frac{t}{h} \right\} \right]$$

$$2 < w/h < \infty : \quad (1.35)$$

$$A_\rho = \frac{8,68 \left[\frac{w_{eq,0}}{h} + \frac{w_{eq,0}/(\pi h)}{0,94 + w_{eq,0}/(2h)} \right]}{\left[\frac{w_{eq,0}}{h} + \frac{2}{\pi} \cdot \ln \left\{ 5,44\pi \cdot \left(\frac{w_{eq,0}}{2h} + 0,94 \right) \right\} \right]^2} \cdot \left[1 + \frac{h}{w_{eq,0}} + \frac{h}{\pi \cdot w_{eq,0}} \left\{ \ln \left(\frac{2h}{t} \right) - \frac{t}{h} \right\} \right]$$

Die äquivalente Leiterbreite $w_{eq,0}$ zur Berücksichtigung der endlichen Leiterdicke t errechnet sich nach *Wheeler* mit $w_{eq,0} = w + \Delta w_{t,0}$ und **Gl. 1.36** bzw. **Gl. 1.37**:

$$\Delta w_{t,0} = \frac{t}{\pi} \cdot \ln \left[\frac{4e}{\sqrt{\left(\frac{t}{h}\right)^2 + \left\{\frac{1/\pi}{(w/t)+1,10}\right\}^2}} \right] \quad \text{Analyseform} \quad (1.36)$$

$$\Delta w_{t,0} = \frac{t}{\pi} \cdot \ln \left[\frac{4e}{\sqrt{\left(\frac{t}{h}\right)^2 + \left\{\frac{1/\pi}{(w_{eq,0}/t)-0,26}\right\}^2}} \right] \quad \text{Syntheseform} \quad (1.37)$$

Die **Gln. 1.33–1.36** ergeben sich graphisch dargestellt in **Abb. 1.17**, wobei sich aus der normierten Größe α_ρ^* die tatsächliche Dämpfung mit **Gl. 1.38** ergibt.

Für beliebige Werte von f in GHz, h in mm, $\varepsilon_{r,eff}(w/h, \varepsilon_r)$ und ρ in Ωcm beträgt α_ρ in dB/cm:

$$\alpha_\rho = \alpha_\rho^* \cdot \left\{ \frac{\sqrt{\varepsilon_{r,eff} \cdot (f/\text{GHz})}}{h/\text{mm}} \right\} \cdot \sqrt{\frac{(\rho/\Omega\text{cm})}{1,72 \cdot 10^{-6}}} \quad (1.38)$$

Die Skintiefe ist durch $\delta = \sqrt{2 \cdot \rho / (\omega \cdot \mu)}$ gegeben ($R_F = \rho / \delta$, vgl. **Gl. 1.32**). Für Kupfer gilt $\delta/\mu\text{m} = 2,1/\sqrt{f/\text{GHz}}$, also $\delta = 0,21 \mu\text{m}$ bei 100 GHz.

1.4.2 Einfluss der Haftschrift

Bei der Dünnschichttechnik ist eine dünne, ca. 0,02–0,1 μm dicke Haftschrift zwischen dem Substrat und der eigentlichen Leitschicht des Streifenleiters sowie der Massemetallisierung notwendig. Während die Leitschicht aus gut leitendem Material, z.B. Gold ($\rho = 2,6 \cdot 10^{-6} \Omega\text{cm}$) in einer Stärke von mehreren Eindringtiefen besteht, sind für die Haftschrift relativ schlechte Leiter wie Chrom und Tantal ($13 \cdot 10^{-6}$ bzw. $15,6 \cdot 10^{-6} \Omega\text{cm}$) notwendig.

Hierdurch erhöht sich die Leiterdämpfung abhängig vom Verhältnis Haftschriftdicke zu Eindringtiefe t_H/δ_H und dem Verhältnis Leiterwiderstand zu Haftschriftwiderstand ρ_L/ρ_H ; das Resultat einer statischen Berechnung zeigt **Abb. 1.18**.

In einem speziellen Prozess kann durch direktes Aufbringen einer Kupferkaschierung auf die Substratoberfläche die Haftschrift vermieden werden. Die Kupferbeschichtung hat eine Dicke von 0,127 bis 0,305 mm. Diese Substrate sind ausgezeichnet geeignet für thermisch problematische Anwendungen, oder Einsatzfälle in denen relativ hohe Leistungen berücksichtigt werden müssen.

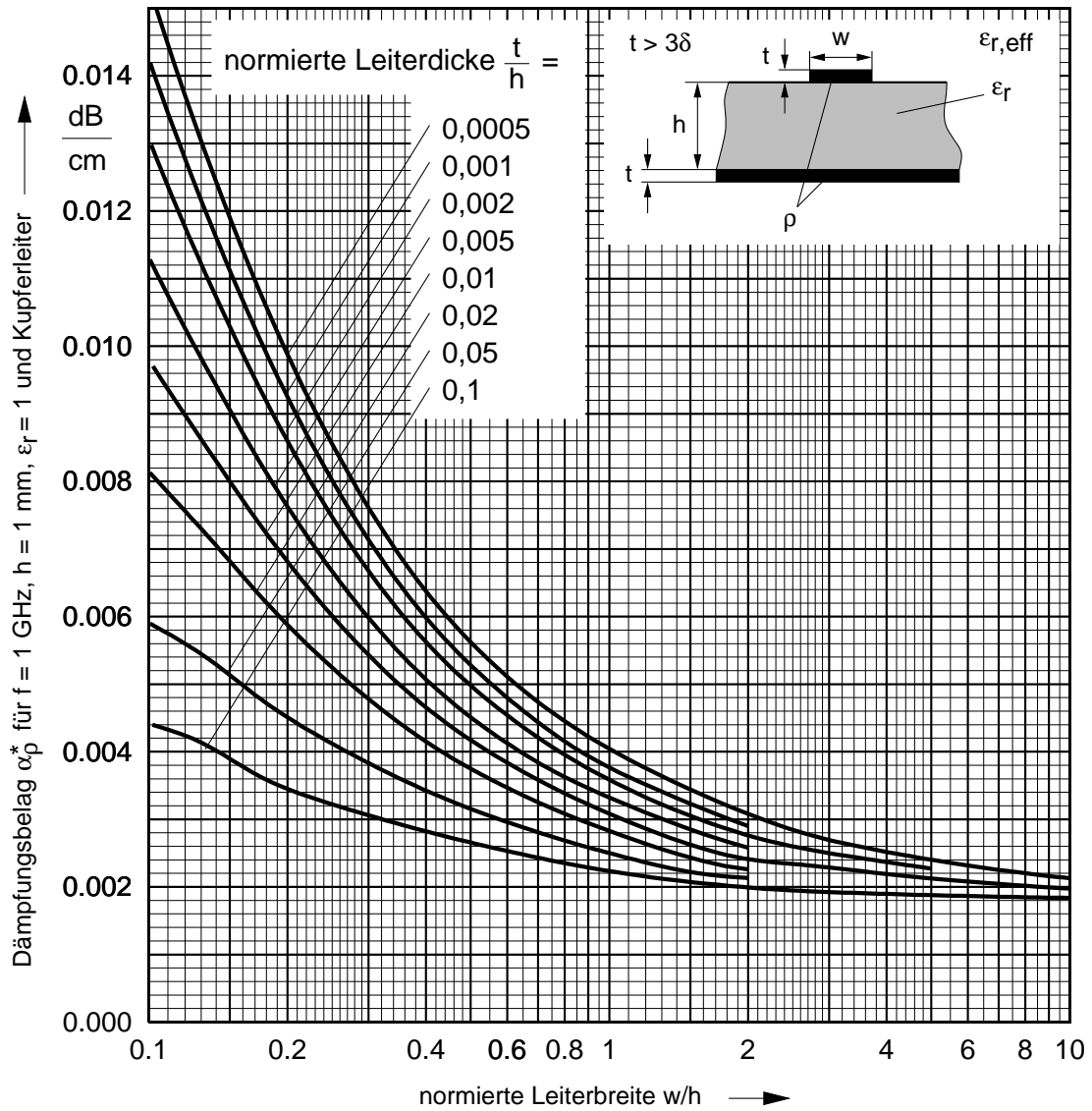


Abb. 1.17: Normierter Leiterdämpfungsbelag α_ρ^* der Mikrostreifenleitung für $f=1$ GHz, $\epsilon_r=1$, $h=1$ mm und $\rho=1,72 \cdot 10^{-6}$ Ωcm (Kupfer) in Abhängigkeit von der normierten Leiterbreite w/h .

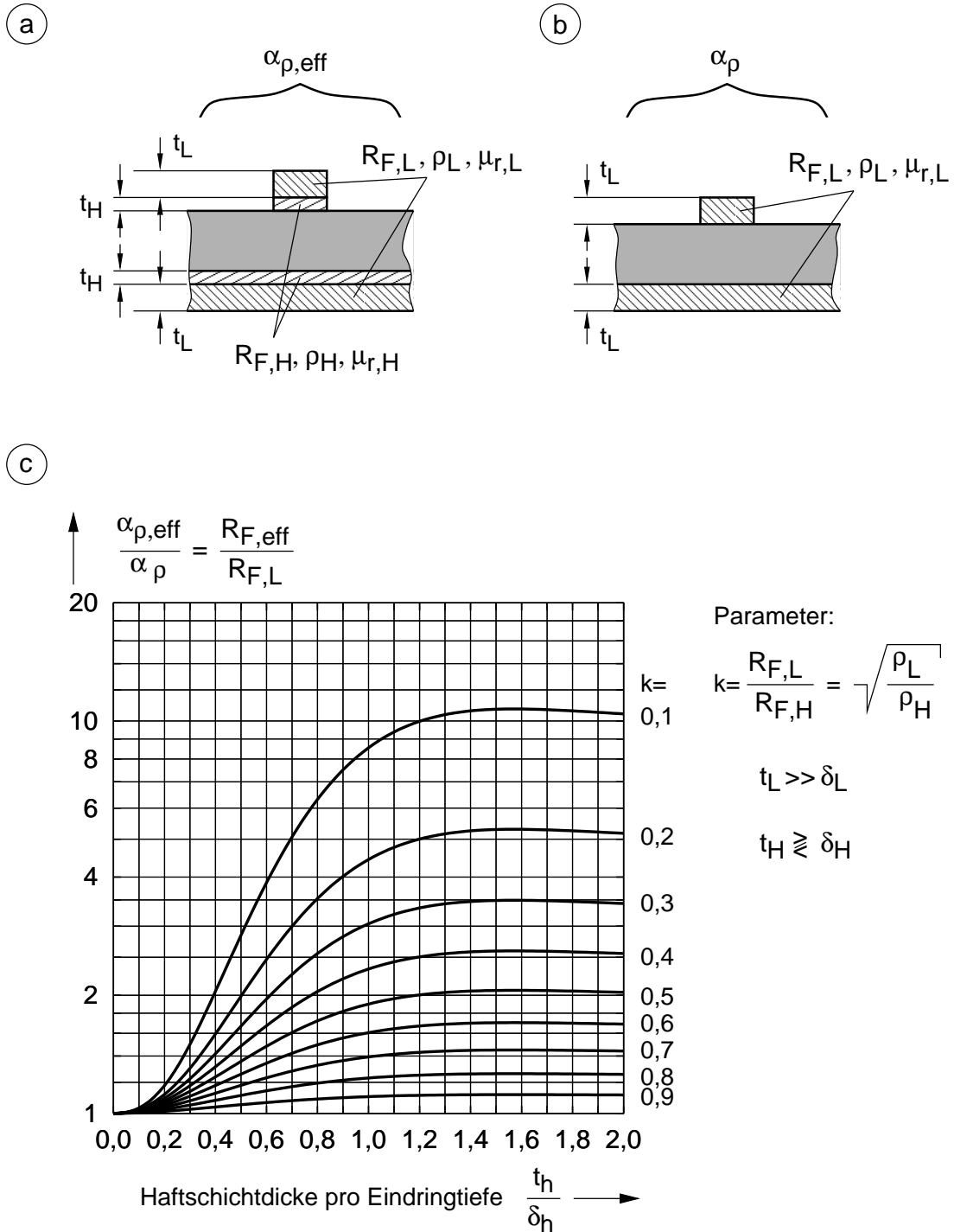


Abb. 1.18: Einfluss der Haftschicht auf die Leiterdämpfung.
 a) Leitung mit Haftschicht; b) Vergleichsleitung ohne Haftschicht;
 c) haftschicht-bedingte Leiterdämpfungserhöhung $\alpha_{\rho,eff}/\alpha_{\rho}$ in Abhängigkeit von der normierten Haftschichtdicke.

1.4.3 Einfluss der Oberflächenrauigkeit

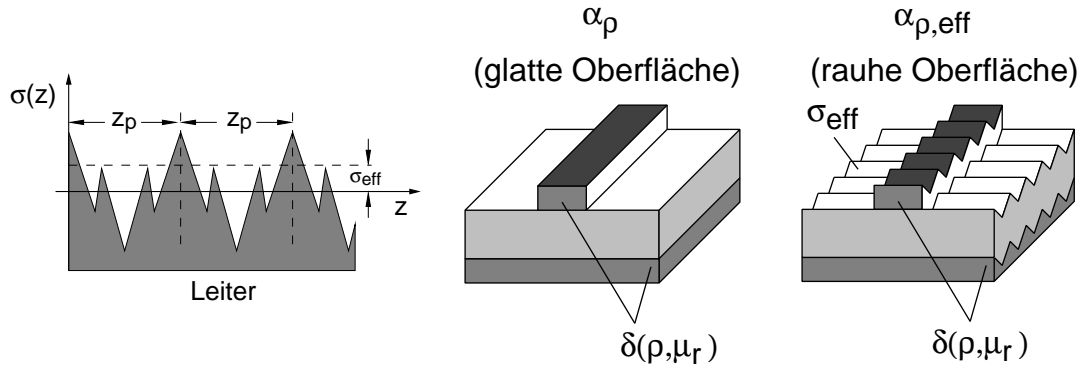


Abb. 1.19: Rauhe Substratoberfläche

Alle Substrate besitzen im mikroskopischen Bereich raue Oberflächen (**Abb. 1.19**). Diese Struktur zeigt sich nach der Metallisierung auch auf der dem Substrat zugewandten Seite des Leiterstreifens und der Masseplatte. Die obere Seite und die Seitenbegrenzungen des Leiterstreifens besitzen ebenfalls stets eine gewisse Rauigkeit. Durch die aufgrund des Skineffekts erhöhte Stromdichte in diesen äußeren Leiterbereichen entsteht dort eine im Rhythmus der Rauigkeit modulierte inhomogene Stromdichteverteilung, die zu zusätzlichen Verlusten führt. Formal wird das durch eine Erhöhung des Leiterdämpfungsbelags vom Wert α_ρ bei glattem Substrat auf $\alpha_{\rho,eff}$ bei rauhem Substrat ausgedrückt.

Dazu wird eine effektive Rauhtiefe σ_{eff} gemäß **Gl. 1.39** eingeführt, die den quadratischen Mittelwert der Oberflächenrauigkeit darstellt:

$$\sigma_{eff} = \sqrt{\frac{1}{z_p} \int_0^{z_p} \sigma^2(z) dz} \quad (1.39)$$

Einige gängige Werte für σ_{eff} sind:

polierte Al_2O_3 -Keramik	$\sigma_{eff} \approx 0,05 \mu\text{m}$
unpoliertes Al_2O_3	$\sigma_{eff} \approx 0,25 \mu\text{m}$
Kunststoffsubstrate	$\sigma_{eff} \approx 1,5 \mu\text{m}$

Wenn die Rauigkeit viel kleiner als die Wellenlänge bleibt, so ist es möglich die normale Leiterdämpfung gemäß **Gl. 1.32** anzusetzen, wobei der spezifische Oberflächenwiderstand R_F mit Hilfe der **Abb. 1.20** durch den effektiven spezifischen

Oberflächenwiderstand $R_{F,eff}$ ersetzt wird. Die Dämpfung $\alpha_{\rho,eff}$ erhält man dann aus der Dämpfung α_{ρ} der glatten Oberfläche mit:

$$\frac{\alpha_{\rho,eff}}{\alpha_{\rho}} = \frac{R_{F,eff}}{R_F} \quad (1.40)$$

wobei $\frac{R_{F,eff}}{R_F} = \left[1 + \frac{2}{\pi} \cdot \arctan \left\{ \sqrt{2} \cdot \left(\frac{\sigma_{eff}}{\delta} \right)^2 \right\} \right]$ ist (Morgan, 1949).

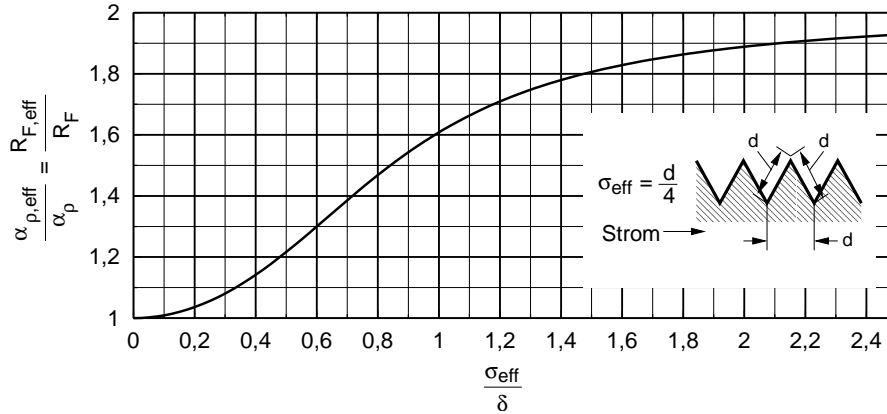


Abb. 1.20: Normierter effektiver spezifischer Oberflächenwiderstand als Funktion der normierten effektiven Rauhtiefe.

1.4.4 Dielektrische Dämpfung

Dielektrische Verluste entstehen durch Umladeverluste im Substrat; sie können durch den für nicht zu hohe Frequenzen näherungsweise frequenzunabhängigen Verlustfaktor $\tan \delta_{\epsilon}$ („Verlusttangens“) ausgedrückt werden, der in **Tabelle 1.21** zusammen mit anderen Eigenschaften für diverse Substratmaterialien dargestellt ist. Dabei gilt für nichtleitende Dielektrika $\tan \delta_{\epsilon} = \epsilon_r'' / \epsilon_r'$ mit $\epsilon_r = \epsilon_r' - j \cdot \epsilon_r''$.

Da die Verluste nur im Substratteil des Feldes auftreten ist es notwendig, den Geometriefaktor F einzuführen; eine Beziehung für die Dämpfung, die sowohl die Frequenzabhängigkeit als auch die Geometrie berücksichtigt, stellt **Gl. 1.41** dar (Graphisch: **Abb. 1.22**):

$$\alpha_{\epsilon} = 0,91 \cdot \tan \delta_{\epsilon} \cdot f \cdot \sqrt{\frac{\epsilon_r(1+F)}{2}} \cdot \left\{ 1 + \frac{1-F}{\epsilon_r(1+F)} \right\}^{-1} \quad (1.41)$$

mit $F = (1 + (10h/w))^{-0,5}$.

Für beliebige Werte der Frequenz f in GHz und des Verlustfaktors $\tan \delta_{\epsilon}$ beträgt der Dämpfungsbelag in dB/cm:

$$\alpha_{\epsilon} = \alpha_{\epsilon}^* \cdot \frac{f}{\text{GHz}} \cdot 1000 \cdot \tan \delta_{\epsilon} \quad (1.42)$$

Material	relative Permittivität	diel. Verlustfaktor bei 10 GHz, 25°C	spez. Wärmeleitfähigkeit bei 25°C	linearer Wärmeausdehnungskoeffizient bei 25°C	Temp.- Koeffizient von ϵ_r	Typ	Bemerkung
	ϵ_r	$\tan \delta_\epsilon$	κ_{Th} in $\frac{W}{cmK}$	$\frac{\Delta l}{l\Delta T}$ in $10^{-6}/K =$ ppm/K	$\frac{\Delta \epsilon_r}{\epsilon_r \Delta T}$ in $10^{-6}/K =$ ppm/K		
Al ₂ O ₃ -Keramik (99,5% Reinheit)	9,8	0,0001	0,37	6,3	+136	An	
Al ₂ O ₃ -Keramik (96%)	9,4	0,001	0,35	6,4		An	
Saphir	9,4; 11,6	0,0001	0,42	6	+110 ... +140	An	anisotrop
Quarzglas	3,78	0,0001	0,017	0,55	+13	An	anisotrop
Corning Glas 7059	5,75	0,0036	0,012	4,6		An	
Berylliumoxidkeramik (BeO) (98%)	6,3	0,006	2,1 (hoch!)	6,1	+107	An	Staub ist giftig
Titanoxidkeramik (TiO ₂)	85	0,004	0,05	7,5	-575	An	
Bariumtetratitanat (BaTi ₄ O ₉)	37	0,0005 (6 GHz)	0,02	9,4	-26	An	neg. Temp. Koeff. von ϵ_r
Zirkonate	20 ... 40	0,0002		5	-130 ... 0 ... +100	An	geringe Temperaturabhängigkeit
Diamant	5,67	0,00008 (10 GHz) (sehr niedrig!)	20 (sehr hoch!)	1,2	-0	An	
Semisolierendes GaAs	12,9	0,002	0,46	5,7		Ha	
Hochohmiges Silizium ($\rho = 10^3 \Omega cm$)	11,9	0,015	1,45	4,2		Ha	
Ferrit	9 ... 16	0,001				Fe	Curie Temp. +100 ... +500 °C
Teflon	2,1	0,0003	0,002	106	350	K	
Polyolefin	2,32	0,0007	0,005	108	480	K	
glasfaserverstärktes Teflon	2,55	0,001	0,003	16 ... 100		K	
Aluminium			2,2	23,8			
Kupfer			3,93	17			zum Vergleich
Invar				1,5			

Abb. 1.21: Eigenschaften technisch wichtiger Substrate.
(An: anorganisches dielektrisches Material; Ha: Halbleiter; Fe: ferrimagnetisches Material; K: Kunststoff-Dielektrikum)

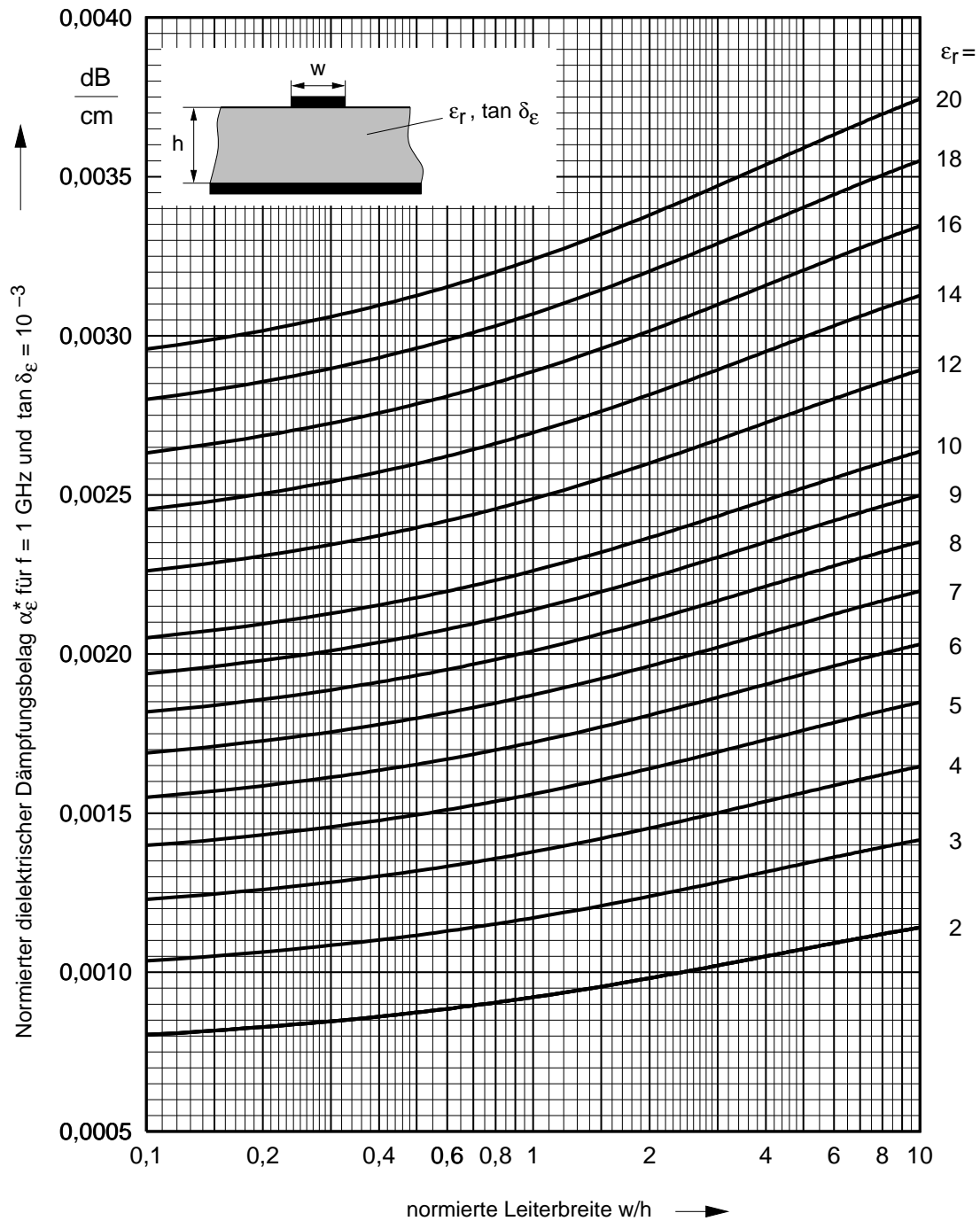


Abb. 1.22: Normierter dielektrischer Dämpfungsbelag α_{ϵ}^* der Mikrostreifenleitung für $f=1$ GHz, $\tan \delta_{\epsilon}=0,001$ in Abhängigkeit von der normierten Leiterbreite w/h .

1.4.5 Ableitungsverluste

Die Ableitungsdämpfung entsteht durch die endliche spezifische elektrische Leitfähigkeit κ des Substratmaterials. Sie ist bei den meisten Dielektrika (Isolatoren) nicht zu berücksichtigen, fällt jedoch bei semiisolierenden Halbleiterwerkstoffen ins Gewicht. Sollen solche Substrate eingesetzt werden, so kann eine graphische Ermittlung des geometrieabhängigen Dämpfungsbelags mittels **Abb. 1.23** erfolgen.

Für beliebige Werte von κ in $(\Omega\text{cm})^{-1}$ beträgt der Dämpfungsbelag:

$$\alpha_\kappa = \alpha_\kappa^* \cdot 1000 \cdot \frac{\kappa}{(\Omega\text{cm})^{-1}} \quad (1.43)$$

Die Eigenleitfähigkeiten einiger Halbleitermaterialien sind:

Halbleiter	Eigenleitfähigkeit $\kappa/(\Omega\text{cm})^{-1}$
GaAs	10^{-8}
Si	$5 \cdot 10^{-6}$
Ge	$2 \cdot 10^{-2}$

1.4.6 Abstrahlungsverluste

Bei nicht metallisch abgekapselten, offenen Streifenleitungen wird an Störstellen, wie z.B. an einer offenen Stichleitung oder einer rechtwinkligen Richtungsänderung Mikrowellenleistung abgestrahlt. Diese Abstrahlungsverluste setzen sich zusammen aus der in den Raum abgestrahlten Leistung (wie bei Patchantennen) und der von Oberflächenwellen fortgeführten Strahlung. Da die TM_0 -Oberflächenwelle keine untere Grenzfrequenz besitzt (siehe **Kapitel 1.2.1**) ist deren Anteil stets von Null verschieden.

Die verschiedenen Abstrahlungsverluste können z.B. mit der Momentenmethode berechnet werden. Bei hohen Frequenzen, die aber immer noch kleiner als die Grenzfrequenz der TE_0 -Oberflächenwelle sind, werden die Abstrahlungsverluste durch die TM_0 -Oberflächenwelle dominiert.

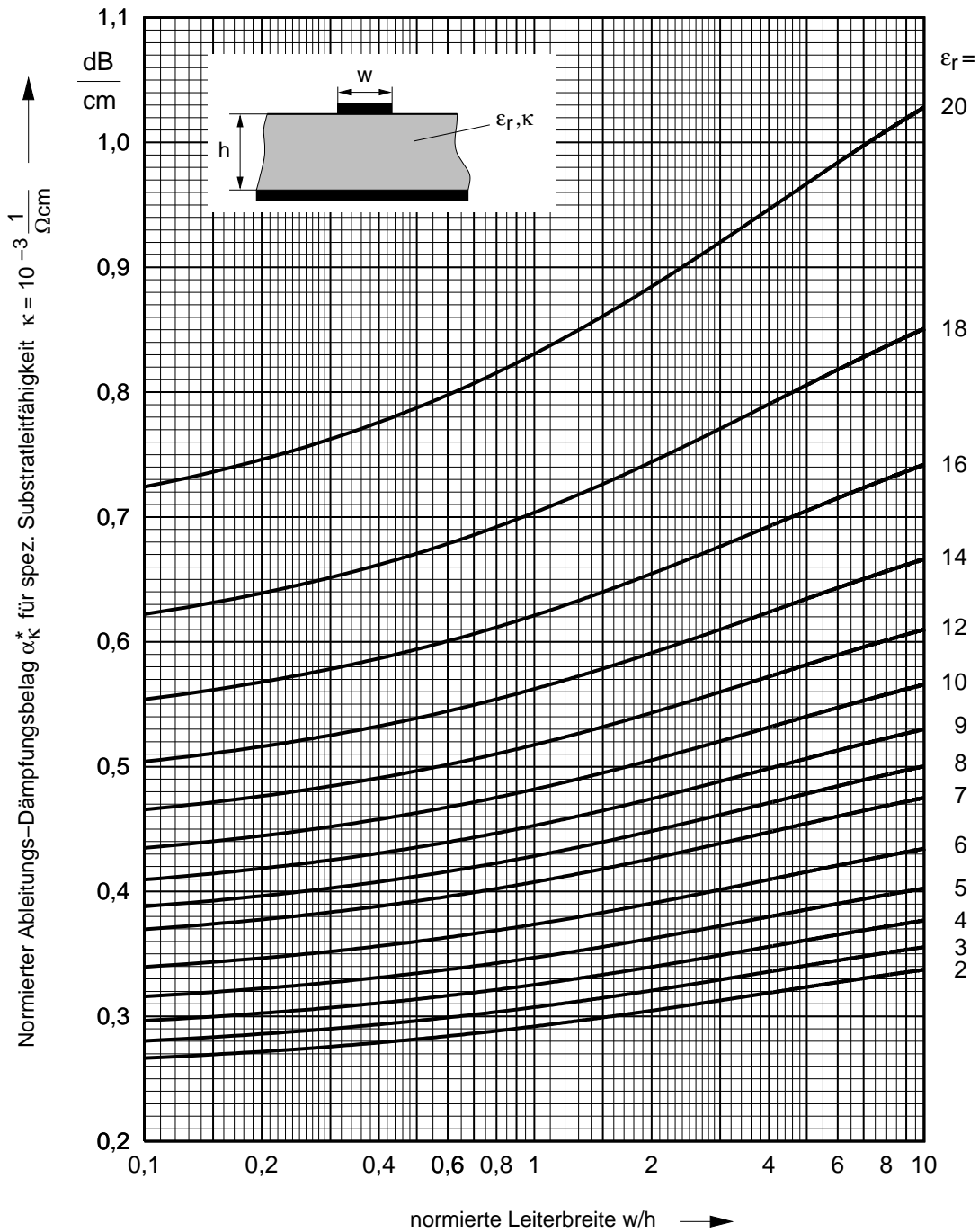


Abb. 1.23: Normierter Ableitungsdämpfungsbelag α_{κ}^* der Mikrostreifenleitung für $\kappa = 0,001(\Omega\text{cm})^{-1}$ in Abhängigkeit von der normierten Leiterbreite w/h .

1.5 Übergänge und Testfassungen

Oftmals ist es notwendig, von Streifenleitungskomponenten auf andere Wellenleitertypen überzugehen, z.B. um ein koaxiales Antennenkabel anschließen zu können, oder um die in einer Streifenleitung erzeugte HF-Leistung in einen Hohlleitern einzuspeisen. Wie solche Übergänge möglichst dämpfungs- und reflexionsarm auszuführen sind, soll der nächste Teilabschnitt zeigen.

Um Schaltungen auf Streifenleitungssubstrat einfach testen zu können, ist es notwendig, Testfassungen mit reproduzierbaren Eigenschaften zu besitzen. Im Anschluss soll gezeigt werden, welcher technologische Aufwand hierzu notwendig ist und wie eine solche Testfassung konstruiert werden kann.

1.5.1 Massekontaktierung

Im folgenden soll nur auf die Probleme des Übergangs zwischen Koaxialleitungen und Microstrip-Strukturen eingegangen werden, da dieses Problem in der Praxis am häufigsten vorkommt. Die dabei auftretenden Schwierigkeiten sind:

- Gute Kontaktgabe (niedriger Übergangswiderstand).
- Allseitige Kontaktierung des Substrates (bei Gehäusemontage).
- Keine Umwege für den Massestrompfad. Bei einem Anschluss mit Masseumweg kann vereinfacht folgendes Ersatzschaltbild angenommen werden:

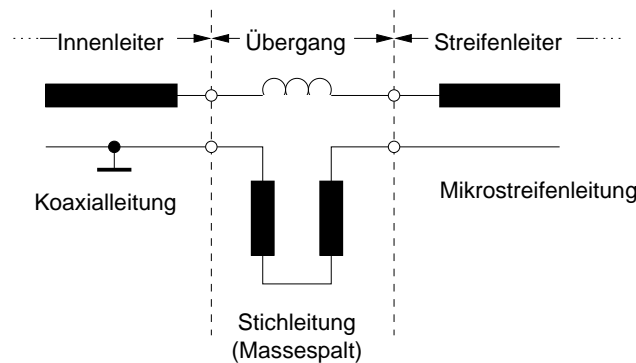


Abb. 1.24: Ersatzschaltbild für einen Anschluss mit Masseumweg.

Der Umweg wird dabei durch die Serienstichleitung verkörpert. Für eine Länge von $l = \lambda/4$ läßt der Übergang keine Hochfrequenz mehr durch!

- Anpassbarkeit für mechanische Toleranzen.

Gehäuseloser Übergang

Soll keine Gehäusemontage vorgenommen werden, so sind grundsätzlich zwei verschiedene Verfahren bekannt, das Einlöten und die Klemmtechnik.

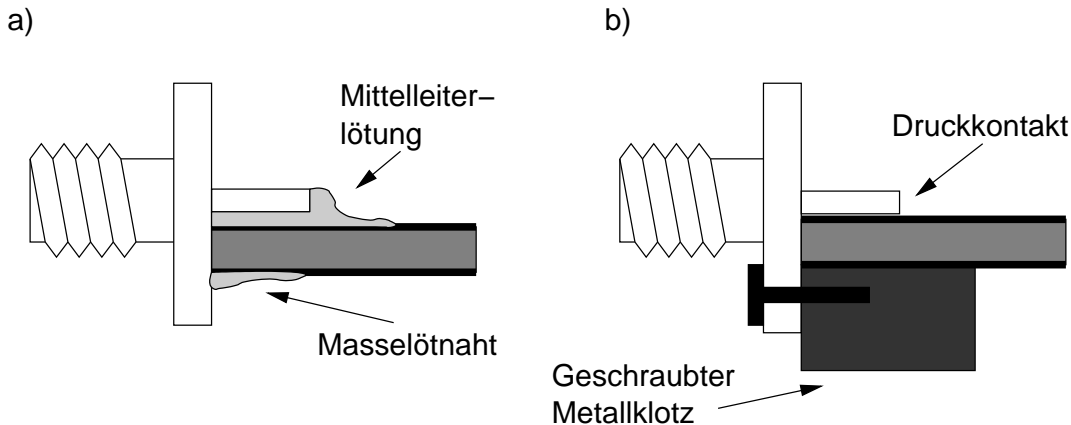


Abb. 1.25: Gehäuselose Übergänge.

a) Lötkontaktierung; b) Klemmkontaktierung.

- Einlöten (**Abb. 1.25a**)

Hierbei wird der Innenleiter der Buchse direkt am Streifenleiter festgelötet, die Massekontaktierung erfolgt durch eine Lötzinnaht auf der Unterseite der Microstrip. Nachteilig ist, dass die Verbindung nicht zerstörungsfrei gelöst werden kann, und z.B. Präzisionsstecker in Stahlausführung nicht lötbar sind. Zudem verändert jeder Lötvorgang i.a. die Substrateigenschaften (ϵ_r , $\tan \delta_\epsilon$), wodurch am Übergang zusätzliche parasitäre Elemente auftreten.

- Einklemmen (**Abb. 1.25b**)

Für höhere Frequenzen wird durchweg die Klemmkontaktierung eingesetzt, da sie besser reproduzierbare Ergebnisse zeigt. In (**Abb. 1.25b**) wird das Verfahren anhand einer gehäuselosen Befestigung gezeigt. Dabei ist der untere Teil des Steckerflansches gegen einen Metallklotz (ca. 2 cm × 2 cm × 1 cm) geschraubt. Der Abstand zwischen Buchsenmittelleiter und der Oberkante des Metallklotzes ist geringfügig kleiner gehalten als die Dicke des Substrats mit beidseitiger Kupferauflage. Durch die Federkraft des Mittelleiters wird ein eindeutiger Massekontakt unmittelbar in der Umgebung des Mittelleiters, wo die größte Stromdichte herrscht, erzwungen.

Mit diesem Verfahren ergeben sich gute Resultate; bei entsprechender Formung des Mittelleiters lassen sich Rückflussdämpfungen von besser als 20 dB, bis über 18 GHz hinaus reproduzierbar, erzielen.

Gehäusemontage

Bei Gehäusemontage erfolgt der Masseübergang zumeist in zwei Stufen, vom Stecker auf das Gehäuse und von dort auf die Streifenleitung. Deshalb ist ein guter Masseübergang von der Streifenleitung zum Gehäuse notwendig. Ein zentrales Problem stellt hier der unterschiedliche Ausdehnungskoeffizient von Substrat und Gehäuseboden dar. Die geläufigsten Verfahren zeigt **Abb. 1.26**.

- Klemmen (**Abb. 1.26a, b**)

Das Substrat wird an den Kanten, Ecken oder auch durch Substratlöcher (Durchmesser ca. 2–3 mm) mittels Schrauben oder Druckfedern auf die Bodenplatte gedrückt. Eine Positionierung erhält man durch Anschlag von zwei Substratkanten an die Gehäusewände oder durch Passstifte. Zur Vermeidung gegebenenfalls auftretender Spalte, ist es zweckmäßig, ein Federblech nach **Abb. 1.26b** zwischen Substrat und Boden einzulegen.

- Löt- oder Klebetechnik (**Abb. 1.26c, d**)

Beim ganzflächigen Einlöten oder Einkleben mit sogenanntem Leitkleber (Epoxydharz mit eingelagerten Silberteilchen nach **Abb. 1.26c**) wird gleichfalls eine Spaltbildung vermieden. Allerdings ist eine flächenhafte Lötung wegen der Bildung von Lunkern und Lufteinschlüssen schwierig zu beherrschen. Eine weitere Schwierigkeit hierbei stellt die Lotauswahl dar, da die Goldauflage der Massemetallisierung ansonsten in das Lot diffundiert. Zugleich tritt das Problem der erheblich unterschiedlichen Wärmeausdehnungskoeffizienten von Substrat und Gehäuseboden auf. Bei Substraten aus Al_2O_3 hilft hier ein Boden aus einem Material mit ebenfalls sehr kleinem Längenausdehnungskoeffizienten, z.B. Invar (Fe(63,8%) - Ni(36%) - C(0,2%)) oder Kovar (Fe(54%) - Ni(28%) - Co(18%)), der aufgrund des hohen Preises dieser Spezial-Legierungen nur als Zwischenboden ausgelegt werden kann (**Abb. 1.26d**).

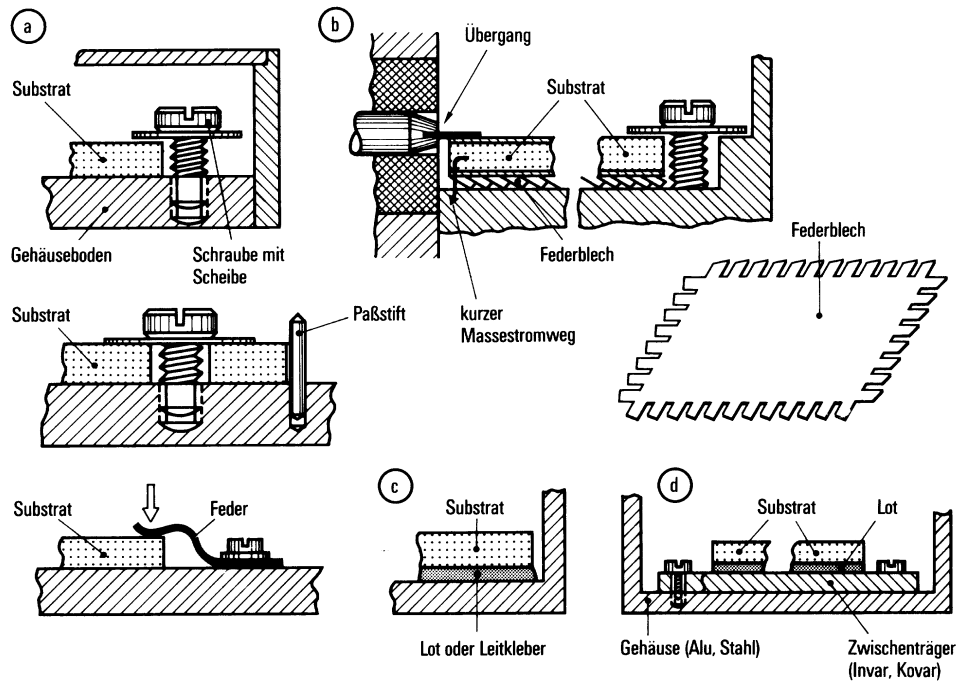


Abb. 1.26: Möglichkeiten des Substrateinbaus bei Gehäusemontage.
 a) Klemmen mit Schraube und Scheibe oder mit Feder; b) Klemmen mit Federblech; c) Löten bzw. Kleben mit Leitkleber; d) Löten auf Invar- oder Kovar-Zwischenträger.

1.5.2 Der Innenleiterübergang

Der Innenleiterübergang kann entweder abrupt nach **Abb. 1.27** oder gestuft bzw. stetig nach **Abb. 1.28** erfolgen, wobei der stetige Übergang die größte Bandbreite aber auch die größeren mechanischen Abmessungen aufweist. Für den abrupten Übergang, der durch entsprechende Mittelleiterkonstruktion tiefpasskompensiert werden kann, bietet die Industrie, abgestuft für verschiedene gängige Substratmaterialien, Buchsen mit unterschiedlich geformter Mittelleiterausführung an.

Die in **Abb. 1.27** gezeigten Löt- bzw. Schweißverbindungen sind nur bis ca. 1 GHz verwendbar. Das liegt einerseits an der erheblichen Beeinträchtigung der Substrateigenschaften im Lötbereich, andererseits an der Einbringung einer nicht reproduzierbaren Stoßstelle mit wesentlich erhöhtem Kapazitätsbelag.

1.5.3 Sonderformen von Übergängen

Für die Ankopplung der Mikrostreifenleitung an einen Rechteckhohlleiter existieren in der Literatur diverse Lösungsvorschläge; **Abb. 1.29** zeigt einige gängige Typen.

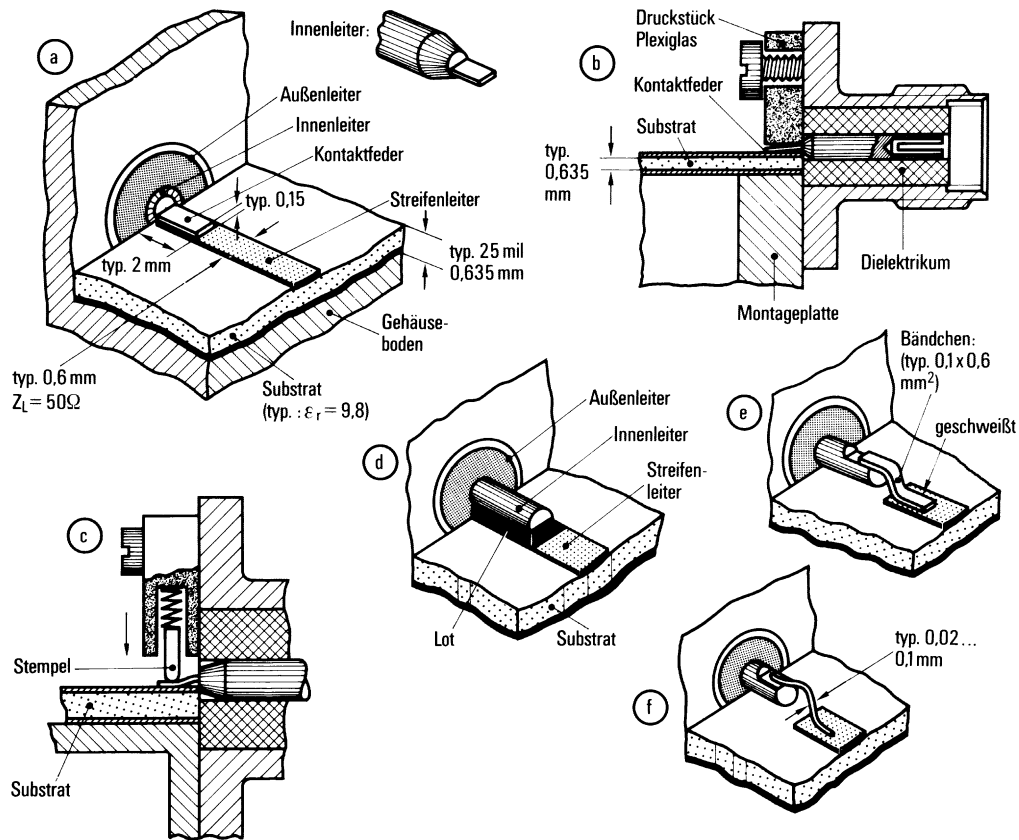


Abb. 1.27: Möglichkeiten des abrupten Innenleiteranschlusses.

- a) Klemmtechnik mit Kontaktfederchen ($f \leq 18$ GHz); b) wie a, aber mit Kunststoff-Druckstück; c) wie a, aber mit gefedertem Stempel; d) angelöteter Innenleiter ($f \leq 1$ GHz); e) angeschweißtes Bändchen ($f \leq 0,5$ GHz); f) angeschweißtes Bond-Drähtchen ($f \leq 0,2$ GHz).

Die E-Feld-Sondeneinkopplung (**Abb. 1.29a**) erfolgt ähnlich wie die koaxiale Hohlleitereinleitung mit Koppelstift. Es wird im Abstand $\lambda_H/4$ von einer Kurzschlusswand im Hohlleiter ein Substrat ohne Massegrundfläche mit geeignet geformtem Streifenleiter eingebracht. Die Massefläche wird außen mit dem Hohlleiter kontaktiert. Mit dieser Konstruktion sind Bandbreiten bis ca. 15% möglich.

Größere Bandbreite erlaubt der Stufentransformator nach **Abb. 1.29b**; es lassen sich hiermit Bandbreiten größer 20% erzielen. Die mechanische Herstellung des Blechkamms für den Stufentransformator, sowie eine hinreichend exakte Berechnung der Abmessungen ist jedoch problematisch.

Der in **Abb. 1.29c** gezeigte Übergang besteht aus drei Teilen: Die Finleitung geht in eine symmetrische Bandleitung über, dieser folgt ein Balun-Übertrager (balanced/unbalanced) zur Anpassung an die Mikrostriphenleitung. Von 18 bis 26 GHz ist hier der Reflexionsfaktor kleiner 6%.

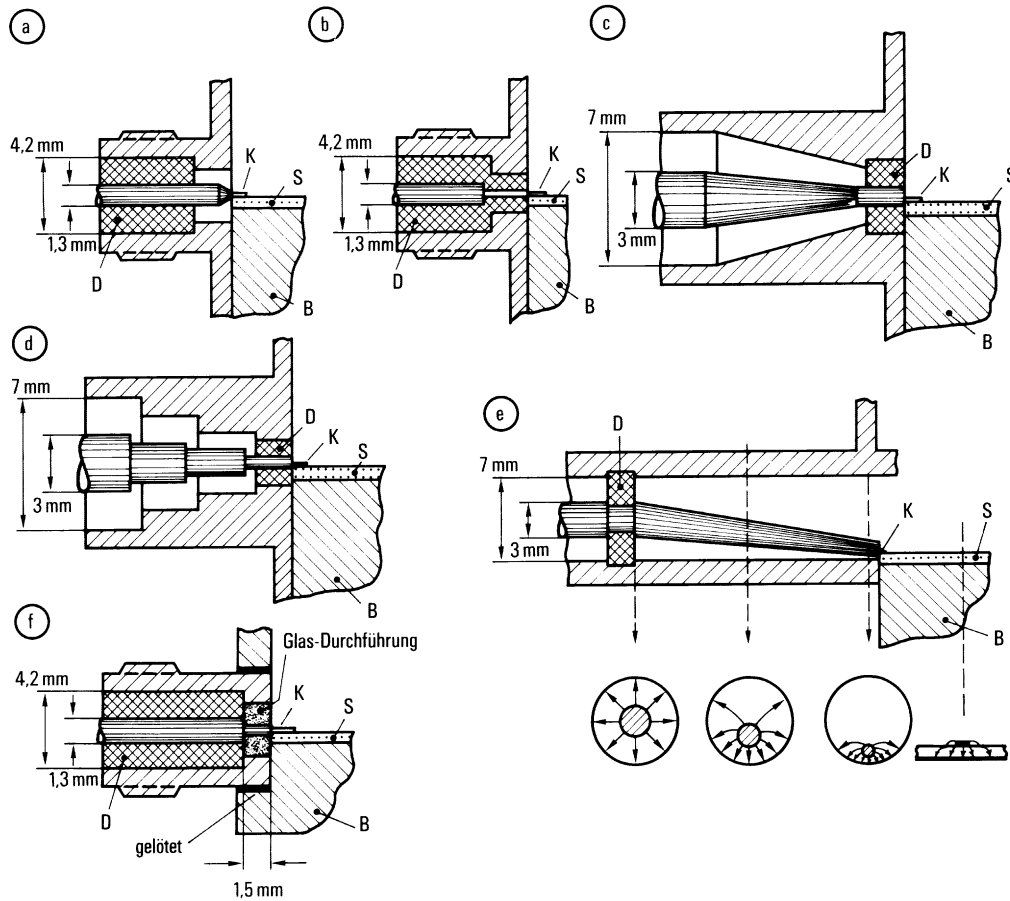


Abb. 1.28: Gestufte und stetige reflexionsarme Übergänge von 3/7-Koaxialleitung ($d_i = 3 \text{ mm}$, $d_a = 7 \text{ mm}$) bzw. SMA-Koaxialleitung ($d_i = 1,3 \text{ mm}$, $d_a = 4,3 \text{ mm}$) auf Mikrostreifenleitung auf Keramiksubstrat.

S: Substrat (Dicke: 25 mil = 0,635 mm, $\varepsilon_r = 9,8$), K: Kontaktfeder Innenleiter, B: Gehäuseboden, D: Dielektrikum.

- mit zwischengeschalteter Luftleitung
- mit gestufter Querschnittsanpassung
- mit kontinuierlicher Querschnittsanpassung
- mehrfach gestuft
- exzentrischer Koaxialleitungsübergang
- hermetisch dichter Übergang.

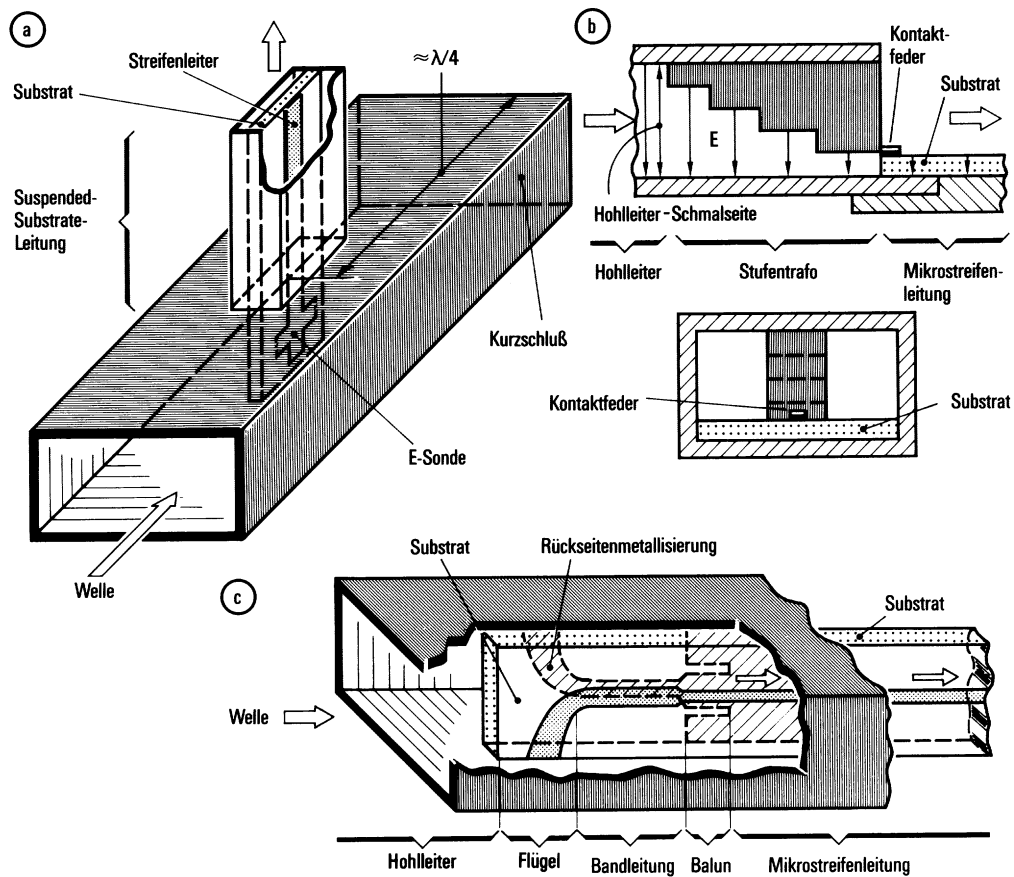


Abb. 1.29: Übergänge von Rechteckhohlleitern auf Streifenleitungen.
 a) E-Sondeneinkopplung von Suspended-Substrate-Leitung (15% Bandbreite)
 b) Stufentransformator-Übergang auf Mikrostreifenleitung (20% Bandbreite)
 c) Finline-Übergang auf Mikrostreifenleitung (36% Bandbreite).

1.5.4 Messfassung für Microstrip-Komponenten

Einsatz:

- Messtechnische Ermittlung der Schaltparameter von Mikrostreifenleitungs-Komponenten und Gruppen durch einen vektoriellen Netzwerkanalysator (VNWA).

Anforderungen:

- Geringer Reflexionsfaktor der Mikrostreifenleitungsübergänge (kleiner -20 dB, bzw. Rückflussdämpfung größer 20 dB)
- Hohe Phasenkonstanz reproduzierbar im ganzen Frequenzbereich (besser $\pm 5^\circ$ bei 18 GHz)
- Einfache Handhabung

Realisierte Messfassung

In **Abb. 1.30** sind die Einzelteile einer am Institut für Höchstfrequenztechnik und Elektronik der Universität Karlsruhe (IHE) entwickelten Messfassung in ihrer Zusammengehörigkeit dargestellt.

Auf einer Grundplatte (a) aus vergoldetem Messing befindet sich eine Rahmenplatine (b) des gleichen Substratmaterials, wie das der zu untersuchenden Schaltung; hier RT Duroid 6010 ($\epsilon_r=10,5$). Die Rahmenplatine hat einen symmetrischen Aufbau, d.h. in der Längsachse ist eine geätzte $50 \Omega (= Z_0)$ Mikrostreifenleitung, an deren äußeren Seiten jeweils die Streifenleitungsübergänge der SMA-Stecker aufgedrückt sind. Gelötete Übergänge wurden zunächst untersucht, zeigten jedoch um 3 dB schlechtere Werte der Rückflussdämpfung. Im ausgesparten Feld wird die zu vermessende Schaltung (d), DUT (Device Under Test) genannt, eingelegt. Für den Fall des Eintores, in dem nur eine Reflexionsfaktormessung erfolgen kann, ist es nicht notwendig, dass das Trägermaterial des DUT die gleiche Länge wie die Aussparung aufweist.

Das DUT wird dann von einem in vier Passstiften (c) geführten Kunststoffrahmen (e) in der Rahmenplatine fixiert. Um das elektromagnetische Feld der nach oben offenen Microstrip-Leitung möglichst wenig zu beeinflussen, wurde der Rahmen aus PVC-Material angefertigt, das ein ϵ_r von ca. 2 aufweist. Im Hinblick auf geringe Feldstörung muss der Rahmen geeignet gestaltet sein. An der diesbezüglich kritischsten Stelle des Rahmens, der Überbrückung der beiden Streifenleiter (Rahmenplatine-DUT), weist der Rahmen eine Längsnut (f) auf, deren Abmessungen empirisch ermittelt wurden. Bei Annäherung dieses PVC-Materials an die

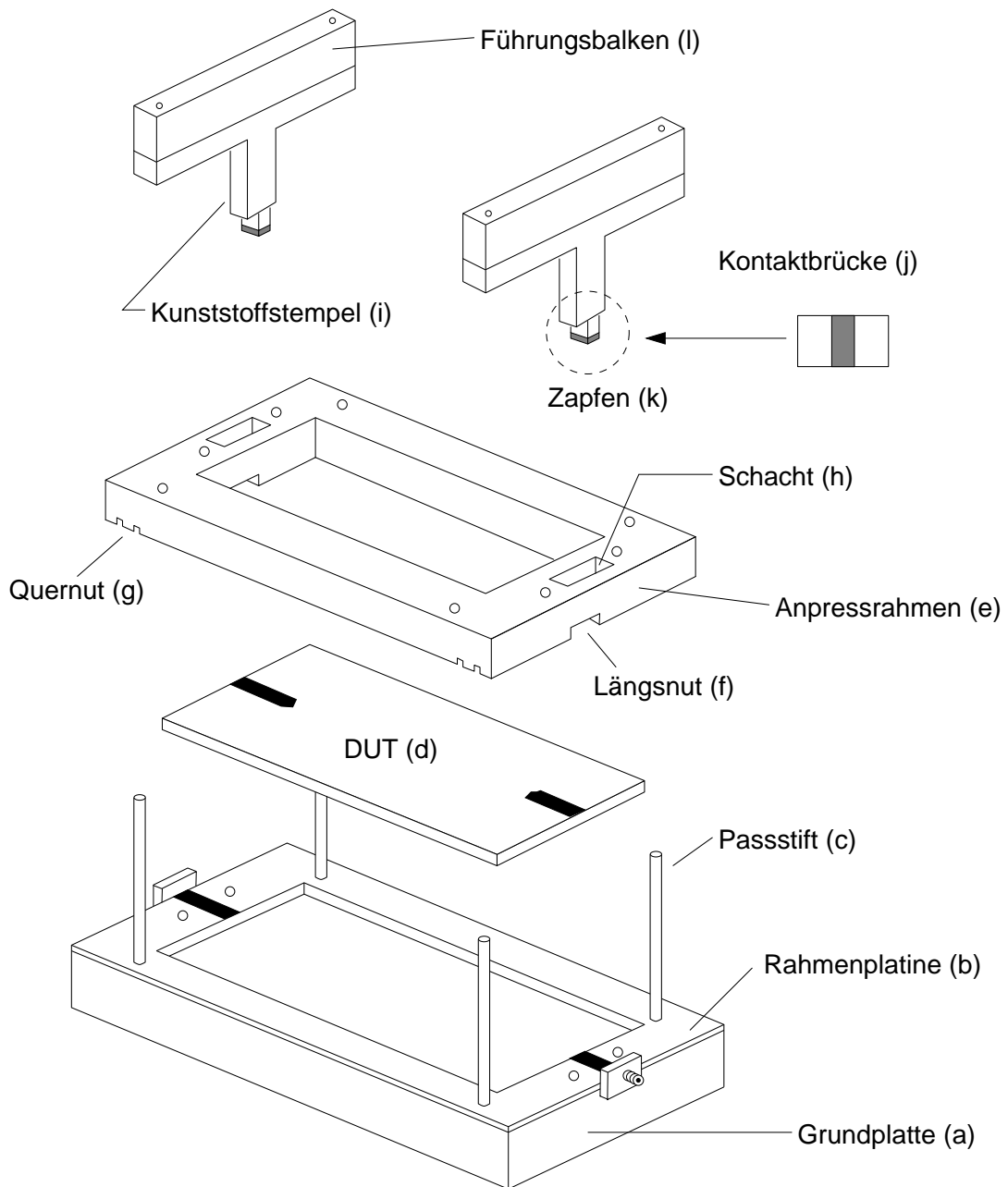


Abb. 1.30: Messfassung.

50 Ω -Microstrip-Leitung treten erst bei Abständen kleiner als ca. 1 mm spürbare Messwertänderungen, und damit Feldbeeinflussungen, auf. Der Vergleich erfolgt jeweils für Reflexions- und Transmissionsmessung gegenüber der „ungeschirmten“ 50 Ω -Streifenleitung.

Die gewählten Abmessungen von 2 mm \times 5 mm (Höhe \cdot Breite) für diese Längsnut sind hinsichtlich Feldstörung vollkommen unkritisch.

Wichtig ist, dass an dieser Stelle die fest montierte Rahmenplatine und das DUT-Substrat vollkommen auf der vergoldeten Grundplatte aufliegen. Diese stellt den Massekontakt der beiden Platinen an der Stoßstelle her, wobei Luftspalte parasitäre Serieninduktivitäten verursachen würden (**Abb. 1.31**).

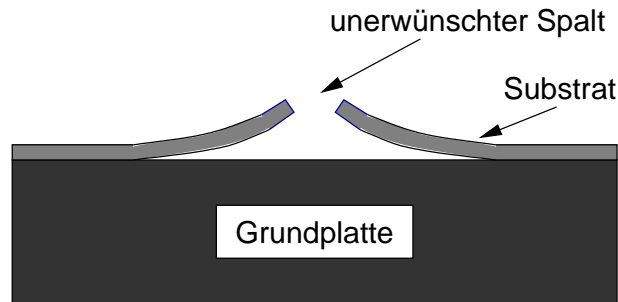


Abb. 1.31: Parasitäre Serieninduktivität.

Um eine sichere Auflage an diesen Stoßstellen der beiden Platinen zu erzielen, ist in den Rahmen jeweils eine Quernut (g) gefräst, so dass der verbleibende Steg einen sicheren Anpressdruck an den beiden entscheidenden Stoßstellen gewährleistet (**Abb. 1.32**). Auch für die Schrauben, die den Rahmen anpressen, wird eine Kunststoffausführung verwendet.

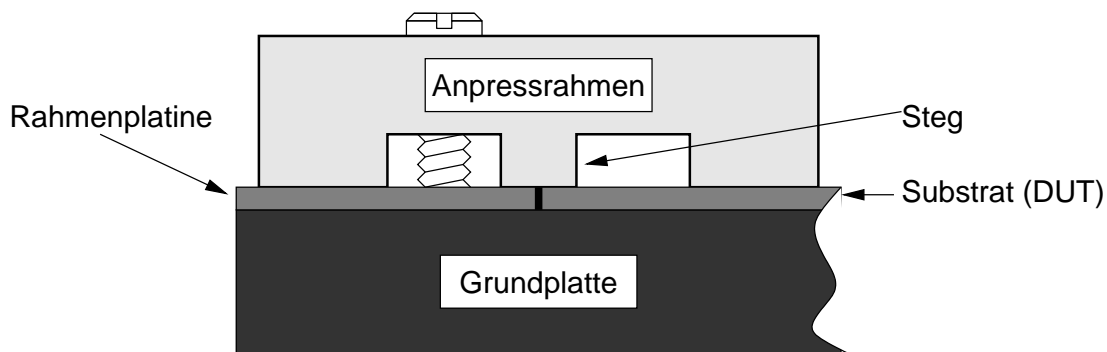


Abb. 1.32: Anpressvorrichtung.

Erhebliche Sorgfalt kommt der galvanischen Kontaktierung der Streifenleiter zu. Dazu müssen die Streifenleiter der beiden stumpf zusammengefügt Substrate durch eine Kontaktbrücke verbunden werden, welche durch den im Substrat ausgesparten Schacht aufgebracht werden kann. Diese Kontaktbrücke muss so gestaltet sein, dass das Feld so wenig wie möglich gestört wird, d.h. sie muss an dieser Stelle eine hohe Rückflussdämpfung aufweisen.

Anforderungen an die Kontaktbrücke für hohe Rückflussdämpfung:

- identische Breite wie der Streifenleiter
- Träger der metallischen Brücke möglichst kleines ε_r haben
- möglichst deckungsgleich mit Streifenleiter
- reproduzierbares Aufsetzen

Verschiedene Materialien und Führungssysteme wurden getestet, die jedoch alle aufgrund schwieriger Verarbeitung (Kupferfolie, Styrodur), geringer mechanischer Stabilität und nicht reproduzierbarer Ergebnisse (Führung in dem Schacht des Anpressrahmens) verworfen wurden.

Ein hervorragendes Ergebnis lieferte die in **Abb. 1.30** dargestellte Art für die Kontaktbrücke. Um reproduzierbare Ergebnisse zu erzielen, ist eine exakte, aber leichtgängige Führung notwendig, wie sie nur von Metall auf Metall in einer Passung realisiert werden kann. Dazu wird der Messingbalken (l) von den beiden Passstiften, die in der Stoßstellenebene beider Platinen montiert sind, geführt.

Um mit dem Führungsbalken das Feld nicht zu stören (der Abstand wurde messtechnisch zu größer als 1 cm ermittelt), dient zunächst der ungeschraubte Stempel (i), der aus dem gleichen Material wie der Rahmen gefertigt ist, als Abstandshalter. Erst in unmittelbarer Nähe der kritischen Stelle wird das mechanisch starre Gebilde auf einen minimalen Zapfen (k) reduziert, auf dem die eigentliche Kontaktbrücke (j) aufgeklebt ist. Diese besteht aus einer auf RT Duroid 5880 geätzten Leiterbahn (Rückseite selbstverständlich nicht metallisiert), deren Breite identisch ist mit der Streifenleiterbreite der zu verbindenden Platinen. Dieses Material besitzt die Substratstärke 0,5 mm bei einem ε_r von 2,2. Von Vorteil ist die getrennte Ausführung auch deshalb, weil in einem einmaligen Vorgang (mit ortsabhängiger Darstellung des Reflexionsfaktors) der Kunststoffstempel als Träger der Kontaktbrücke durch die Verschraubung mit dem Führungsbalken auf minimale Rückflussdämpfung justiert werden kann. Ein weiterer Vorteil ist, dass bei einwandfreier Verarbeitung der (Pass-) Führung bereits die Gewichtskraft einen reproduzierbaren Auflagedruck für die Kontaktbrücke verursacht, so dass auf aufwändige Federsysteme verzichtet werden kann. Im Vergleich zu einer direkten Führung im Schacht des Anpressrahmens tritt hier keine Verkopplung der Kräfte für Anpressrahmen und Kontaktbrücke auf.

Die Aussparung in der Rahmenplatine als auch das exakte Zuschneiden der zu vermessenden Platinen erfolgt mit einem an einem scharfkantigen Metallklotz geführten Skalpell. Dieser wird an vorgegebenen (auf dem Substrat erhabenen) Markierungen justiert. Bei exaktem Einpassen konnten ohne Kontaktbrücke bereits Werte für die Rückflussdämpfung besser als 20 dB erreicht werden.

Der am IHE realisierte Übergang Streifenleiter-Streifenleiter weist über eine Bandbreite von etwas mehr als 20 GHz (1–24 GHz) eine hohe Rückflussdämpfung von 28 dB auf. Dieser Messwert ist reproduzierbar und wird auch nach wiederholtem Auswechseln von Messobjekt und Kontaktbrücke wieder erreicht.

Kommerzielle Messfassungen

Kommerzielle Testfassungen (z.B. von Agilent, früher Hewlett Packard) sind oft zweiteilig ausgeführt (Endblöcke), die mit jeweils einer DC-Zuleitung versehen sind. Für Messungen an aktiven Komponenten kann eine Mittelsektion eingebaut werden, die mit zwei weiteren DC-Zuleitungen ausgestattet ist.

1.6 Bauelemente in Microstrip-Technik

Zum Aufbau komplexer Schaltungen ist es notwendig, die Eigenschaften der prinzipiellen Konstruktionselemente zu kennen. Da ihre Behandlung sehr aufwändig ist, sollen hier nur grundsätzliche Bauformen, sowie einfache Konstruktionsrichtlinien dargestellt werden.

1.6.1 Der Leerlauf

Eine am Ende offene Microstrip stellt das klassische Streifenleitungsbauelement dar, wie es z.B. für Stichleitungen eingesetzt wird. Wie in **Abb. 1.33a** dargestellt, endet das Feld der Microstrip nicht abrupt am Leitungsende, sondern reicht noch weiter in Richtung der Streifenleitungssymmetrieachse fort.

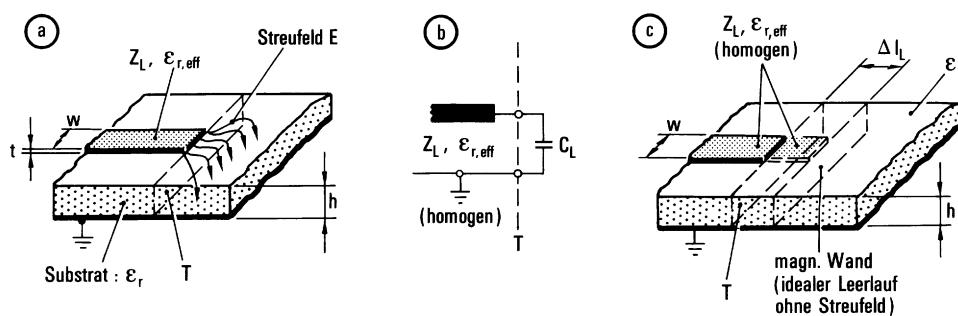


Abb. 1.33: Mikrostreifenleitungsleerlauf.

- Aufbau mit elektrischem Streufeld E ;
- Ersatz-Endkapazität C_L ;
- äquivalente Leitungsverlängerung ΔL_L

Diese Verlängerung der Feldlinien bewirkt eine äquivalente Verlängerung der eigentlichen Streifenleitung, wobei das zusätzliche Endfeld als Parallelkapazität

gemäß **Abb. 1.33b** bzw. als Leitungsverlängerung gemäß **Abb. 1.33c** gedeutet werden kann.

Die genaueste, bis zu höchsten Frequenzen gültige Analyse ist die dynamische (frequenzabhängige) numerische Analyse des Leerlaufs. Bei Frequenzen von 6–10 GHz liegt die relative frequenzabhängige Δl_L -Verlängerung einer $\lambda/4$ -langen Stichleitung unter 2 %. Daher ist für die meisten technisch vorkommenden Fälle eine einfache statische (frequenzunabhängige) Formel hinreichend. Die genaueste statische Gleichung wurde von *Kirschning, Jansen* und *Koster* (1981) durch Funktionalapproximation an die für niedrige Frequenzen berechneten Ergebnisse einer Hybridwellenanalyse abgeleitet (maximaler Fehler: 2.5%):

Leitungsverlängerung:

$$\frac{\Delta l_L}{h} = \frac{A \cdot C \cdot E}{D} \quad (1.44)$$

$$A = 0,434907 \cdot \frac{(\varepsilon_{r,eff}^{0,81} + 0,26) \cdot \{(w/h)^{0,8544} + 0,236\}}{(\varepsilon_{r,eff}^{0,81} - 0,189) \cdot \{(w/h)^{0,8544} + 0,87\}}$$

$$B = 1 + \frac{(w/h)^{0,371}}{2,358 \cdot \varepsilon_r + 1}$$

$$C = 1 + \frac{0,5274}{\varepsilon_{r,eff}^{0,9236}} \cdot \arctan(0,084 \cdot (w/h)^{1,9413/B})$$

$$D = 1 + 0,0377 \cdot [6 - 5 \cdot \exp\{0,036 \cdot (1 - \varepsilon_r)\}] \cdot \arctan(0,067 \cdot (w/h)^{1,456})$$

$$E = 1 - 0,218 \cdot \exp\{-7,5 \cdot (w/h)\}$$

Graphisch dargestellt ergeben sich Kurven gemäß **Abb. 1.34**:

Zur exakten theoretischen Beschreibung von Microstrip-Leerläufen in nicht metallisch abgeschirmten, offenen Streifenleitungsschaltungen müssen auch die Abstrahlungsverluste gemäß **Kapitel 1.4.6** berücksichtigt werden.

1.6.2 Kurzschlüsse

Werden reale Kurzschlüsse von Streifenleitungen verlangt, so treten zumeist erhebliche technische Probleme auf. Solange nur schmalbandige Lösungen angestrebt werden sollen (ca. 5 % Bandbreite), kann der Kurzschluss bekanntermaßen durch $\lambda/4$ Transformation aus einem Leerlauf abgeleitet werden. Sind dagegen z.B. breitbandige Kalibrationsnormale gefragt, so scheidet diese Möglichkeit aus. Hier eignet sich nur eine Durchkontaktierung nach **Abb. 1.35** oder **1.36**.

Bei dem Verfahren nach **Abb. 1.35** wird ein Teilbereich des Substrats durch ein Messer oder eine Stanze ausgespart, und das Streifenleitungsbändchen auf die Masseplatte umgebogen und kontaktiert. Nachteilig ist, dass nicht das ganze Feld abrupt endet, sondern Feldanteile nach hinten über das Bändchen herausragen

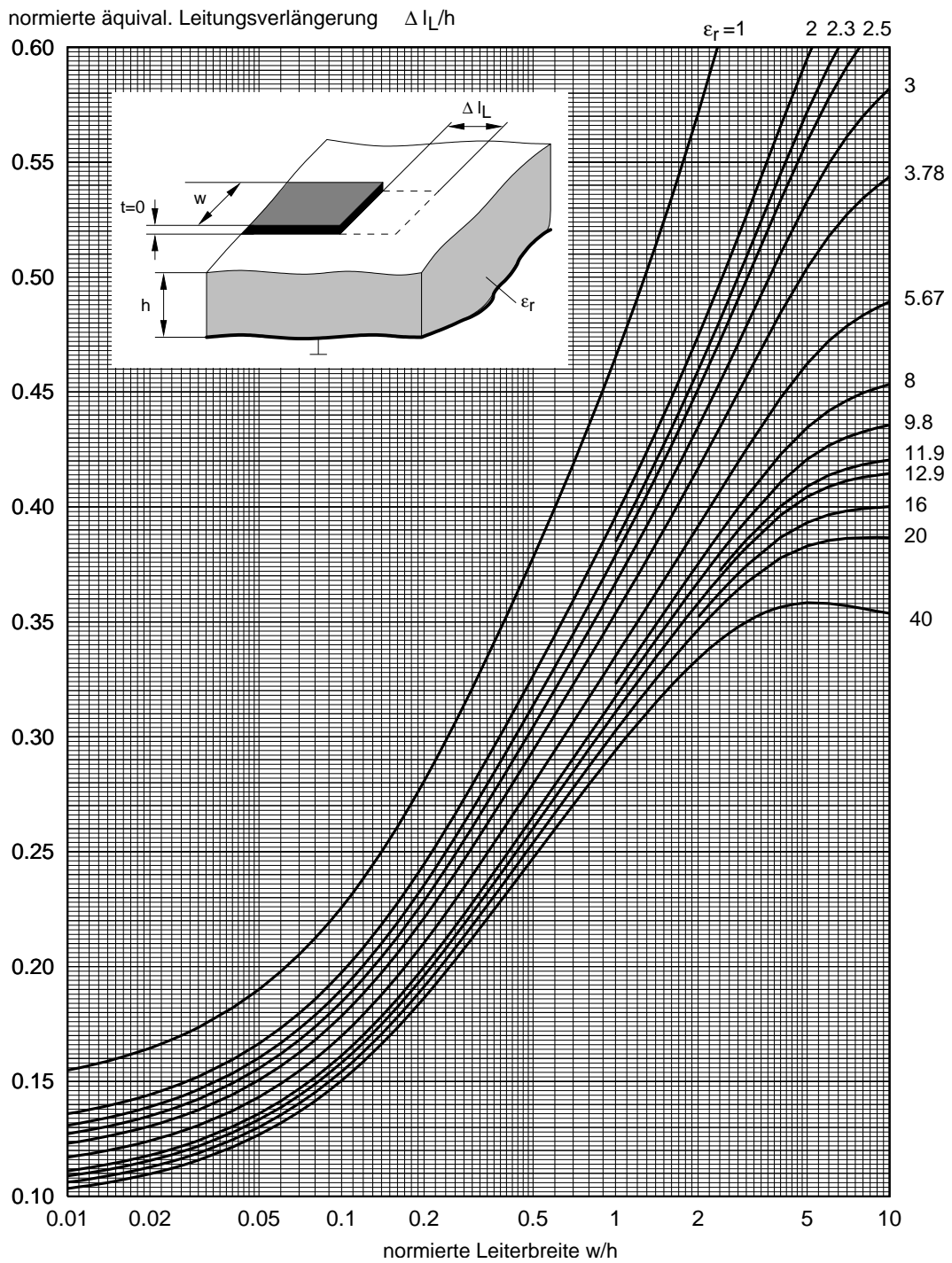


Abb. 1.34: Normierte äquivalente Leitungsverlängerung $\Delta l_L/h$ des Mikrostreifenleitungs-Leerlaufs in Abhängigkeit von der normierten Leiterbreite w/h .

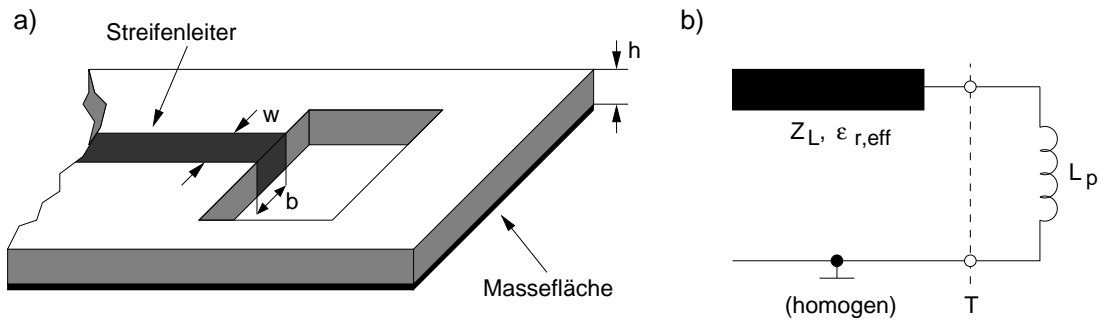


Abb. 1.35: a) Kurzschluss durch Verlängerung des Streifenleiters nach Masse;
b) Ersatz-Endinduktivität L_p

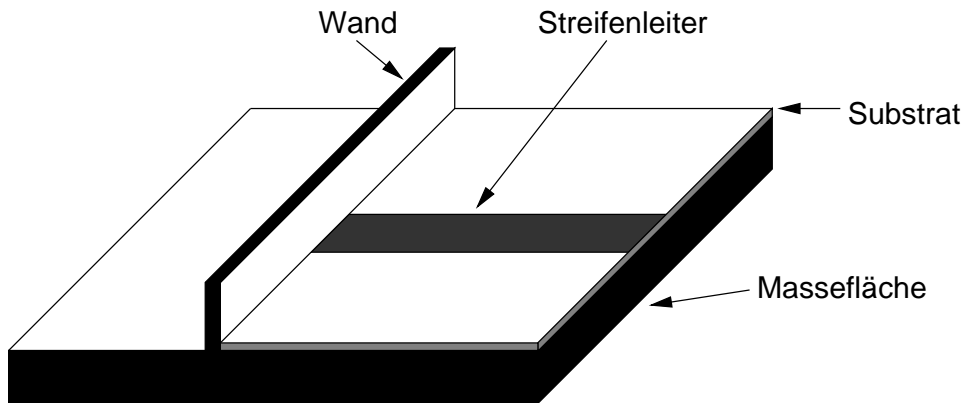


Abb. 1.36: Kurzschluss mit Kurzschlussplatte.

können und zu einer Endkapazität führen. Gleichzeitig beengt das Bändchen die Masseströme und führt zu einer parallelen Endinduktivität (L_p), so dass der Kurzschluss nur für nicht zu hohe Frequenzen hinreichend gut ist.

$$\frac{L_p/nH}{h/\text{mm}} = 0,2 \cdot \left[\ln \left(\frac{2h}{b+t} \right) + 0,2235 \cdot \left(\frac{b+t}{h} \right) + 0,5 \right] \quad (1.45)$$

Das Einführen einer Kurzschlussplatte nach **Abb. 1.36** schafft hier Abhilfe; die Masseströme können so ungehindert abfließen, und es ragt kein E-Feld über den Kurzschluss hinaus (das gesamte elektrische Feld wird kurzgeschlossen).

Gemeinsam ist beiden Methoden, dass die Unterseite des Substrats verletzt wird und Unebenheiten durch Lötungen erhält, wodurch ein zusätzlicher mechanischer Aufwand beim Gehäuseeinbau entsteht.

1.6.3 Reflexionsfreie Abschlüsse

Reflexionsfreie Abschlüsse können in der Mikrostreifentechnik auf vielfältige Weise hergestellt werden:

- Durch Einbringen eines Kohle-Schichtwiderstandes zwischen der Streifenleitung und der Masseplatte. Dies kann zu einem erheblichen mechanischen Aufwand führen, wenn eine Durchkontaktierung notwendig wird oder gar das Substrat in der Form des Widerstandskörpers ausgestanzt werden muss. Dem Vorteil geringer geometrischer Abmessungen steht der Nachteil gegenüber die Anordnung nur bis zu relativ niedrigen Frequenzen (<5 GHz) einsetzen zu können, da darüber merkliche parasitäre Anteile auftreten. Diese können mit Kompensationselementen in Grenzen ausgeglichen werden.

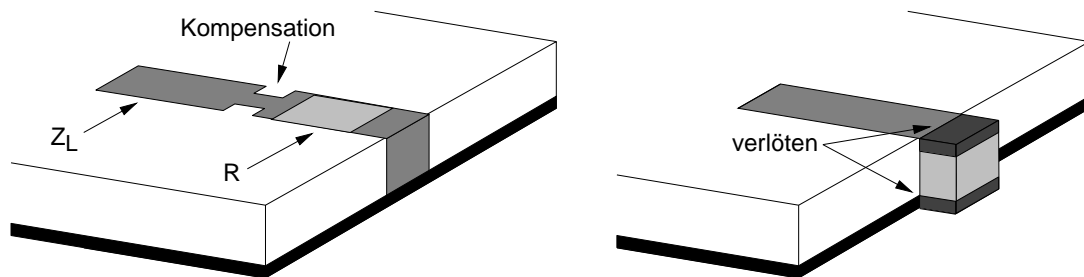


Abb. 1.37: Widerstand für Oberflächenmontage (SMD: surface mounted device) als Abschluss für die Streifenleitung.

- Durch Verwenden eines verlustbehafteten Substrats (z.B. Ferritmaterial). Man kann damit stark gedämpfte Leitungen mit guter Anpassung herstellen. Ein Problem ist der Übergang zwischen den beiden Substraten weshalb diese Methode nicht auf der eigentlichen Streifenleitung eingesetzt werden kann. Man verwendet solche Aufbauten hauptsächlich in eigenen Baugruppen zum Beispiel als Kalibrierstandard.
- Durch Auflegen eines verlustbehafteten Keils (**Abb. 1.38**). Solche Strukturen dämpfen nur den Feldanteil in der Luft und benötigen daher einige Wellenlängen Baugröße.
- Durch Aufbringen einer Dämpfungspaste auf einer Spiralanordnung (**Abb. 1.39**). Solche Formen der Leitungsführung werden auch als Antennen für höhere Frequenzen eingesetzt und haben deshalb viele Feldanteile außerhalb des Substrats. Durch diesen Aufbau kann auf verhältnismäßig kleinem Raum gute Anpassung (besser -20 dB bis 20 GHz) erreicht werden.

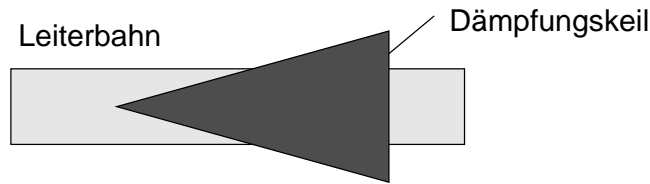


Abb. 1.38: Abschluss durch Auflegen eines verlustbehafteten Keils.

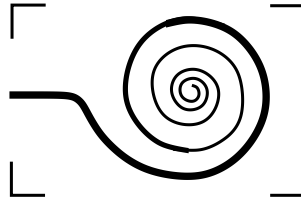


Abb. 1.39: Reflexionsarmer Abschluss der Streifenleitung. Die Spirale wird mit einer stark dämpfenden Paste bestrichen.

1.6.4 Symmetrische Leiterbreitenstufe

Unter einer symmetrischen Leiterbreitenstufe wird hier eine abrupte Änderung der Breite der Streifenleitung verstanden, bei der die beiden Leitungen nicht gegen einander versetzt sind. Änderungen der Leiterbreite wie in **Abb. 1.40** führen zu einer sprunghaften Änderung des Wellenwiderstandes. Derartige Wellenwiderstandssprünge werden für Impedanztransformationen benötigt. **Abb. 1.40** zeigt qualitativ den Feld- und Stromlinienverlauf einer solchen Stufe sowie deren Ersatzschaltbild aus konzentrierten Bauelementen.

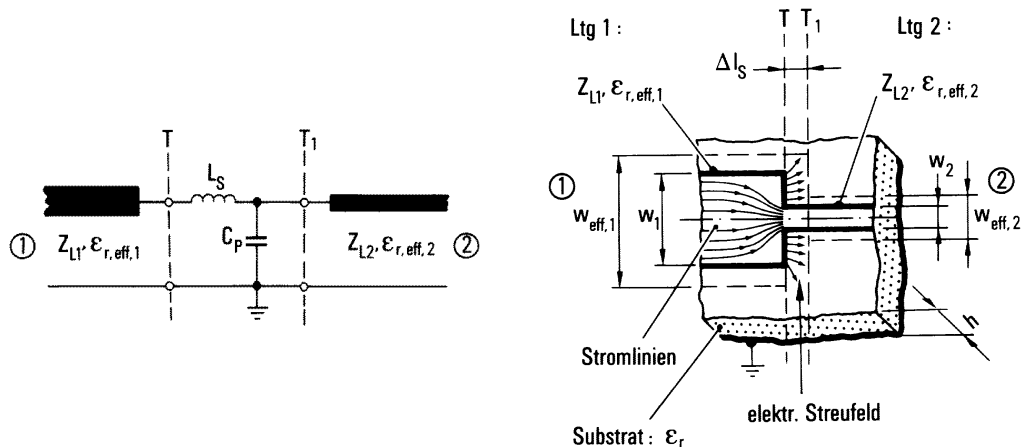


Abb. 1.40: Ersatzschaltbild und Feldlinienverlauf einer sym. Leiterbreitenstufe.

Die abrupte Änderung der Breite w führt zu einer Einschnürung der Stromlinien und zu einem elektrischen Streufeld auf der Stirnseite der breiteren Leitung.

Die Einschnürung der Strombahnen wirkt induktiv, ihr Einfluss kann durch die Serieninduktivität L_s im Ersatzschaltbild beschrieben werden.

Der Einfluss des elektrischen Streufeldes wird durch die parallele Kapazität C_p im Ersatzschaltbild erfasst.

Stufenlose Wellenwiderstandsübergänge werden als „Taper“ bezeichnet. **Abb. 1.41** zeigt einen solchen Übergang. Die Leiterbreite w ist ortsabhängig, $w = w(z)$. Durch geeignete Wahl der Funktion $w(z)$ lassen sich reflexionsarme Wellenwiderstandsübergänge für große Bandbreiten erreichen.

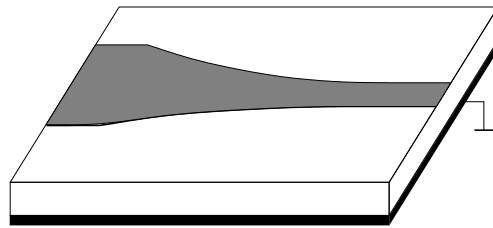


Abb. 1.41: Kontinuierlicher Wellenwiderstandsübergang (Taper).

1.6.5 Symmetrische Verzweigung

Symmetrische Verzweigungen nach **Abb. 1.42a** werden für die meisten Mikrowellenschaltungen benötigt. Die Verzweigung bewirkt Feldverzerrungen, deren Einfluss durch das in **Abb. 1.42b** gezeigte Ersatzschaltbild beschrieben werden kann. Das Ersatzschaltbild ist in den Ebenen T_1 , T_2 und T_3 einzusetzen. Diese sind um die Strecken d_1 und d_2 von den jeweiligen Mittellinien versetzt. Numerische Werte für die Elemente des Ersatzschaltbildes d_1 , d_2 , n (Übertragungsverhältnis) und B_p (paralleler Blindleitwert) können den Kurven in **Abb. 1.43** in normierter Form entnommen werden.

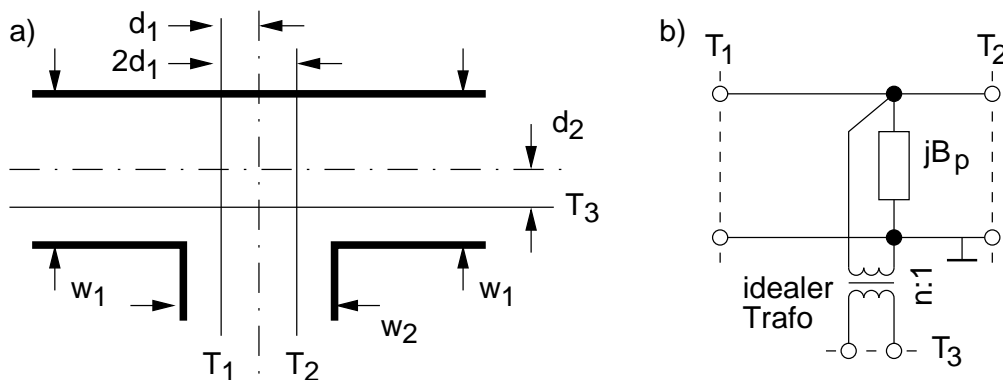


Abb. 1.42: a) Symmetrische Leitungsverzweigung; b) Ersatzschaltbild

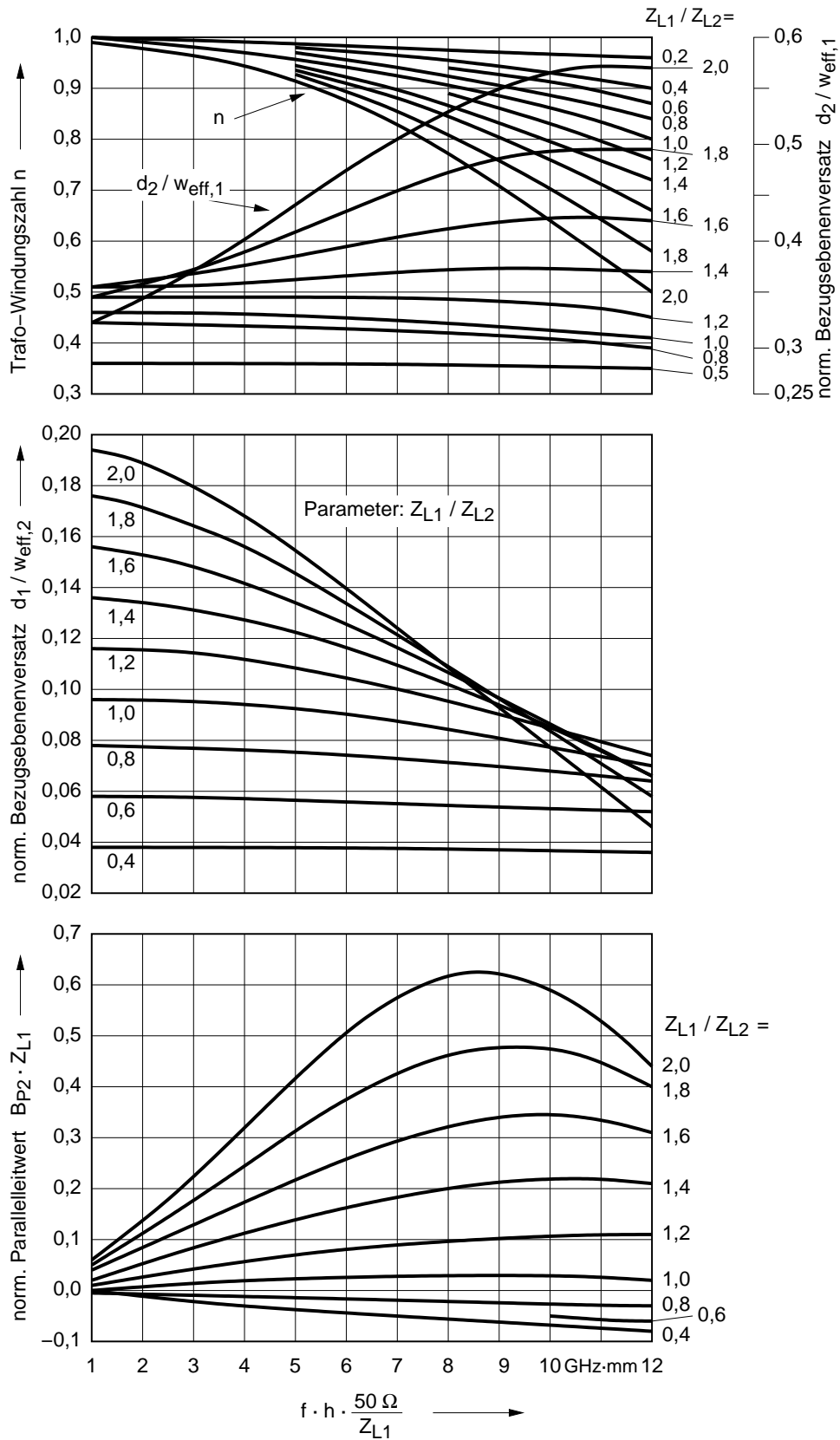


Abb. 1.43: Elemente d_1 , d_2 , n , B_p des Ersatzschaltbildes in Abb. 1.42b berechnet nach dem Bandleitungsmodell mit der Grundwelle.

1.6.6 Berechnung von Kopplern in Streifenleitungstechnik

Zwei parallel eng nebeneinander geführte Streifenleiter, die gleich breit sind, bilden einen symmetrischen Microstrip-Koppler. Ist die Länge des Koppelabschnitts $l = \lambda/4$, so findet bei Speisung an Tor 1 eine maximale Verkopplung zum Tor 3 statt, während minimale Leistung zum Tor 4 fließt (**Abb. 1.44**). Die Kopp-

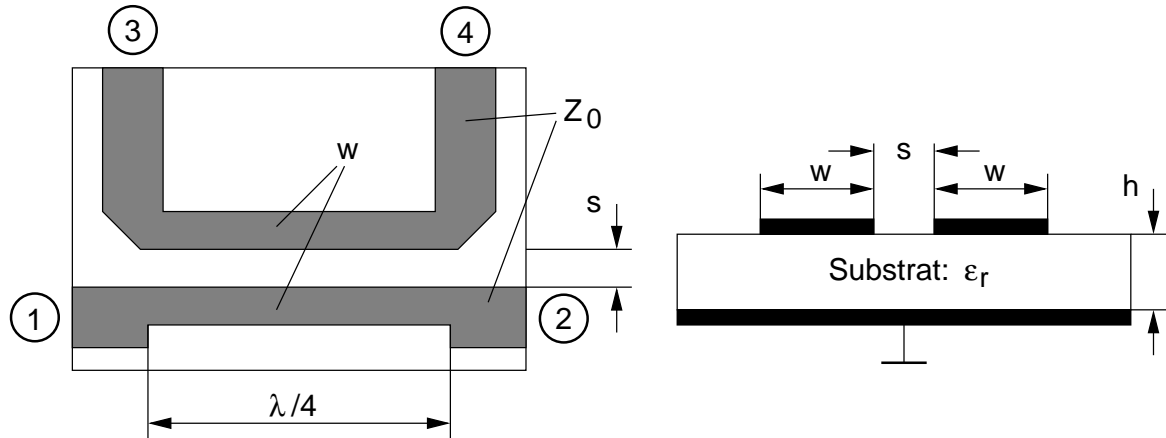


Abb. 1.44: Symmetrischer Koppler in der Schaltung und Leitungsquerschnitt.

lung ist abhängig von der Breite w und vom Abstand s der Leiter. Für einen gegebenen Koppelfaktor C_0 berechnet sich die Koppeldämpfung $C_{(\text{dB})}$ in dB zu:

$$C_{(\text{dB})} = -20 \text{ dB} \cdot \log_{10} C_0 \quad (1.46)$$

Aus dem Koppelfaktor C_0 folgen außerdem der Gegentakt-Wellenwiderstand Z_{0o} und der Gleichtakt-Wellenwiderstand Z_{0e} bezogen auf den Wellenwiderstand Z_0 :

$$\text{Gleichtakt (even)-Wellenwiderstand: } \frac{Z_{0e}}{Z_0} = \sqrt{\frac{1 + C_0}{1 - C_0}} \quad (1.47)$$

$$\text{Gegentakt (odd)-Wellenwiderstand: } \frac{Z_{0o}}{Z_0} = \sqrt{\frac{1 - C_0}{1 + C_0}} \quad (1.48)$$

Mit diesen Werten ist Anpassung an Z_0 gegeben:

$$Z_0 = \sqrt{Z_{0e} \cdot Z_{0o}} \quad (1.49)$$

Mittels dieser Gleichungen lassen sich Gegentakt- und Gleichtakt-Wellenwiderstand berechnen. Als weiteren Zusammenhang zwischen dem Koppelfaktor und dem Gleich- und Gegentaktwellenwiderstand ergibt sich daraus:

$$C_0 = \frac{Z_{0e} - Z_{0o}}{Z_{0e} + Z_{0o}} \quad (1.50)$$

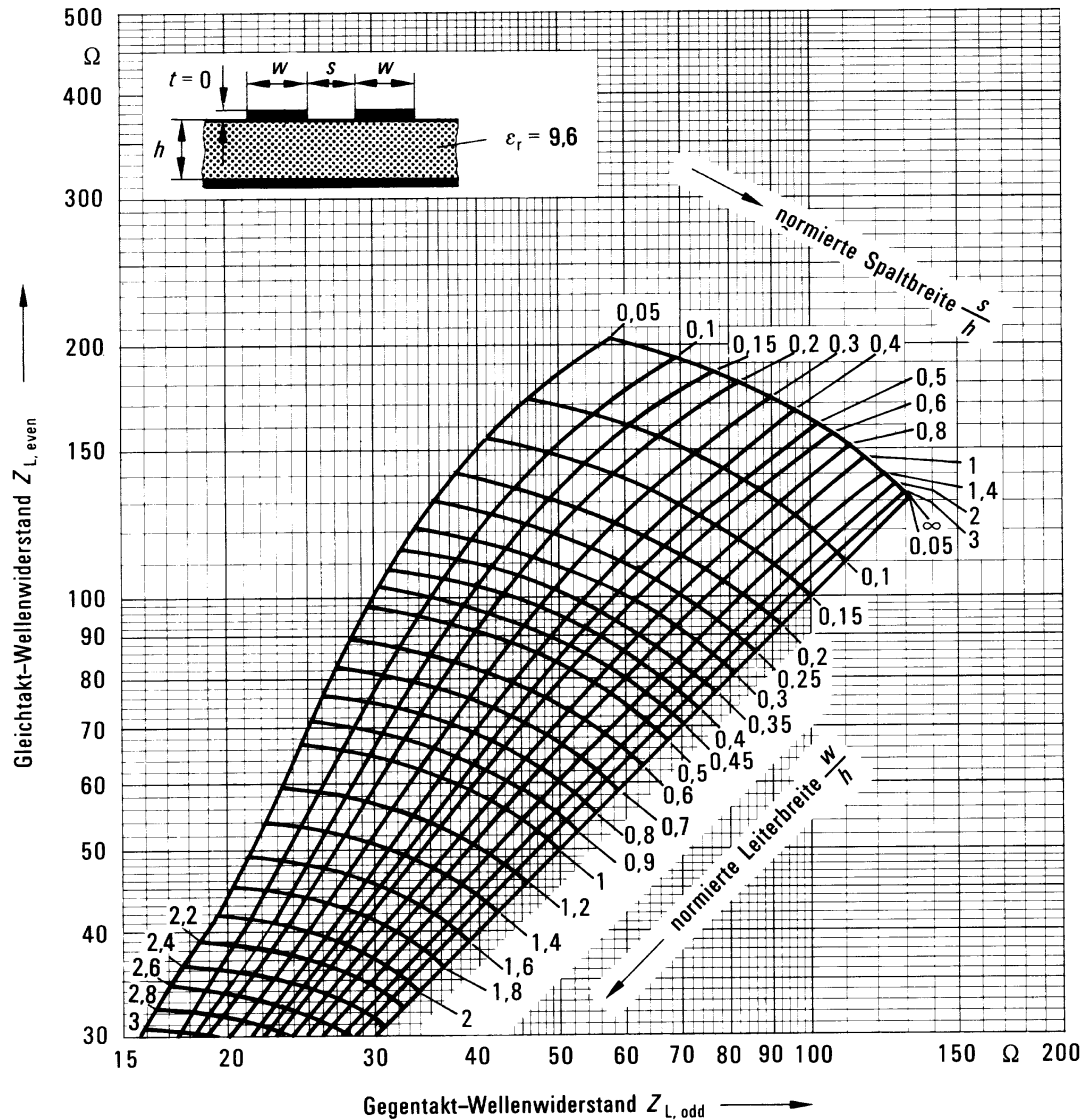


Abb. 1.45: Spaltbreite und Leiterbreite für gekoppelte Mikrostreifenleitungen auf einem Substrat mit $\epsilon_r = 9,6$ in Abhängigkeit vom Gleichtakt- und Gegentakt-Wellenwiderstand.

Aus Abb. 1.45 folgen daraus für $\epsilon_r = 9,6$ und gegebener Höhe h die Leiterbreite w und die Spaltbreite s des Koppelabschnitts.

Für Substrate mit anderer Permittivität ϵ_r gibt es ein Umrechnungsverfahren. Für einen gegebenen Koeffizienten C_0 und ein Substrat mit ϵ_{r2} werden Z_{0e2} und Z_{0o2} wie oben beschrieben berechnet. Zur Bestimmung von w/h und s/h wird eine mittlere effektive Permittivität $\overline{\epsilon_{r,eff2}}$ ermittelt (Bsp. für $\epsilon_{r2} = 2,34$):

$$\overline{\epsilon_{r,eff2}} = 0,7567 \cdot \epsilon_{r2} + 0,2433 \quad (1.51)$$

Für Al_2O_3 -Keramiksustrat ($\varepsilon_{r1} = 9,6$) erhält man entsprechend:

$$\overline{\varepsilon_{r,eff1}} = 0,7567 \cdot \varepsilon_{r1} + 0,2433 \quad (1.52)$$

Daraus berechnen sich für den gleichen Koppelfaktor C_0 :

$$Z_{0e1} = Z_{0e2} \cdot \sqrt{\frac{\overline{\varepsilon_{r,eff2}}}{\overline{\varepsilon_{r,eff1}}}} \quad (1.53)$$

$$Z_{0o1} = Z_{0o2} \cdot \sqrt{\frac{\overline{\varepsilon_{r,eff2}}}{\overline{\varepsilon_{r,eff1}}}} \quad (1.54)$$

Für Z_{0e1} und Z_{0o1} kann dann mit **Abb. 1.45** die Leiterbreite w/h und die Spaltbreite s/h bestimmt werden.

Vorteilhaft bei dieser Art des Kopplers ist, dass Gleichstromentkopplung stattfindet; er eignet sich daher auch als Filter. Um die Flanke des Filters steiler zu machen und damit die Güte zu verbessern, werden mehrere $\lambda/2$ -lange Leitungstücke über eine Länge von $\lambda/4$ miteinander verkoppelt (**Abb. 1.46**).

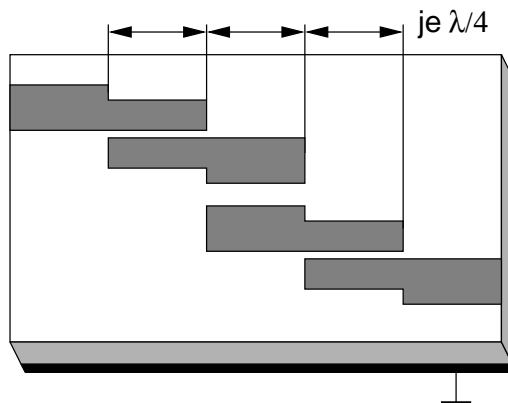


Abb. 1.46: 2-poliges Bandpassfilter mit parallelgekoppelten $\lambda/2$ -Resonatoren.

Kapitel 2

Verstärker

Verstärker sind aktive Ein-, Zwei- oder Mehr Tore, die mit Hilfe äußerer Energiequellen eine Verstärkung von Eingangssignalen vornehmen. Verstärker werden vielseitig eingesetzt, deshalb wird oft eine Einteilung bezüglich ihrer Anwendung vorgenommen. In **Tabelle 2.1** ist diese Einteilung nach dem Anwendungsgebiet und den damit verbundenen Kriterien dargestellt.

Eigenschaft	Einteilung
Ein- bzw. Ausgangsamplitude	Großsignalverstärker Kleinsignalverstärker
Verstärkter Frequenzbereich	Gleichstromverstärker Niederfrequenzverstärker Hochfrequenzverstärker
Übertragene Bandbreite	Schmalbandverstärker Breitbandverstärker

Tabelle 2.1: Einteilung von Verstärkern nach der Anwendung.

Zur Schaltungssimulation kann es zweckmäßiger sein, Verstärker nach ihrer Ein- und Ausgangsimpedanz und dem damit verbundenen idealisierten Ersatzschaltbild zu unterteilen. Eine mögliche Einteilung diesen Fall betreffend zeigt **Tabelle 2.2**.

Verstärkertyp	Ersatzschaltbild
Spannungsverstärker (Treiber)	Spannungsgesteuerte Spannungsquelle
Transadmittanzverstärker	Spannungsgesteuerte Stromquelle
Transimpedanzverstärker	Stromgesteuerte Spannungsquelle
Stromverstärker	Stromgesteuerte Stromquelle

Tabelle 2.2: Einteilung von Verstärkern nach dem idealisierten Ersatzschaltbild.

Weitere wichtige Eigenschaften von Verstärkern sind Eingangs- und Ausgangssättigungspegel, Eingangs- und Ausgangsimpedanz sowie die Übertragungsfaktoren als Funktion der Frequenz. Beim Entwurf von Verstärkern kommt es ferner an auf Störabstand und Verzerrungen, Wirkungsgrad und Gleichleistungsverbrauch, Stabilität gegen Änderung der Abschlussimpedanz, gegen Temperaturschwankungen und gegen Alterung von Bauelementen.

Im folgenden werden nur die Eigenschaften von Verstärkern für höhere Frequenzen ($f > 100$ MHz) eingehend untersucht und Optimierungsverfahren beschrieben. Da sich in diesem Frequenzbereich eine Darstellung der Bauteileigenschaften durch Streuparameter anbietet und auch die Halbleiterhersteller fast ausnahmslos ihre HF-Komponenten durch Streuparameterangaben spezifizieren, wird auch im folgenden diese Schreibweise bevorzugt.

2.1 Zweitorverstärker

Röhrentriode und Transistor als klassische Verstärkungselemente begünstigen aufgrund ihrer internen Dreipolstruktur den Aufbau von Zweitorverstärkern, wobei eine Elektrode dem Eingang und Ausgang gemeinsam sein muss. Zusätzlich kommt diese Bauform den häufigsten Aufgabenstellungen sehr entgegen. Deshalb sollen die hauptsächlichen Entwurfsmethoden anhand von Zweitorverstärkern erläutert werden.

Grundsätzlich kann ein Verstärker durch eine Darstellung gemäß **Abb. 2.1** beschrieben werden:

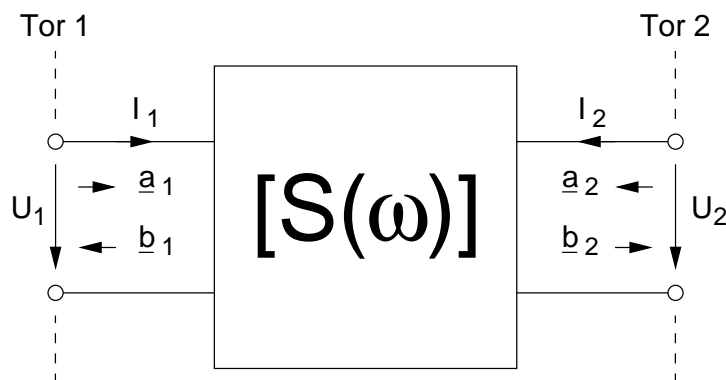


Abb. 2.1: Verstärker-Zweitor.

$$\begin{aligned} \underline{b}_1 &= S_{11} \underline{a}_1 + S_{12} \underline{a}_2 \\ \underline{b}_2 &= S_{21} \underline{a}_1 + S_{22} \underline{a}_2 \end{aligned} \quad (2.1)$$

Für Kleinsignalbetrieb reicht zum weiteren Einsatz der Komponente in einer größeren Baugruppe die Kenntnis der zumeist frequenzabhängigen Streumatrix $[S(\omega)]$ aus.

Für die Elemente der Streumatrix eines Verstärkers gelten hierbei folgende idealisierte Forderungen:

$$\begin{aligned}
 S_{ij} &= \text{const} \neq f(\omega) \text{ im Betriebsfrequenzbereich} \\
 S_{ii} &= 0 \text{ (Eigenreflexionsfreiheit)} \\
 S_{12} &= 0 \text{ (Rückwirkungsfreiheit)} \\
 |S_{21}| &\gg 1 \text{ (hohe Verstärkung)}
 \end{aligned}
 \tag{2.2}$$

Je nach Anforderung (Verstärkung, Rauscharmut, Breitbandigkeit usw.) muss auf eine oder mehrere dieser Forderungen verzichtet werden.

2.1.1 Grundsaltungen

Transistor und Röhrentriode sind Verstärkerelemente mit drei Elektroden. Die Eigenschaften des entsprechenden Zweitorts hängen davon ab, welche der drei Elektroden gleichzeitig dem Eingangs- und dem Ausgangstor angehört.

Die Basisschaltung des Transistors und die Gittergrundsaltung der Röhrentriode haben einen niedrigen Eingangswiderstand, einen großen Spannungsübertragungsfaktor, aber einen Stromübertragungsfaktor ungefähr kleiner als eins. Die Emitterschaltung des Transistors und die Kathodengrundsaltung der Röhrentriode besitzen große Übertragungsfaktoren für Spannung und Strom. Die Kollektorschaltung des Transistors und die Anodengrundsaltung der Röhrentriode verbinden einen Spannungsübertragungsfaktor, der kleiner als eins ist, mit großer Eingangs- und kleiner Ausgangsimpedanz (Impedanzwandler). Dies gilt analog für Gate-, Source-, und Drain-Schaltung beim Feldeffekttransistor (FET, **Abb. 2.2**).

Hersteller dieser Verstärkerelemente geben meist nur die Streuparameter für eine dieser Grundsaltungen an. Soll eine andere Grundsaltung eingesetzt werden, so können die Daten unter gewissen Voraussetzungen aus den vorhandenen hergeleitet werden. Wichtigste Voraussetzung ist, dass die Zweitordaten fehlerfrei und reproduzierbar durch den Hersteller ermittelt wurden. Bei Frequenzen unter 10 GHz kann hiervon ausgegangen werden; darüber sind oftmals erhebliche Abweichungen aufgrund der Chargenstreuungen in der Produktion zu verzeichnen. In diesem Fall empfiehlt sich ein Nachmessen jedes Einzelelements oder zumindest einer repräsentativen Auswahl von Mustern mittels eines vektoriiellen Netzwerk-Analysators mit Transistormessfassung.

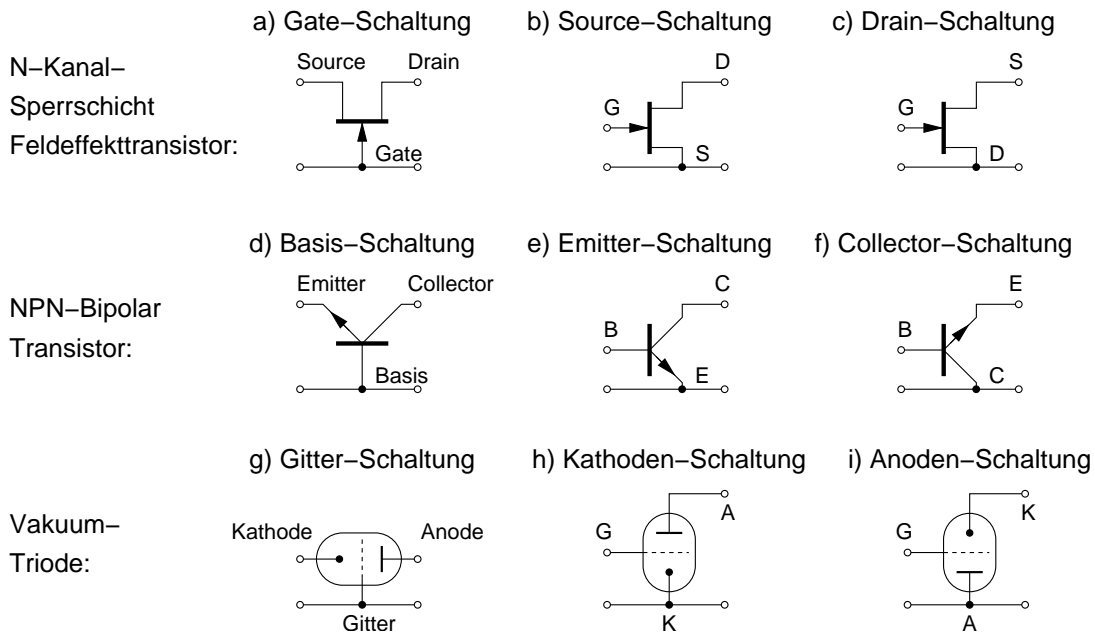


Abb. 2.2: Grundsaltungen von aktiven Verstärkerbauteilen.

Bei der Umrechnung von einer Grundsaltung in eine andere wird von einer Dreitordarstellung ausgegangen, die gemäß **Abb. 2.3** (bei hohen Frequenzen) aus der Zweitordarstellung resultiert.

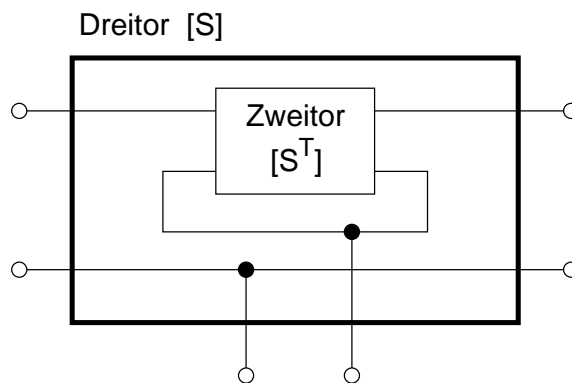


Abb. 2.3: Dreitor Darstellung eines Zweitors.

Aufgrund schon vorhandener interner Massebezüge (z.B. durch Kapazitäten zwischen Chip und Streifenleitungsmasse) sowie der unsicheren Festlegung der Bezugsebenen für die Herstellerangaben der Streuparameter (Streuparameter müssen immer auf einen definierten geometrischen Ort bezogen sein) ist diese einfache Umrechnung nur bis ca. 10 GHz uneingeschränkt zulässig. Für höherfrequente Anwendungen muss für jede Grundsaltung getrennt eine Messung durchgeführt werden.

Es ist allgemein zu beachten, dass die bei der Ermittlung der Streuparameter eingesetzten Arbeitspunkte auch beim späteren Betrieb des Bauelements eingehalten werden.

Ausgehend von **Abb. 2.3** für die Beschreibung eines Drei-Elektroden-Bauteils als Dreitor wird die Beziehung zwischen den ein- und auslaufenden Wellen in den Toren durch **Gl. 2.3** beschrieben:

$$\begin{aligned} \underline{b}_1 &= S_{11} \underline{a}_1 + S_{12} \underline{a}_2 + S_{13} \underline{a}_3 \\ \underline{b}_2 &= S_{21} \underline{a}_1 + S_{22} \underline{a}_2 + S_{23} \underline{a}_3 \\ \underline{b}_3 &= S_{31} \underline{a}_1 + S_{32} \underline{a}_2 + S_{33} \underline{a}_3 \end{aligned} \quad (2.3)$$

Um die Streuparameter S_{kl}^T des Transistor-Zweitores zu bestimmen wird je nach der Grundschaltung, in der die Parameter ermittelt wurden, eines der Tore kurzgeschlossen (**Abb. 2.4**).

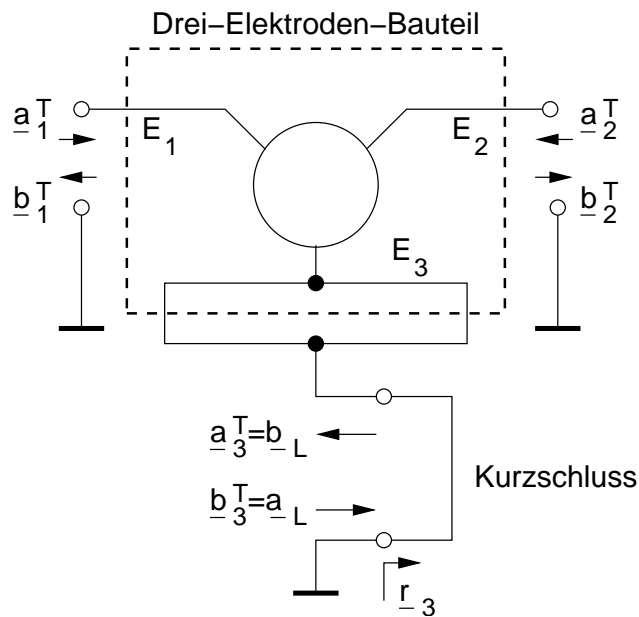


Abb. 2.4: Drei-Elektroden-Bauteil als Dreitor.

Im folgenden Beispiel sei die Elektrode E_3 die gemeinsame Masse für Eingang und Ausgang; entsprechend muss Tor 3 mit einem Kurzschluss versehen werden:

$$\underline{r}_3 = \frac{\underline{b}_L}{\underline{a}_L} = \frac{\underline{a}_3}{\underline{b}_3} = -1 \quad (2.4)$$

Aus **Gl. 2.3** und **Gl. 2.4** erhält man sodann die aus den Dreitor-Parametern abgeleitete Zweitormatrix $[S^T]$ des Transistors.

$$\begin{bmatrix} \underline{b}_1^T \\ \underline{b}_2^T \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} - \frac{S_{13}S_{31}}{1+S_{33}} & S_{12} - \frac{S_{13}S_{32}}{1+S_{33}} \\ S_{21} - \frac{S_{23}S_{31}}{1+S_{33}} & S_{22} - \frac{S_{23}S_{32}}{1+S_{33}} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \underline{a}_1^T \\ \underline{a}_2^T \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11}^T & S_{12}^T \\ S_{21}^T & S_{22}^T \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \underline{a}_1^T \\ \underline{a}_2^T \end{bmatrix} \quad (2.5)$$

Zur vollständigen Bestimmung aller 9 Dreitor-Parameter aus den 4 Zweitormatrix-Parametern fehlen somit noch 5 Gleichungen. Diese können aus der Matrixtheorie für indefinite Dreitore (Bezugspotential nicht festgelegt) hergeleitet werden. **Gl. 2.6** und **Gl. 2.7** folgen aus den Maschen- und Knotenregeln.

$$\sum_{j=1}^3 S_{ij} = 1 \quad \text{für } i = 1, 2, 3 \quad (2.6)$$

$$\sum_{i=1}^3 S_{ij} = 1 \quad \text{für } j = 1, 2, 3 \quad (2.7)$$

Durch einige Umformungen lassen sich daraus sämtliche Dreitor-Parameter ermitteln:

$$S_{33} = \frac{\sum_{\substack{i=1,2 \\ j=1,2}} S_{ij}^T}{4 - \sum_{\substack{i=1,2 \\ j=1,2}} S_{ij}^T} = \frac{S_{11}^T + S_{12}^T + S_{21}^T + S_{22}^T}{4 - (S_{11}^T + S_{12}^T + S_{21}^T + S_{22}^T)} \quad (2.8)$$

$$S_{32} = \frac{1 + S_{33}}{2} \cdot (1 - S_{12}^T - S_{22}^T) \quad (2.9)$$

$$S_{23} = \frac{1 + S_{33}}{2} \cdot (1 - S_{21}^T - S_{22}^T) \quad (2.10)$$

$$S_{22} = S_{22}^T + \frac{S_{23}S_{32}}{1 + S_{33}} \quad (2.11)$$

$$S_{31} = 1 - S_{33} - S_{32} \quad (2.12)$$

$$S_{12} = 1 - S_{22} - S_{32} \quad (2.13)$$

$$S_{21} = 1 - S_{22} - S_{23} \quad (2.14)$$

$$S_{13} = 1 - S_{23} - S_{33} \quad (2.15)$$

$$S_{11} = 1 - S_{12} - S_{13} \quad (2.16)$$

Aus den somit ermittelten Dreitor-Parametern kann gemäß **Gl. 2.5** durch sinnge-
mäßige Vertauschung der Tore die Zweitormatrix für jede beliebige Grundschaltung
ermittelt werden.

2.1.2 Gegenkopplung

Führt man eine Ausgangsgröße eines aktiven Zweitors (z.B. Verstärker) auf seinen Eingang zurück, erhält man eine Rückkopplung.

Bei einem aktiven elektrischen Zweitor können eine oder beide Eingangsgrößen (Eingangsspannung, Eingangsstrom) durch eine oder beide Ausgangsgrößen (Ausgangsspannung, Ausgangsstrom) verändert werden. Man unterscheidet dabei zwischen Mitkopplung (positive Rückkopplung; in Phase) und Gegenkopplung (negative Rückkopplung; in Gegenphase).

Gegenkopplungsschaltungen bieten eine einfache, aber sehr wirksame Methode zur Vergrößerung der Bandbreite, zum Anpassen, zur Stabilisierung und zur Verringerung der nichtlinearen Verzerrungen von Verstärkern.

Beschränkt man sich auf den Fall, dass nur jeweils eine Eingangsgröße durch eine Ausgangsgröße beeinflusst wird, ergeben sich entsprechend den vier Kombinationsmöglichkeiten die vier in **Abb. 2.5** dargestellten Gegenkopplungsarten.

Zur Ermittlung der resultierenden Gesamtstreumatrix $[S^R]$ des rückgekoppelten Zweitors wandelt man zweckmäßigerweise zuerst mit Hilfe von **Abb. 2.6** (oben) die Streuparameter in auf den Anwendungsfall zugeschnittene Parameter um: Bei **Abb. 2.5a** in Z-Parameter (**2.5b**: Y-Parameter; **2.5c**: H-Parameter; **2.5d**: P-Parameter), wodurch sich als resultierende Z-Matrix gemäß **Gl. 2.17** einfach die Summe

$$[Z^R] = \begin{bmatrix} Z_{11}^a + Z_{11}^b & Z_{12}^a + Z_{12}^b \\ Z_{21}^a + Z_{21}^b & Z_{22}^a + Z_{22}^b \end{bmatrix} \quad (2.17)$$

der Einzelmatrizen ergibt. Durch anschließende Rücktransformation nach **Abb. 2.6** (unten)

$$[Z^R] \longrightarrow [S^R] \quad (2.18)$$

erhält man die gewünschte Gesamtstreumatrix $[S^R]$.

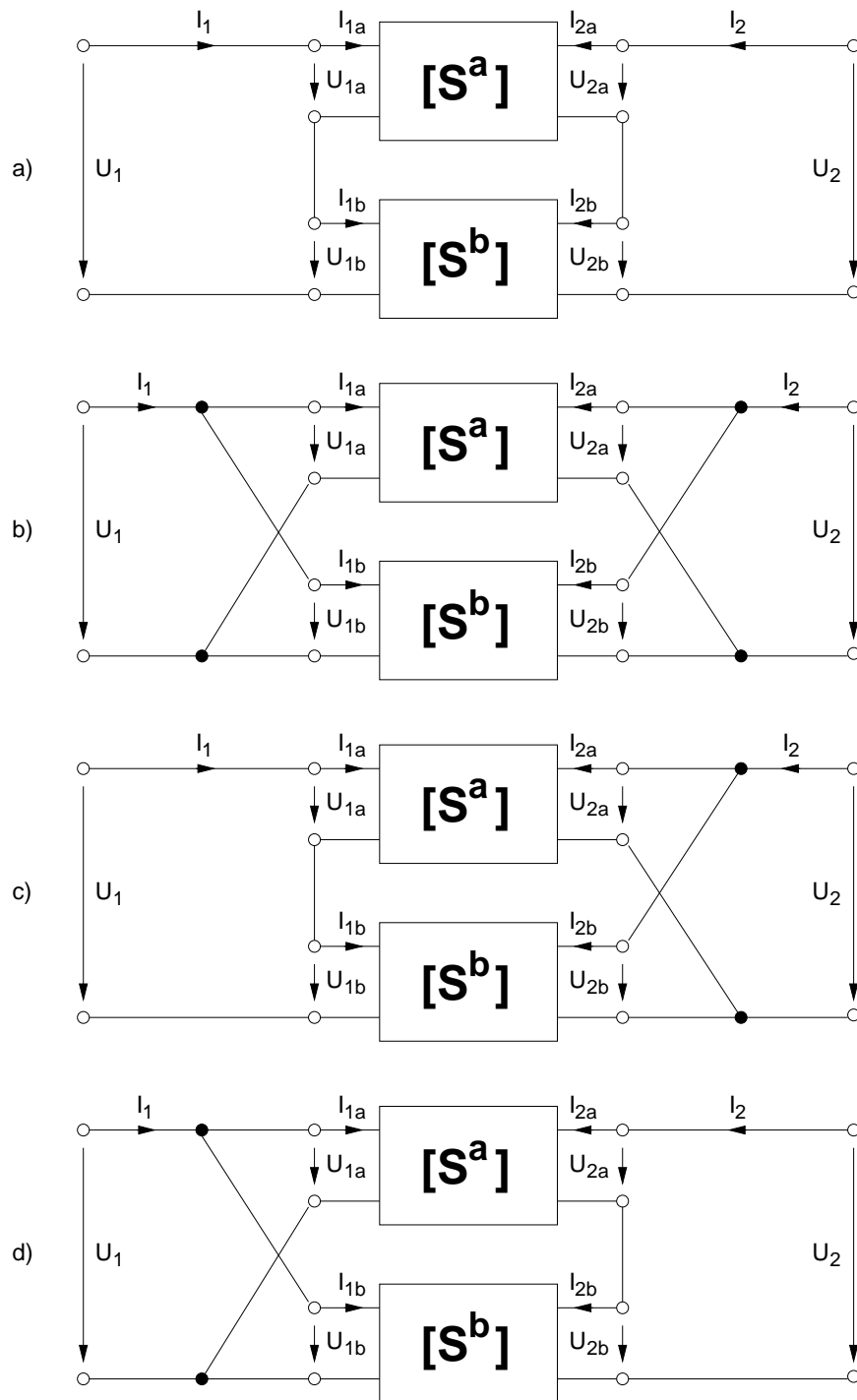


Abb. 2.5: Die vier Gegenkopplungsarten.

a) Serien-Serien-Gegenkopplung; b) Parallel-Parallel-Gegenkopplung;
 c) Serien-Parallel-Gegenkopplung; d) Parallel-Serien-Gegenkopplung.
 Hierbei bedeutet $[S^a]$ aktives Zweitor und $[S^b]$ Rückkopplungszweitor.

$$(S) \rightarrow (y), (z), (h), (p)$$

$$y_{11} = \frac{1 + S_{22} - S_{11} - \Delta_S}{1 + S_{22} + S_{11} + \Delta_S} \quad y_{12} = \frac{-2S_{12}}{1 + S_{22} + S_{11} + \Delta_S}$$

$$y_{21} = \frac{-2S_{21}}{1 + S_{22} + S_{11} + \Delta_S} \quad y_{22} = \frac{1 - S_{22} + S_{11} - \Delta_S}{1 + S_{22} + S_{11} + \Delta_S}$$

$$z_{11} = \frac{1 - S_{22} + S_{11} - \Delta_S}{1 - S_{22} - S_{11} + \Delta_S} \quad z_{12} = \frac{2S_{12}}{1 - S_{22} - S_{11} + \Delta_S}$$

$$z_{21} = \frac{2S_{21}}{1 - S_{22} - S_{11} + \Delta_S} \quad z_{22} = \frac{1 + S_{22} - S_{11} - \Delta_S}{1 - S_{22} - S_{11} + \Delta_S}$$

$$h_{11} = \frac{\Delta_S + S_{11} + S_{22} + 1}{-\Delta_S - S_{11} + S_{22} + 1} \quad h_{12} = \frac{2S_{12}}{-\Delta_S - S_{11} + S_{22} + 1}$$

$$h_{21} = \frac{-2S_{21}}{-\Delta_S - S_{11} + S_{22} + 1} \quad h_{22} = \frac{\Delta_S - S_{11} - S_{22} + 1}{-\Delta_S - S_{11} + S_{22} + 1}$$

$$p_{11} = \frac{\Delta_S - S_{11} - S_{22} + 1}{-\Delta_S + S_{11} - S_{22} + 1} \quad p_{12} = \frac{-2S_{12}}{-\Delta_S + S_{11} - S_{22} + 1}$$

$$p_{21} = \frac{2S_{21}}{-\Delta_S + S_{11} - S_{22} + 1} \quad p_{22} = \frac{\Delta_S + S_{11} + S_{22} + 1}{-\Delta_S + S_{11} - S_{22} + 1}$$

$$(y), (z), (h), (p) \rightarrow (S)$$

$$S_{11} = \frac{y_{22} + 1 - (\Delta_y + y_{11})}{y_{22} + 1 + \Delta_y + y_{11}} \quad S_{12} = \frac{-2y_{12}}{y_{22} + 1 + \Delta_y + y_{11}}$$

$$S_{21} = \frac{-2y_{21}}{y_{22} + 1 + \Delta_y + y_{11}} \quad S_{22} = \frac{y_{11} + 1 - (\Delta_y + y_{22})}{y_{22} + 1 + \Delta_y + y_{11}}$$

$$S_{11} = \frac{\Delta_z + z_{11} - (z_{22} + 1)}{\Delta_z + z_{11} + z_{22} + 1} \quad S_{12} = \frac{2z_{12}}{\Delta_z + z_{11} + z_{22} + 1}$$

$$S_{21} = \frac{2z_{21}}{\Delta_z + z_{11} + z_{22} + 1} \quad S_{22} = \frac{\Delta_z + z_{22} - (z_{11} + 1)}{\Delta_z + z_{11} + z_{22} + 1}$$

$$S_{11} = \frac{h_{11} + \Delta_h - 1 - h_{22}}{h_{11} + \Delta_h + 1 + h_{22}} \quad S_{12} = \frac{2h_{12}}{h_{11} + \Delta_h + 1 + h_{22}}$$

$$S_{21} = \frac{-2h_{21}}{h_{11} + \Delta_h + 1 + h_{22}} \quad S_{22} = \frac{h_{11} - \Delta_h + 1 - h_{22}}{h_{11} + \Delta_h + 1 + h_{22}}$$

$$S_{11} = \frac{p_{22} + 1 - \Delta_p - p_{11}}{p_{22} + 1 + \Delta_p + p_{11}} \quad S_{12} = \frac{-2p_{12}}{p_{22} + 1 + \Delta_p + p_{11}}$$

$$S_{21} = \frac{2p_{21}}{p_{22} + 1 + \Delta_p + p_{11}} \quad S_{22} = \frac{p_{22} - 1 + \Delta_p - p_{11}}{p_{22} + 1 + \Delta_p + p_{11}}$$

Abb. 2.6: Gleichungen zur Umrechnung der Streuparameter in Y-, Z-, H- und P-Parameter (oben) und zur Rückrechnung (unten). Mit $\Delta_S = S_{11}S_{22} - S_{12}S_{21}$ ($\Delta_y, \Delta_z, \Delta_h$ und Δ_p analog).

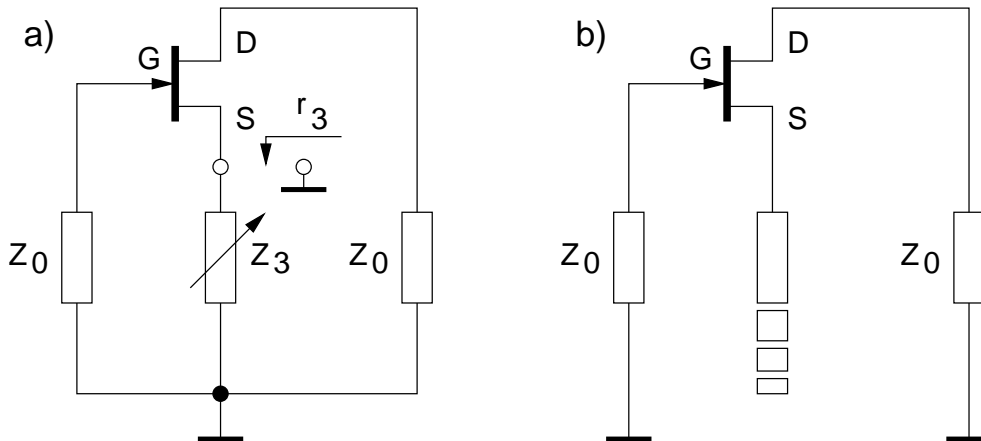


Abb. 2.7: a) Gegen- (Rück-)gekoppelter FET; b) Praktische Ausführungsform in Streifenleitungstechnik. Die Impedanz Z_3 ist als leerlaufende, stufig veränderbare Reaktanzleitung realisiert.

Für den häufig vorkommenden Fall der Serien-Serien-Gegenkopplung gemäß **Abb. 2.7** geht man entsprechend nach **Abschnitt 2.1.1** zur Dreitorarstellung des FET über. Analog zu **Gl. 2.5** kann dann für beliebige Gegenkopplungsimpedanzen (Abschluss mit \underline{r}_3 an Tor 3) die resultierende Zweitormatrix gemäß **Gl. 2.19** bestimmt werden.

$$[S^R] = \begin{bmatrix} S_{11} + \frac{S_{13}S_{31}\underline{r}_3}{1-S_{33}\underline{r}_3} & S_{12} + \frac{S_{13}S_{32}\underline{r}_3}{1-S_{33}\underline{r}_3} \\ S_{21} + \frac{S_{23}S_{31}\underline{r}_3}{1-S_{33}\underline{r}_3} & S_{22} + \frac{S_{23}S_{32}\underline{r}_3}{1-S_{33}\underline{r}_3} \end{bmatrix} \quad (2.19)$$

Hierin sind S_{ij}^R die Streuparameter des mit \underline{r}_3 gegengekoppelten FET und die S_{ij} die Dreitorparameter, die ausgehend von den **Gl. 2.8 – Gl. 2.16** aus den gegebenen Zweitordparametern des FET resultieren.

Aus den durch **Gl. 2.18** oder **Gl. 2.19** ermittelten Streuparametern S_{ij}^R können dann später die Stabilität sowie die Gesamtverstärkung ermittelt werden.

2.1.3 Stabilität und Leistungsanpassung

Da die GaAs-FETs bezüglich 50Ω hohe Beträge der Ein- und Ausgangsreflexionsfaktoren haben, die Ein- und Ausgänge der Verstärker aber an den Wellenwiderstand der Anschlussleitungen angepasst werden sollen, müssen Anpassnetzwerke vorgesehen werden. Die Berechnung erfolgt mit Hilfe der im Transistor-Datenblatt angegebenen S-Parameter. Sie werden im Allgemeinen in der Source-Schaltung mit dem Gate als Eingang und dem Drain als Ausgang gemessen.

Die Source-Schaltung ist stabiler als die Drain- oder die Gate-Schaltung, da sie nur eine geringe Rückkoppelkapazität zwischen Drain und Gate besitzt. Außerdem ergibt sich so maximale Leistungsverstärkung und minimale Rauschzahl,

wenn die Anordnung richtig angepasst ist. Die Art der Anpassung richtet sich nach dem Stabilitätsverhalten des Transistors.

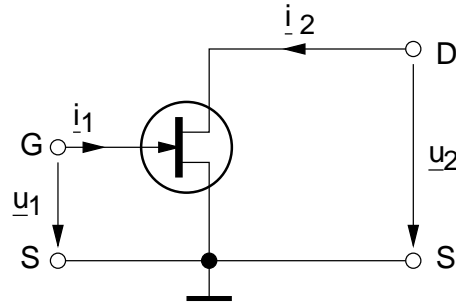


Abb. 2.8: N-Kanal-FET in Source-Schaltung.

Stabilität des Zweitores

Man unterscheidet in der Vierpoltheorie zwischen instabilen, bedingt stabilen und unbedingt stabilen Vierpolen bzw. Zweitoren. Als stabil wird ein Netzwerk bezeichnet, in dem eine herbeigeführte Störung nicht anklingt; unbedingt stabil ist es, wenn es sich bei jeder beliebigen passiven Beschaltung stabil verhält. Die Stabilitätsbedingungen lassen sich mit Hilfe der S-Parameter ausdrücken.

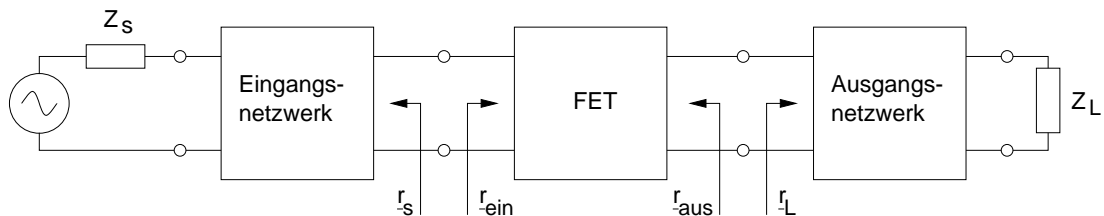


Abb. 2.9: Definition und Bezugsebenen der Reflexionsfaktoren.

Ein Zweitor ist für eine gegebene Frequenz unbedingt stabil, wenn gilt:

$$\begin{aligned}
 |\underline{r}_{ein}| \leq 1 \text{ für alle } |\underline{r}_L| \leq 1 \quad \text{und} \quad \varphi_L \text{ beliebig} \\
 \text{und} \\
 |\underline{r}_{aus}| \leq 1 \text{ für alle } |\underline{r}_S| \leq 1 \quad \text{und} \quad \varphi_S \text{ beliebig}
 \end{aligned}
 \tag{2.20}$$

Die Winkel φ_L und φ_S bezeichnen die Argumente der Reflexionsfaktoren \underline{r}_L und \underline{r}_S .

Aus **Gl. 2.20** folgt als notwendige und hinreichende Bedingung:

$$\begin{aligned} K &> 1 \\ \text{und } |S_{12}S_{21}| &< 1 - |S_{11}|^2 \\ \text{oder } |S_{12}S_{21}| &< 1 - |S_{22}|^2 \end{aligned} \quad (2.21)$$

K wird als Rollett'scher Stabilitätsfaktor bezeichnet (*Rollett*, 1962).

$$K = \frac{1 + |\Delta_S|^2 - |S_{11}|^2 - |S_{22}|^2}{2|S_{12}S_{21}|} \quad \text{mit} \quad \Delta_S = S_{11}S_{22} - S_{12}S_{21} \quad (2.22)$$

Für $K \leq 1$ ist ein Zweitor nur bedingt stabil oder instabil, d.h. **Gl. 2.20** gilt nicht. Ein Verstärker kann sowohl mit einem unbedingt stabilen als auch mit einem bedingt stabilen Bauelement aufgebaut werden.

Verstärker mit unbedingt stabilem Zweitor

Sind die Voraussetzungen (**Gl. 2.20**) für unbedingte Stabilität des Transistorzweitores erfüllt, dann ist an Ein- und Ausgang gleichzeitig Leistungsanpassung ohne Selbsterregung möglich. Dazu muss der Reflexionsfaktor \underline{r}_S des Eingangszweites konjugiert komplex zum Eingangsreflexionsfaktor \underline{r}_{ein} des FETs und der Reflexionsfaktor \underline{r}_L der Last konjugiert komplex zum Ausgangsreflexionsfaktor \underline{r}_{aus} des Zweitores sein (**Abb. 2.9**).

Da in der Literatur mehrfach abgeleitet, sei hier nur das Resultat der Berechnungen dargelegt. Die Reflexionsfaktoren \underline{r}_S und \underline{r}_L ergeben sich in diesem Fall gemäß **Gl. 2.23** und **Gl. 2.24** zu:

$$\underline{r}_S = \frac{B_1 \pm \sqrt{B_1^2 - 4|C_1|^2}}{2C_1} \quad (2.23)$$

$$\underline{r}_L = \frac{B_2 \pm \sqrt{B_2^2 - 4|C_2|^2}}{2C_2} \quad (2.24)$$

mit:

$$C_1 = S_{11} - \Delta_S S_{22}^* \quad (2.25)$$

$$C_2 = S_{22} - \Delta_S S_{11}^* \quad (2.26)$$

$$B_1 = 1 + |S_{11}|^2 - |S_{22}|^2 - |\Delta_S|^2 \quad (2.27)$$

$$B_2 = 1 + |S_{22}|^2 - |S_{11}|^2 - |\Delta_S|^2 \quad (2.28)$$

Das Vorzeichen der Wurzeln ist positiv, wenn der Wert von B_1 bzw. B_2 negativ ist, und negativ, wenn B_1 bzw. B_2 positiv ist. Für unbedingt stabile Zweitore ist nur das negative Vorzeichen zutreffend, d.h. B_1 und B_2 sind positiv.

Sind die Anpassnetzwerke so ausgelegt, dass \underline{r}_S und \underline{r}_L die **Gl. 2.23** und **2.24** erfüllen, dann erhält man den maximalen verfügbaren Leistungsgewinn (Maximum Available Power Gain: MAG)

$$G_{max} = \text{MAG} = \left| \frac{S_{21}}{S_{12}} \right| \cdot \left(K - \sqrt{K^2 - 1} \right) \quad (2.29)$$

Verstärker mit bedingt stabilem Zweitor

Für bedingt stabile Transistoren müssen die Reflexionsfaktoren der Anpassnetzwerke so gewählt werden, dass der Verstärker im stabilen Bereich arbeitet und nicht zu schwingen anfängt. Die Grenze zwischen stabilem und instabilem Bereich wird durch die Stabilitätskreise im Smith-Diagramm festgelegt.

Für die Eingangs- und Ausgangsreflexionsfaktoren gilt:

$$\underline{r}_{ein} = S_{11} + \frac{S_{12}S_{21}\underline{r}_L}{1 - S_{22}\underline{r}_L} \quad (2.30)$$

$$\underline{r}_{aus} = S_{22} + \frac{S_{12}S_{21}\underline{r}_S}{1 - S_{11}\underline{r}_S} \quad (2.31)$$

Nach **Gl. 2.20** ist das Zweitor für eine gegebene Frequenz unbedingt stabil, wenn

$$|\underline{r}_{ein}| \leq 1 \quad \text{für alle} \quad |\underline{r}_L| \leq 1 \quad (2.32)$$

und

$$|\underline{r}_{aus}| \leq 1 \quad \text{für alle} \quad |\underline{r}_S| \leq 1 \quad (2.33)$$

gilt.

Die Grenze zwischen stabilem und instabilem Bereich ist also gegeben durch:

$$|\underline{r}_{ein}| = \left| S_{11} + \frac{S_{12}S_{21}\underline{r}_L}{1 - S_{22}\underline{r}_L} \right| \stackrel{!}{=} 1 \quad (2.34)$$

Aus dieser Forderung ergibt sich der Stabilitätskreis in der komplexen \underline{r}_L -Ebene:

$$\text{Mittelpunkt:} \quad \underline{M}_L = \frac{S_{22}^* - S_{11}\Delta_S^*}{|S_{22}|^2 - |\Delta_S|^2} \quad (2.35)$$

$$\text{Radius:} \quad R_L = \left| \frac{S_{12}S_{21}}{|S_{22}|^2 - |\Delta_S|^2} \right| \quad (2.36)$$

Aus der zu **Gl. 2.34** analogen Gleichung **Gl. 2.37** für $|\underline{r}_{aus}|$

$$|\underline{r}_{aus}| = \left| S_{22} + \frac{S_{12}S_{21}\underline{r}_S}{1 - S_{11}\underline{r}_S} \right| \stackrel{!}{=} 1 \quad (2.37)$$

erhält man den Stabilitätskreis in der \underline{r}_S -Ebene:

$$\text{Mittelpunkt:} \quad \underline{M}_S = \frac{S_{11}^* - S_{22}\Delta_S^*}{|S_{11}|^2 - |\Delta_S|^2} \quad (2.38)$$

$$\text{Radius:} \quad R_S = \left| \frac{S_{12}S_{21}}{|S_{11}|^2 - |\Delta_S|^2} \right| \quad (2.39)$$

Alle Lastreflexionsfaktoren \underline{r}_L , die auf dem Kreis mit dem Mittelpunkt \underline{M}_L und dem Radius R_L liegen, ergeben einen Eingangsreflexionsfaktor mit $|\underline{r}_{ein}| = 1$. Entsprechendes gilt für die Quellreflexionsfaktoren \underline{r}_S auf dem Kreis \underline{M}_S , R_S ($|\underline{r}_{aus}| = 1$).

Es ist zu prüfen, ob der jeweilige Stabilitätsbereich durch die Fläche innerhalb oder außerhalb dieser Kreise gegeben ist. Man wählt dazu zweckmäßigerweise jeweils den Mittelpunkt der \underline{r}_S -, \underline{r}_L -Ebene. Mit $\underline{r}_S = 0$ wird $\underline{r}_{aus} = S_{22}$, bzw. $\underline{r}_L = 0$ führt auf $\underline{r}_{ein} = S_{11}$. Ist das betreffende $|S_{ii}| < 1$ ($i = 1, 2$), so ist auch $|\underline{r}_{aus}| < 1$ und $|\underline{r}_{ein}| < 1$ und der Mittelpunkt der \underline{r}_S -Ebene bzw. \underline{r}_L -Ebene liegt im stabilen Bereich. Diese Verhältnisse sind in **Abb. 2.10** schematisch für typische Fälle dargestellt. Der bei passiven Abschlüssen ($|\underline{r}_L| \leq 1$) vorhandene stabile Bereich ist schraffiert gezeichnet. Bei $|S_{ii}| > 1$ dagegen gehört der Mittelpunkt der betreffenden Reflexionsfaktorebene zum instabilen Bereich. In diesem Fall wäre folglich in **Abb. 2.10** der instabile Bereich durch den nicht schraffierten Teil im Inneren des Einheitskreises gegeben.

Die beiden Stabilitätskreise geben jeweils nur Aufschluss über das Stabilitätsverhalten bei einer Frequenz. Will man Stabilität für alle Frequenzen sicherstellen, so muss man folglich die Stabilitätskreise für alle Frequenzen aus dem möglicherweise weiten Frequenzbereich konstruieren, in dem für das Zweitor $K < 1$ gilt.

Wählt man die Reflexionsfaktoren zu:

$$\begin{aligned} \underline{r}_S^* &= |\underline{r}_S^*| \cdot e^{j\varphi_S} \\ \text{mit} \quad |\underline{r}_S^*| &= |\underline{M}_S| - R_S \\ \varphi_S &= \arg(\underline{M}_S) \end{aligned} \quad (2.40)$$

bzw.:

$$\begin{aligned} \underline{r}_L^* &= |\underline{r}_L^*| \cdot e^{j\varphi_L} \\ \text{mit} \quad |\underline{r}_L^*| &= |\underline{M}_L| - R_L \\ \varphi_L &= \arg(\underline{M}_L) \end{aligned} \quad (2.41)$$

so liegen sie genau auf der Grenze zwischen stabilem und instabilem Bereich. Die Verluste in den Anpassschaltungen stellen jedoch sicher, dass die Schaltung stabil arbeitet. Diese Wahl ergibt einen guten Kompromiss zwischen Stabilität und Leistungsgewinn (siehe später **Gl. 2.50**).

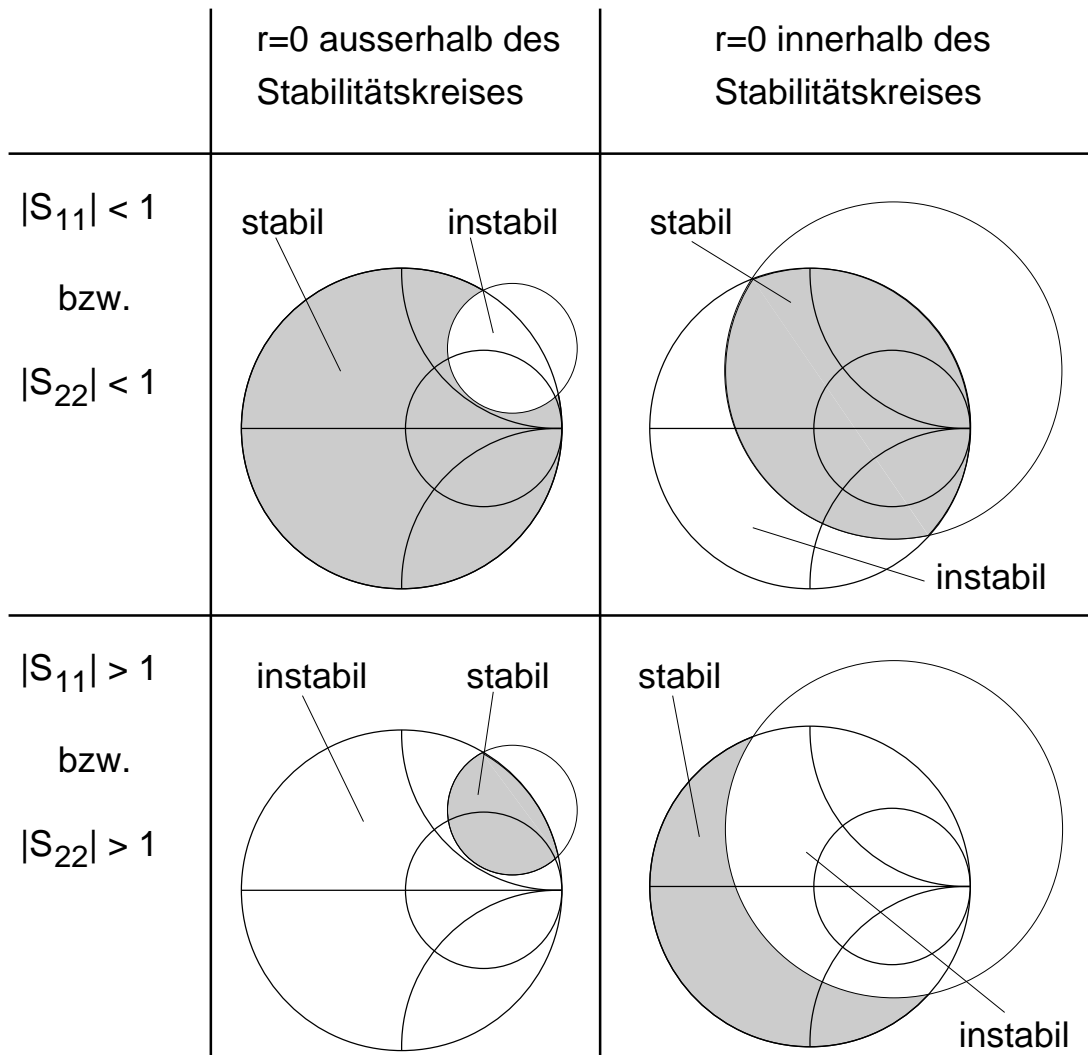


Abb. 2.10: Stabilitätsbereiche in der r_L - bzw. r_S -Ebene.

Dies gilt, solange keine Temperaturdrift oder Alterungserscheinungen auftreten und solange der Transistor nicht ausgewechselt wird. In diesem Fall müssen bei der Berechnung der Stabilitätskreise diese Faktoren mitberücksichtigt werden. Des weiteren müssen für eine optimale Auslegung des Verstärkers weitere Kriterien wie Bandbreite und Rauschverhalten hinzugezogen werden. Außerdem sind die S-Parameter frequenzabhängig und damit auch die Reflexionsfaktoren r_S bzw. r_L . Sie stellen also nur Richtwerte für den Entwurf schmalbandiger Verstärker dar.

Beispiel:

In **Abb. 2.11** sind die Stabilitätskreise in der r_S - und r_L -Ebene für einen GaAs-MESFET-Chip CFY 10 dargestellt. Da stets $|S_{11}| < 1$ und $|S_{22}| < 1$ ist, liegt der instabile Bereich hier jeweils innerhalb der Stabilitätskreise. Aufgrund der mit

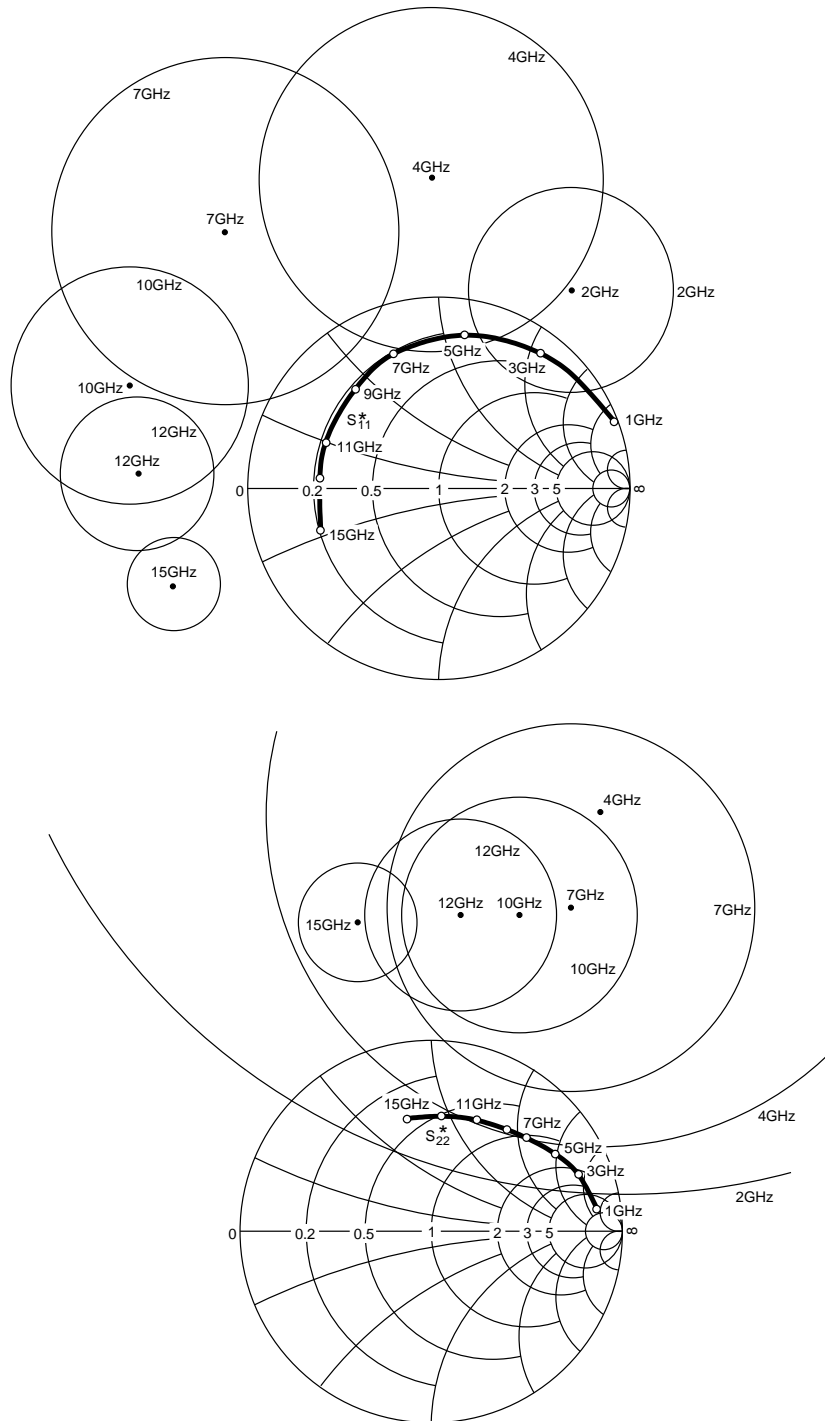


Abb. 2.11: Stabilitätskreise für einen GaAs-MESFET-Chip (CFY 10, Siemens AG) in der r_S - (oben) und r_L -Ebene (unten). Zum Vergleich sind für diesen Chip S_{11}^* und S_{22}^* angegeben. Der instabile Bereich liegt jeweils innerhalb der Stabilitätskreise.

wachsender Frequenz absinkenden Verstärkung $|S_{21}|$ und des damit sich erhöhenden Stabilitätsfaktors wird der instabile Bereich in den Reflexionsfaktorebenen mit wachsender Frequenz kleiner.

Unterhalb von 9 GHz ist der Chip bedingt stabil ($K < 1$), so dass je nach Reflexionsfaktor der Beschaltung Stabilität oder Instabilität vorliegen kann. S_{11}^* und S_{22}^* , die zum Vergleich eingezeichnet sind, verlaufen z.B. überwiegend im stabilen Bereich. (Es sei hier daran erinnert, dass die Reflexionsfaktoren \underline{r}_{ein} und \underline{r}_{aus} bei beliebiger Beschaltung wegen der Rückwirkung nicht genau mit S_{11} und S_{22} übereinstimmen).

Oberhalb von 9 GHz ($K > 1$) liegen die Stabilitätskreise außerhalb der Impedanzebene, so dass bei passiven Abschlüssen keine Selbsterregung möglich ist.

Aus **Abb. 2.11** erkennt man auch, dass die Mittelpunkte der Stabilitätskreise ungefähr auf der Verlängerung der Verbindungslinie von $\underline{r} = 0$ und S_{ii}^* ($i = 1, 2$) liegen.

Leistungsgewinndefinitionen

Beim Entwurf von Verstärkern interessiert das Leistungsübertragungsverhalten. Es gibt mehrere Leistungsgewinndefinitionen, deren ausführliche Erläuterungen in Zinke/Brunswig: Lehrbuch der Hochfrequenztechnik, Springer Verlag 1999, 2. Band Kapitel 9.1 erfolgt; hier sei nur eine knappe Darstellung gegeben.

- *Klemmen- oder Betriebsleistungsgewinn (operating power gain) G*

$$\begin{aligned} G &= \frac{P_2}{P_1} = \frac{\text{vom Zweitor an den Verbraucher abgegebene Leistung}}{\text{von der Quelle an das Zweitor abgegebene Leistung}} \\ &= f([S], \underline{r}_L) \end{aligned} \quad (2.42)$$

$$G = \frac{|S_{21}|^2 (1 - |\underline{r}_L|^2)}{1 - |S_{11}|^2 + |\underline{r}_L|^2 (|S_{22}|^2 - |\Delta_S|^2) - 2\text{Re}[\underline{r}_L (S_{22} - \Delta_S S_{11}^*)]}$$

G hängt von den Zweitorparametern und \underline{r}_L ab, nicht jedoch von \underline{r}_S . Über die Ausnützung der von der Quelle verfügbaren Signalleistung durch das Zweitor und die Last sagt der Klemmenleistungsgewinn nichts aus.

- *Übertragungsleistungsgewinn (transducer power gain) G_T*

$$\begin{aligned} G_T &= \frac{P_2}{P_{1V}} = \frac{\text{vom Zweitor an den Verbraucher abgegebene Leistung}}{\text{von der Quelle verfügbare Leistung}} \\ &= f([S], \underline{r}_L, \underline{r}_S) \end{aligned} \quad (2.43)$$

$$G_T = \frac{|S_{21}|^2 (1 - |\underline{r}_S|^2) (1 - |\underline{r}_L|^2)}{|(1 - S_{11}\underline{r}_S)(1 - S_{22}\underline{r}_L) - S_{12}S_{21}\underline{r}_L\underline{r}_S|^2}$$

G_T hängt von den Zweitorparametern, von \underline{r}_S und von \underline{r}_L ab. Im Allgemeinen ist $G_T < G$. Nur für den Spezialfall, dass Quelle und Zweitoreingang angepasst sind, gilt $G_T = G$.

G_T beschreibt, welchen Vorteil ein aktives Zweitor bezüglich der Leistungsübertragung bringt, im Vergleich zu einem angenommenen passiven Netzwerk, das Quelle und Verbraucher verlustlos anpasst.

Spezialfall:

- *Unilateraler Übertragungsleistungsgewinn* (unilateral transducer power gain) G_{Tu}

Falls die Rückwirkung klein ist, kann sie in erster Näherung vernachlässigt werden ($S_{12} = 0$), wodurch der Rechenaufwand für den Schaltungsentwurf erheblich geringer wird.

$$\begin{aligned}
 G_{Tu} &= \frac{\text{vom Zweitor bei Vernachlässigung der Rückwirkung} \\ &\quad \text{an den Verbraucher abgegebene Leistung}}{\text{von der Quelle verfügbare Leistung}} \\
 &= f([S], \underline{r}_L, \underline{r}_S) \\
 G_{Tu} &= \frac{|S_{21}|^2 (1 - |\underline{r}_S|^2) (1 - |\underline{r}_L|^2)}{|1 - S_{11} \underline{r}_S|^2 \cdot |1 - S_{22} \underline{r}_L|^2}
 \end{aligned} \tag{2.44}$$

Für das Verhältnis von G_T zu G_{Tu} lässt sich folgende Ungleichung angeben:

$$\frac{1}{(1+u)^2} < \frac{G_T}{G_{Tu}} < \frac{1}{(1-u)^2} \tag{2.45}$$

$$\text{mit } u = \left| \frac{\underline{r}_S \underline{r}_L S_{12} S_{21}}{(1 - \underline{r}_S S_{11})(1 - \underline{r}_L S_{22})} \right|$$

Der Fehler wird um so kleiner, je kleiner u ist.

- *Verfügbarer Leistungsgewinn* (available power gain) G_A

$$\begin{aligned}
 G_A &= \frac{P_{2V}}{P_{1V}} = \frac{\text{vom Zweitor verfügbare Leistung}}{\text{von der Quelle verfügbare Leistung}} \\
 &= f([S], \underline{r}_S) \\
 G_A &= \frac{|S_{21}|^2 (1 - |\underline{r}_S|^2)}{1 - |S_{22}|^2 + |\underline{r}_S|^2 (|S_{11}|^2 - |\Delta_S|^2) - 2\text{Re}[\underline{r}_S (S_{11} - \Delta_S S_{22}^*)]}
 \end{aligned} \tag{2.46}$$

G_A hängt von den Zweitorparametern und \underline{r}_S ab, jedoch nicht von \underline{r}_L . Falls der Spezialfall vorliegt, dass der Zweitorausgang und die Verbraucherimpedanz angepasst sind, gilt $G_A = G_T$. Bei Fehlanpassung ist $G_A > G_T$.

- Einfügensleistungsgewinn (insertion power gain) G_I

$$\begin{aligned}
 G_I &= \frac{P_2}{P_S} = \frac{\text{vom Zweitor an den Verbraucher abgegebene Leistung}}{\text{von der Quelle an den Verbraucher abgegebene Leistung}} \\
 &= f([S], \underline{r}_L, \underline{r}_S) \tag{2.47} \\
 G_I &= \frac{|S_{21}|^2 |1 - \underline{r}_L \underline{r}_S|^2}{|(1 - S_{11} \underline{r}_S)(1 - S_{22} \underline{r}_L) - S_{12} S_{21} \underline{r}_L \underline{r}_S|^2}
 \end{aligned}$$

G_I hängt von den Zweitorparametern, sowie von \underline{r}_S und \underline{r}_L ab. G_I entspricht dem Gewinn, der gemessen wird, wenn ein Zweitor zwischen Quelle und Verbraucher eingefügt wird. Für den Spezialfall, dass Quelle und Verbraucher angepasst sind, gilt $G_I = G_T$.

- Maximaler Leistungsgewinn

(Maximum Available Power Gain) $\text{MAG} = G_{max}$

Der maximale Leistungsgewinn wird erreicht, wenn an Ein- und Ausgang des Zweitores Leistungsanpassung vorliegt. Es gilt dann: $\underline{r}_L = \underline{r}_{aus}^*$ und $\underline{r}_S = \underline{r}_{ein}^*$. Bei unbedingt stabilen Zweitoren kann dieser Zustand immer erreicht werden. MAG kann als Funktion der Streuparameter des Zweitores angegeben werden (**Gl. 2.29**). Liegt an Ein- und Ausgang Leistungsanpassung vor, dann ergeben alle Gewinndefinitionen den gleichen Wert:

$$G = G_T = G_A = G_I = \text{MAG} = f([S])$$

Zur Verwendung der verschiedenen Gewinndefinitionen ist festzustellen: G_T wird üblicherweise von Schaltungsentwicklern zur Beschreibung der Wirksamkeit einer Verstärkerschaltung bei den jeweils vorliegenden Betriebsbedingungen benutzt, G_I entspricht dem gemessenen Gewinn, wenn ein Zweitor zwischen Quelle und Verbraucher eingefügt wird. G_A wird für Rauschberechnungen benötigt. MAG wird dagegen von Bauelementeherstellern zur Beschreibung des mit einem aktiven Element überhaupt erzielbaren maximalen Gewinns herangezogen.

Kreise konstanter Verstärkung

Durch die Vernachlässigung der Rückwirkung ($S_{12} = 0$) wird nach **Gl. 2.30** der Eingangsreflexionsfaktor \underline{r}_{ein} eines Zweitores unabhängig vom Lastreflexionsfaktor \underline{r}_L und nach **Gl. 2.31** der Ausgangsreflexionsfaktor \underline{r}_{aus} unabhängig vom Quellenreflexionsfaktor \underline{r}_S .

$$\underline{r}_{ein} |_{S_{12}=0} = S_{11} \quad , \quad \underline{r}_{aus} |_{S_{12}=0} = S_{22} \tag{2.48}$$

Weil so Eingang und Ausgang entkoppelt sind, wird ein vereinfachtes und anschauliches Vorgehen beim Schaltungsentwurf möglich.

In **Abb. 2.12** ist gezeigt, wie die in **Gl. 2.49** etwas anders dargestellte **Gl. 2.44** einem Netzwerk zugeordnet werden kann. G_{Tu} wird als das Produkt von drei Verstärkungsbeiträgen aufgefasst, die in eindeutiger Weise den Transformationsnetzwerken und dem Zweitor zugeordnet werden können.

$$\begin{aligned}
 G_{Tu} &= \frac{1 - |\underline{r}_S|^2}{|1 - S_{11} \underline{r}_S|^2} \cdot |S_{21}|^2 \cdot \frac{1 - |\underline{r}_L|^2}{|1 - S_{22} \underline{r}_L|^2} \\
 &= G_{Su} \cdot G_0 \cdot G_{Lu} \\
 &= G_{Su\text{dB}} + G_{0\text{dB}} + G_{Lu\text{dB}}
 \end{aligned} \tag{2.49}$$

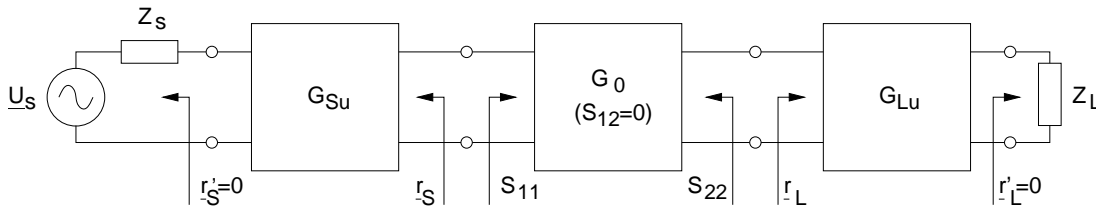


Abb. 2.12: Unilateraler Übertragungsgewinn G_{Tu} eines mit Anpassungsnetzwerken beschalteten Zweitors.

Je nachdem, ob die Transformationsnetzwerke die Anpassung gegenüber dem Fall $\underline{r}_S = \underline{r}_L = 0$ verbessern oder verschlechtern, erhält man einen Anpassungsgewinn oder einen Anpassungsverlust. Der Verstärkungsbeitrag G_{Su} beispielsweise hängt bei gegebenem S_{11} (Zweitoreigenschaft) nur vom Reflexionsfaktor \underline{r}_S der Quelle ab, der beim Schaltungsentwurf durch eine geeignete Anpassungsschaltung optimiert werden kann. Für $\underline{r}_S = 1$ wird $G_{Su} = 0$, für $\underline{r}_S = 0$ wird $G_{Su} = 1$ (**Gl. 2.49**). Den maximalen unilateralen Übertragungsgewinn $G_{Tu,max}$ erhält man, wenn das Zweitor beidseitig konjugiert komplex angepasst wird ($\underline{r}_S = S_{11}^*$, $\underline{r}_L = S_{22}^*$). Einsetzen in **Gl. 2.49** ergibt:

$$G_{Tu,max} = \frac{1}{1 - |S_{11}|^2} \cdot |S_{21}|^2 \cdot \frac{1}{1 - |S_{22}|^2} = G_{Su,max} \cdot G_0 \cdot G_{Lu,max} \tag{2.50}$$

Das eingangs erwähnte Verfahren für den Schaltungsentwurf beruht nun darauf, dass alle \underline{r}_S -Werte, die ein konstantes G_{Su} ($0 < G_{Su} < G_{Su,max}$) bewirken können, im Smith-Diagramm auf einem Kreis liegen.

Der Ausdruck für G_{S_u} ist formal gleich dem von G_{L_u} , wobei nur \underline{r}_S durch \underline{r}_L und S_{11} durch S_{22} zu ersetzen sind. Für G_{L_u} gilt daher dasselbe wie für G_{S_u} . Der Einfluss der Eingangs- ($i = 1$) und Ausgangsanpassung ($i = 2$) auf den Gewinn G_{T_u} kann folglich jeweils durch eine Schar von Kreisen konstanter Verstärkung beschrieben werden, deren Mittelpunkte und Radien im Smith-Diagramm gegeben ist durch

$$d_i = \frac{g_i \cdot |S_{ii}|}{1 - |S_{ii}|^2 (1 - g_i)} \quad (2.51)$$

$$R_i = \frac{\sqrt{1 - g_i} \cdot (1 - |S_{ii}|^2)}{1 - |S_{ii}|^2 (1 - g_i)} \quad (2.52)$$

mit

$$g_i = G_{j_u} (1 - |S_{ii}|^2) = \frac{G_{j_u}}{G_{j_u, \max}}; \quad i = 1, j = S \text{ bzw. } i = 2, j = L$$

Der Mittelpunkt des Kreises konstanter Verstärkung G_i liegt in Richtung des Vektors S_{ii}^* im Abstand d_i vom Mittelpunkt des Smith-Diagrammes. R_i ist der Kreisradius, g_i die zugehörige normierte Verstärkung.

Beispiel:

In **Abb. 2.13** sind Kreise konstanter Verstärkung (G-Kreise) für einen GaAs-MESFET-Chip für 12 GHz in der \underline{r}_S - bzw. \underline{r}_L -Ebene gezeigt. Mit **Gl. 2.45** kann der maximale Fehler für G_T abgeschätzt werden. Die Mittelpunkte der G-Kreise liegen jeweils auf der Verbindungsgeraden zwischen dem Mittelpunkt des Smith-Diagramms und S_{11}^* bzw. S_{22}^* . Bei S_{11}^* bzw. S_{22}^* werden die Verstärkungsbeiträge maximal ($g_i = 1$): die Kreise entarten jeweils zu einem Punkt. Die G-Kreise, die sich innerhalb des 0 dB-Kreises befinden, bringen eine Verbesserung gegenüber dem Fall der Beschaltung mit Z_0 , jene außerhalb davon eine Verschlechterung. Dort, wo die G-Kreise dicht benachbart sind, ändert sich G_{T_u} stark mit \underline{r}_S bzw. \underline{r}_L .

Zum Vergleich mit den aus **Abb. 2.13** bestimmten Werten ($G_{T_u, \max} = (2,3 + 20 \cdot \lg 1,56 + 2,1)$ dB = 8,26 dB für $\underline{r}_S = 0,65/168^\circ$ und $\underline{r}_L = 0,62/72^\circ$) sind im folgenden Werte für den maximalen Gewinn $G_{T, \max}$ und die erforderliche Anpassung bei exaktem Vorgehen, also bei Berücksichtigung der Rückwirkung ($|S_{12}| = 0,08$), angegeben:

$$G_{T, \max} = G_{A, \max} = \text{MAG} = 8,9 \text{ dB für } \underline{r}_S = 0,73/178^\circ \text{ und } \underline{r}_L = 0,71/85^\circ.$$

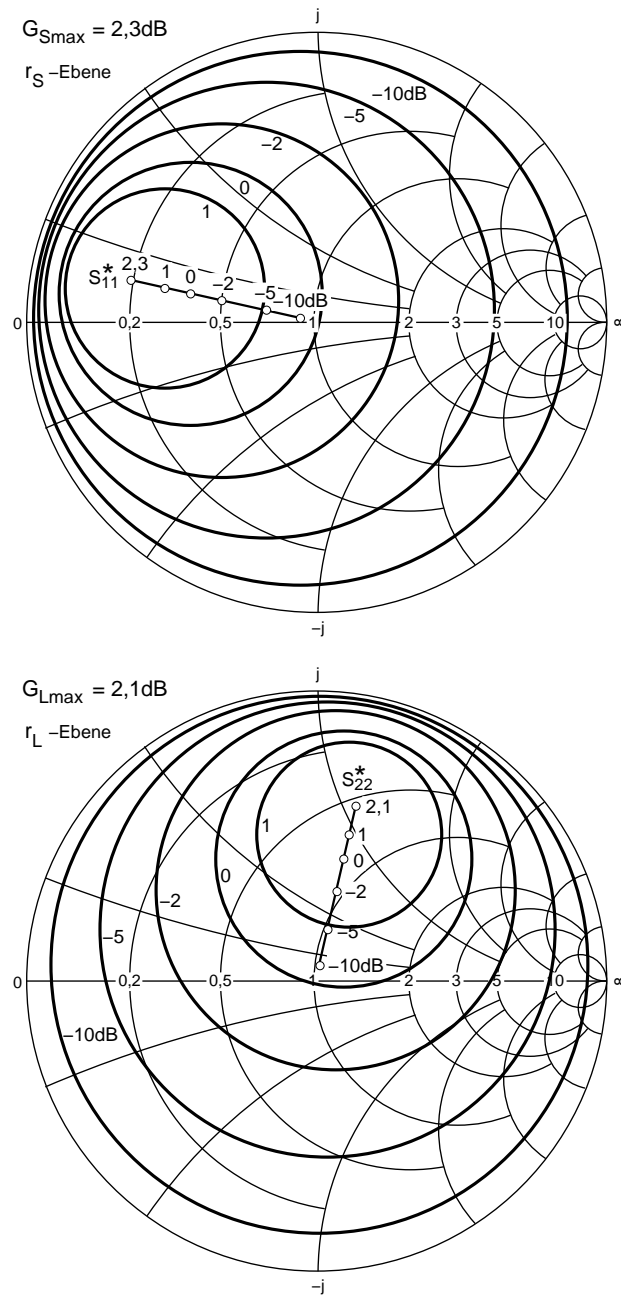


Abb. 2.13: Kreise konstanter Verstärkung G_{S_u} in der r_S -Ebene (oben) bzw. G_{L_u} in der r_L -Ebene (unten) für einen GaAs-MESFET-Chip CFY 10 bei 12 GHz mit $|S_{21}| = 1,56$ (Annahme: $S_{12} = 0$).

2.1.4 Verstärkerrauschen

Nachdem im vorherigen Abschnitt die Entwurfskriterien für Stabilität und Leistungsanpassung dargelegt wurden, soll hier in geraffter Darstellung die Charakterisierung und Optimierung des Verstärkerrauschverhaltens gezeigt werden.

Rauschbetrachtungen sind deshalb notwendig, weil maximale Verstärkung und minimales Rauschen nicht bei der gleichen Dimensionierung des Eingangs-Anpassnetzwerks auftreten. Um für die gegebene Aufgabe jeweils ein Optimum festlegen zu können, wird deshalb hier die bekannte Methode der Kreise konstanten Rauschens aufgezeigt.

Rauschen in Zweitoren

Mikrowellenverstärker produzieren auch dann ein Ausgangssignal, wenn keine Eingangsspannung anliegt. Ursache hierfür ist das thermische oder Johnson-Rauschen des Verstärkers, das durch die Verstärker-Rauschzahl F charakterisiert wird. Zur Bestimmung dieser Rauschzahl wird wie folgt vorgegangen:

Ein rauschendes Zweitor wird am Eingangstor 1 gemäß **Abb. 2.14a** mit einem rauschenden Widerstand R_N abgeschlossen, dessen Rauscheigenschaften gemäß **Abb. 2.14b** auch durch eine externe Rauschquelle U_N und einen rauschfreien Widerstand R_N beschrieben werden können.

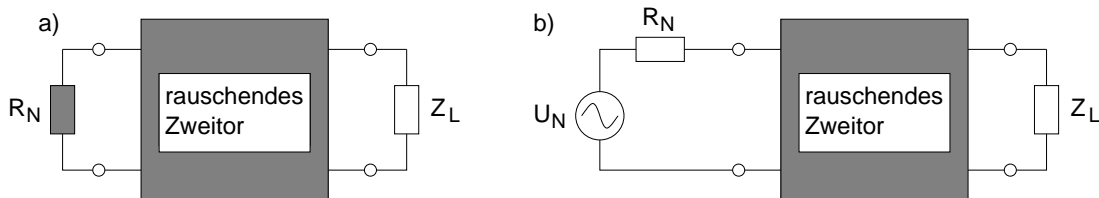


Abb. 2.14: Rauschendes Zweitor

Es ergibt sich die allgemein bekannte Beziehung (Nyquistgleichung)

$$\overline{|U_N|^2} = 4kTB R_N \quad (2.53)$$

mit

$$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}} \text{ (Boltzmann-Konstante)}$$

für die Ermittlung des Effektivwertes U_N der Rauschspannung bei bekannter Temperatur T und Bandbreite B . Der Querstrich steht für den zeitlichen Mittelwert.

Da das Rechnen mit Leistungen im Allgemeinen angenehmer ist und im folgenden Anwendung findet, sei hier noch die maximal an R_N verfügbare Rauschleistung P_N angeben (Lastwiderstand = Innenwiderstand):

$$P_N = \frac{\overline{|U_N|^2}}{4R_N} = kTB \quad (2.54)$$

Ausgehend von diesen Beziehungen ergibt sich die Rauschzahl F eines Zweitores per Definition (**Gl. 2.55**) aus dem Verhältnis der am Verstärkerausgang abnehmbaren Gesamtrauschleistung P_{No} zur mit dem verfügbaren Leistungsgewinn G_A (**Gl. 2.46**) des Zweitores multiplizierten Eingangsrauschleistung P_{Ni} , die durch R_N verursacht wurde.

$$F = \frac{P_{No}}{P_{Ni}G_A} \quad (2.55)$$

Der verfügbare Leistungsgewinn G_A kann auch als das Verhältnis der am Ausgang verfügbaren Leistung P_{2V} zur am Eingang verfügbaren Leistung P_{1V} angeschrieben werden (**Gl. 2.46**):

$$G_A = \frac{P_{2V}}{P_{1V}} \quad (2.56)$$

Mit **Gl. 2.55** ergibt sich die Rauschzahl F als das Verhältnis der Signal-Rausch-Abstände (Signal-to-Noise Ratio, SNR) von Eingangs- und Ausgangssignal:

$$F = \frac{P_{1V}/P_{Ni}}{P_{2V}/P_{No}} = \frac{SNR_i}{SNR_o} \quad (2.57)$$

Oft wird die Rauschzahl im logarithmischen Maß angegeben (Noise Figure, NF). Die Definition hierzu lautet:

$$NF = 10 \lg(F) \text{ dB} \quad (2.58)$$

Da die am Eingang verfügbare Leistung von der Quellimpedanz und nicht von der Lastimpedanz abhängt, hängt auch die Rauschzahl F nur von der Quellimpedanz (oder vom Quellreflexionsfaktor \underline{r}_S) ab.

Bei Kettenschaltung mehrerer Verstärkerzweitore wird die Gesamtrauschzahl entsprechend **Abb. 2.15** bestimmt. Hierbei stellt P_{Ni} wieder die verfügbare Eingangsrauschleistung dar, während P_{n1} und P_{n2} die durch die einzelnen Verstärkerstufen hervorgerufenen Rauschleistungsanteile verkörpern. Diese sind nicht korreliert und können daher addiert werden.

Die Gesamtrauschleistung am Verstärkergruppenausgang $P_{No,TOT}$ bestimmt sich zu:

$$P_{No,TOT} = G_{A2} (G_{A1}P_{Ni} + P_{n1}) + P_{n2} \quad (2.59)$$

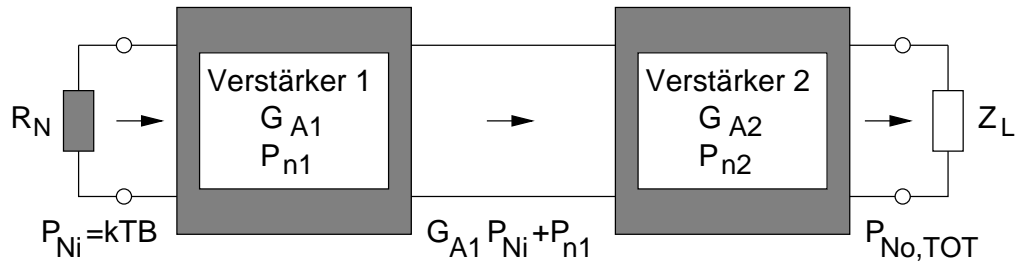


Abb. 2.15: Kettenschaltung zweier Verstärkerzweitore.

Hiermit ergibt sich die Gesamttauschzahl eines zweistufigen Verstärkers zu:

$$F = \frac{P_{No,TOT}}{P_{Ni}G_{A1}G_{A2}} = 1 + \frac{P_{n1}}{P_{Ni}G_{A1}} + \frac{P_{n2}}{P_{Ni}G_{A1}G_{A2}} \quad (2.60)$$

oder

$$F = F_1 + \frac{F_2 - 1}{G_{A1}} \quad (2.61)$$

mit

$$F_1 = 1 + \frac{P_{n1}}{P_{Ni}G_{A1}} = 1 + F_{Z1} \quad \text{und} \quad F_2 = 1 + \frac{P_{n2}}{P_{Ni}G_{A2}} = 1 + F_{Z2}$$

(F_Z : Zusatztauschzahl mit $T_e = F_Z T_0$ effektive Rauschtemperatur)

Aus diesen Beziehungen kann durch Rekursion die Rauschzahl beliebig komplexer Verstärkerketten ermittelt werden (*H. T. Friis*, 1944):

$$F_{ges} = F_1 + \frac{F_2 - 1}{G_{A1}} + \dots + \frac{F_n - 1}{G_{A1} \cdot G_{A2} \cdot \dots \cdot G_{A_{n-1}}} \quad (2.62)$$

Aus **Gl. 2.61** geht auch hervor, dass die Rauschzahl F_2 der zweiten Stufe mit einem um die Verstärkung der ersten Stufe reduzierten Gewicht in die Gesamttauschzahl eingeht. Daraus folgt, dass bei hoher Verstärkung der ersten Stufe die zweite Stufe keine besonderen Anforderungen an die Rauschwert erfüllen muss. Es kann also sinnvoll sein, lieber eine höhere Verstärkung der ersten Stufe bei gleichzeitig geringfügig höherer Rauschzahl F_1 in Kauf zu nehmen, um so das Rauschen der zweiten Stufe zu unterdrücken.

Kreise konstanten Rauschens

Die Rauschzahl eines Zweitores kann dargestellt werden durch **Gl. 2.63**, wobei $r_N = R_N/Z_0$ der auf den Bezugswiderstand Z_0 normierte Rauschwiderstand ist,

und $Y_S = G_S + jB_S$ der Quellenadmittanz und $Y_{SO} = G_{SO} + jB_{SO}$ dem Eingangswert, der die geringste Rauschzahl der Verstärkerstufe verursacht, entspricht (der Index O steht für optimal).

$$F = F_{min} + \frac{R_N}{G_S} |Y_S - Y_{SO}|^2 = F_{min} + \frac{r_N}{g_S} |y_S - y_{SO}|^2 \quad (2.63)$$

$$y_S = Y_S Z_0 = g_S + jb_S$$

$$y_{SO} = Y_{SO} Z_0 = g_{SO} + jb_{SO}$$

Werden Y_S und Y_{SO} durch \underline{r}_S und \underline{r}_{SO} ausgedrückt, so ergibt sich für die Rauschzahl die Beziehung **Gl. 2.64**, die von F_{min} , r_N , \underline{r}_{SO} und \underline{r}_S abhängt:

$$F(\underline{r}_S) = F_{min} + \frac{4r_N |\underline{r}_S - \underline{r}_{SO}|^2}{(1 - |\underline{r}_S|^2) |1 + \underline{r}_{SO}|^2} \quad (2.64)$$

Die vier Größen F_{min} , r_N sowie Betrag und Phase von \underline{r}_{SO} sind als Rauschparameter bekannt und werden gemeinhin von den Transistorherstellern angegeben oder können experimentell bestimmt werden. Hierzu wird die Impedanz der Quelle (z.B. mit einer veränderlichen Serien- und Parallel-Stichleitung) so lange variiert, bis sich minimales Rauschen am Ausgang ergibt. Der Wert von \underline{r}_S kann dann mit einem Vektor-Netzwerkanalysator gemessen werden; aufgrund der Abgleichbedingungen ist sichergestellt, dass $\underline{r}_S = \underline{r}_{SO}$ ist. Die bei dieser Einstellung ermittelte Rauschzahl stellt F_{min} dar. Aus den schon ermittelten Werten kann durch Nullsetzen von \underline{r}_S und einer weiteren Rauschzahlmessung $F(\underline{r}_S = 0)$ der normierte Rauschwiderstand r_N bestimmt werden:

$$r_N = (F(\underline{r}_S = 0) - F_{min}) \frac{|1 + \underline{r}_{SO}|^2}{4 |\underline{r}_{SO}|^2} \quad (2.65)$$

Die minimale Rauschzahl F_{min} in dB steigt mit der Arbeitsfrequenz ungefähr linear an und hängt von dem Kollektor- bzw. Drainstrom ab. Als typisches Beispiel der Frequenz- und Stromabhängigkeit zeigt **Abb. 2.16** das Rauschverhalten des GaAs-FETs ATF10136.

Ausgehend von **Gl. 2.64** kann das geeignete \underline{r}_S für eine gewünschte Rauschzahl F_i bestimmt werden. Mit **Gl. 2.64** ist implizit die Kreisgleichung für den Vektor \underline{r}_S gegeben. Durch Umformung ergibt sich die explizite Form **Gl. 2.66**, wobei N_i (**Gl. 2.67**) als Rauschzahlparameter bezeichnet wird.

$$\left| \underline{r}_S - \frac{\underline{r}_{SO}}{1 + N_i} \right|^2 = \frac{N_i^2 + N_i (1 - |\underline{r}_{SO}|^2)}{(1 + N_i)^2} \quad (2.66)$$

wobei

$$N_i = \frac{|\underline{r}_S - \underline{r}_{SO}|^2}{1 - |\underline{r}_S|^2} = \frac{F_i - F_{min}}{4r_N} |1 + \underline{r}_{SO}|^2 \quad (2.67)$$

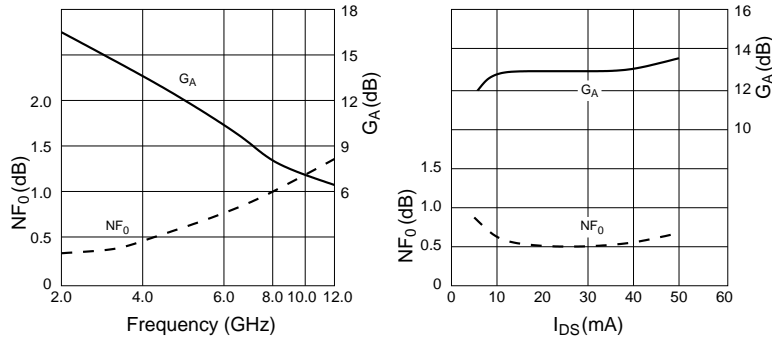


Abb. 2.16: Verstärkung und minimale Rauschzahl des GaAs-FETs ATF10136.
links: Aufgetragen über der Frequenz.
rechts: Aufgetragen über dem Drainstrom I_{DS} . Bei kleinem I_{DS} dominiert das thermische Rauschen, bei großem das Schrotrauschen.

Damit ergeben sich der Mittelpunktvektor \underline{C}_{F_i} und Radius R_{F_i} des zugehörigen Rauschkreises zu

$$\underline{C}_{F_i} = \frac{\underline{r}_{SO}}{1 + N_i} \quad (2.68)$$

$$R_{F_i} = \frac{1}{1 + N_i} \sqrt{N_i^2 + N_i (1 - |\underline{r}_{SO}|^2)} \quad (2.69)$$

Diese Kreise können wie in **Abb. 2.17** in ein Smith-Diagramm eingetragen werden; für den Sonderfall $F_i = F_{min}$ ($N_i = 0$) entartet der Kreis zu einem Punkt bei $\underline{r}_S = \underline{r}_{SO}$. Die Mittelpunkte der weiteren Rauschkreise liegen nach **Gl. 2.68** auf der Verbindungsgeraden zwischen dem Ursprung und dem Punkt \underline{r}_{SO} . In **Abb. 2.17** ist ein typisches Beispiel für solche Rauschkreise dargestellt. Die minimale Rauschzahl beträgt 3 dB. Am Punkt A ergibt sich für $\underline{r}_S = 0,38 \cdot \exp(+j119^\circ)$ eine Rauschzahl von $F = 4$ dB. Beim Entwurf zeigen sich grundsätzliche Unterschiede zwischen dem geplanten und dem tatsächlichen Wert der Rauschzahl. Das rührt einerseits von den Exemplarstreuungen der Transistordaten her, andererseits von den immer vorhandenen Verlusten in den Transformationsnetzwerken. Typische Werte für die Abweichung von Theorie und Praxis liegen zwischen ca. 0,1 dB und 1 dB für schmalbandige Verstärker.

Zur Dimensionierung von Verstärkerstufen auf minimales bzw. gewünschtes Rauschen bei optimaler Verstärkung werden nun wie in **Abb. 2.18** nicht nur die Rauschkreise, sondern gleichzeitig auch die Kreise konstanter Verstärkung in das Smith-Diagramm des Quellreflexionsfaktors eingetragen. Ausgehend von einer feststehenden Forderung (z.B. $F_i = 2$ dB) sucht man den Berührungspunkt dieses Rauschkreises mit einem Kreis konstanter Verstärkung (im Beispiel Punkt B mit $G = 1,5$ dB). Der Berührungspunkt stellt dann unter den genannten Anforderungen den optimalen Reflexionsfaktor \underline{r}_S dar, d.h. ein Eingangnetzwerk muss immer auf dieses \underline{r}_S transformieren. Diese Betrachtungen sind selbstverständlich durch eine Kontrolle der Stabilitätsbedingungen zu ergänzen.

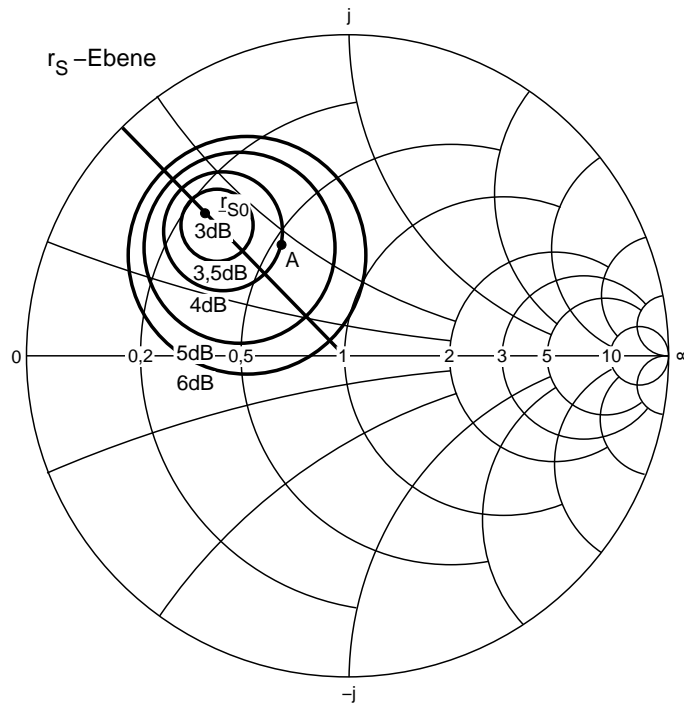


Abb. 2.17: Rauschkreise für einen 4-GHz-Transistor.

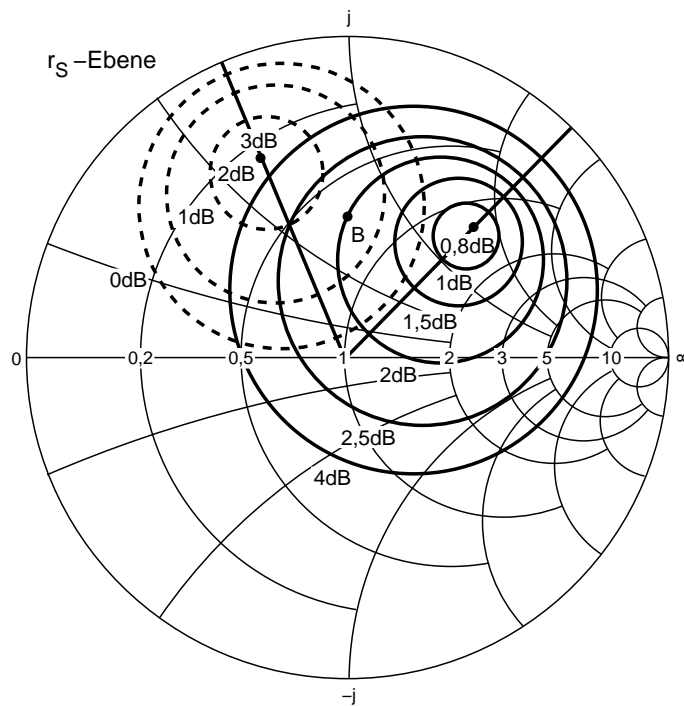


Abb. 2.18: Rauschkreise und Kreise konstanter Verstärkung in einem Diagramm für einen GaAs-FET bei 4 GHz (- - - Verstärkung, — Rauschen).

2.1.5 Großsignaleigenschaften und nichtlineare Verzerrungen

Die Streuparameter sind Kleinsignalparameter und beschreiben folglich die FET-Eigenschaften nur bei hinreichend kleinen Aussteuerungen. Die S-Parameter sind üblicherweise in Datenblättern angegeben. Damit können der erreichbare Kleinsignalgewinn, Rausch- und Stabilitätseigenschaften ermittelt werden, aber nicht das Verhalten bei Großsignaleinfluss. Als Beispiel seien die S-Parameter des 1 W GaAs-FET MSC88004 in **Abb. 2.19** dargestellt. Die Beträge von S_{11} , S_{22} und S_{12} sowie die Phasen von S_{11} und S_{22} wachsen im Allgemeinen mit zunehmender Ausgangsleistung an.

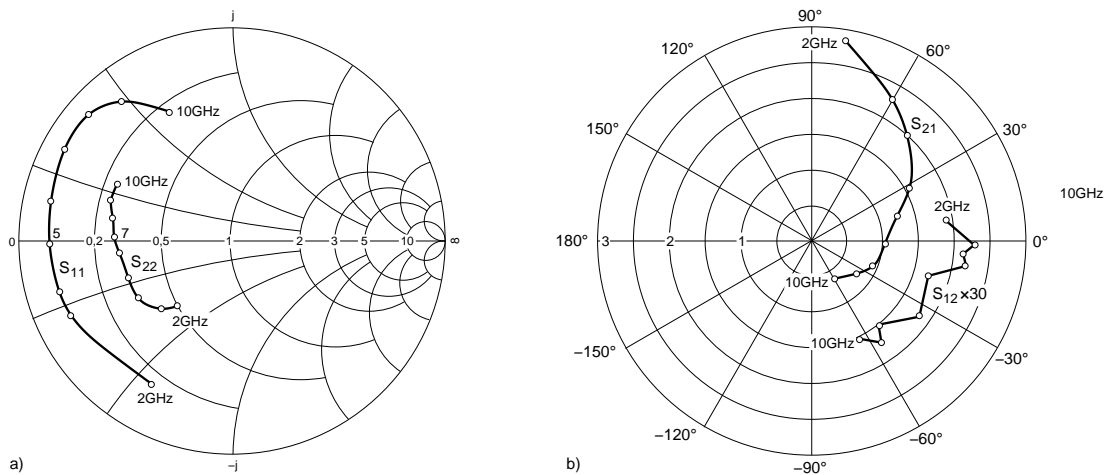


Abb. 2.19: Streuparameter eines 1 W GaAs-Leistungs-FET (MSC88004; $U_{DS} = 9$ V, $I_D = 500$ mA) für den Frequenzbereich 2 bis 10 GHz; Wellenwiderstand $Z_L = 50 \Omega$.

- a) Eingangsreflexion S_{11} und Ausgangsreflexion S_{22} ;
 b) Vorwärtstransmission S_{21} und Rückwärtstransmission $S_{12} \times 30$.

Aus diesem Grund ist die Anpassung (insbesondere die Breitbandanpassung) umso schwieriger, je höher die Ausgangsnennleistung des Transistors ist. Hinzu kommt, dass die S-Parameterbeschreibung mit wachsender Aussteuerung ungenauer wird. Deutlich nichtlineares Verhalten ist bei einem GaAs-FET bereits bei Ausgangsleistungen vorhanden, die noch ca. 10 dB unter der Sättigungsleistung liegen. Folglich tritt beim Betrieb von Leistungsverstärkern zwangsläufig — je nach augenblicklicher Signalamplitude — sowohl Kleinsignal- als auch Großsignalaussteuerung auf.

Es gibt noch keine allgemeine und geschlossene Methode zur Beschreibung der Großsignaleigenschaften von GaAs-FETs. Die Großsignaleigenschaften müssen

daher im Allgemeinen experimentell bei den jeweils vorliegenden Betriebsbedingungen ermittelt werden. Im folgenden werden die Großsignaleigenschaften und die nichtlinearen Verzerrungen beschrieben, die bei Leistungsverstärkern zu berücksichtigen sind, sowie Methoden zu deren Optimierung angegeben.

Beschreibungsformen nichtlinearer Verzerrungen

• Aussteuerungsabhängigkeit des Gewinns

Abb. 2.20 zeigt schematisch, dass die Ausgangsleistung P_{aus} mit wachsender Eingangsleistung P_{ein} einem Sättigungswert P_{sat} zustrebt. Wegen der im Ausgangskennlinienfeld vorhandenen Begrenzungen nimmt der Gewinn mit wachsender Aussteuerung ab.

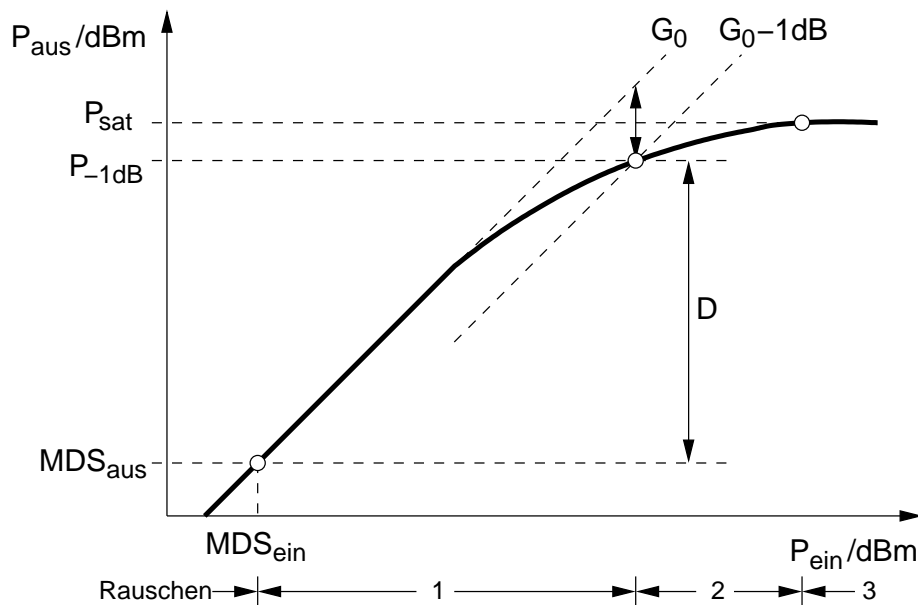


Abb. 2.20: Zusammenhang zwischen Eingangsleistung P_{ein} und Ausgangsleistung P_{aus} eines Verstärkers.

- 1) Bereich linearer Verstärkung;
 - 2) Bereich der Verstärkungskompression;
 - 3) Sättigungsbereich;
- D: Dynamikbereich; MDS: Minimum Detectable Signal.

Abb. 2.20 unterscheidet die drei Bereiche: lineare Verstärkung, Verstärkungskompression und gesättigte Ausgangsleistung:

1. Der Bereich linearer Verstärkung ist nach unten hin durch das Verstärkerrauschen begrenzt. Die sogenannte kleinste nachweisbare Signalleistung (Minimum Detectable Signal) MDS_{ein} ist definitionsgemäß gleich groß wie

das auf den Eingang bezogene Verstärkerrauschen in der Empfangsbandbreite B .

$$\text{MDS}_{\text{ein}}/\text{dBm} = kT_0BF = -174 \text{ dBm/Hz} + 10 \lg(B/\text{Hz}) + NF/\text{dB} \quad (2.70)$$

Die von MDS_{ein} hervorgerufene Ausgangsleistung beträgt somit:

$$\text{MDS}_{\text{aus}}/\text{dBm} = kT_0BFG_0 = -174 \text{ dBm/Hz} + 10 \lg(B/\text{Hz}) + NF/\text{dB} + G_0/\text{dB} \quad (2.71)$$

Als obere Grenze des linearen Verstärkungsbereichs wird allgemein die Stelle angesehen, bei der eine Verstärkungsabnahme (Verstärkungskompression) von 1 dB gegenüber dem Kleinsignalgewinn G_0 erfolgt. Die an dieser Stelle vorliegende Ausgangsleistung $P_{-1\text{dB}}$ wird üblicherweise in Datenblättern zur Beschreibung der vom Transistor abgebbaren maximalen Leistung verwendet.

Durch die Größe des Bereichs linearer Verstärkung wird der Dynamikbereich D des Transistors festgelegt.

$$D/\text{dB} = P_{-1\text{dB}}/\text{dBm} - \text{MDS}_{\text{ein}}/\text{dBm} - G_0/\text{dB} \quad (2.72)$$

2. Im Bereich der Verstärkungskompression treten bei der Nachrichtenübertragung störende nichtlineare Verzerrungen auf, wie z.B. harmonische Oberwellen, Intermodulation, sowie AM-AM-Konversion (Gewinn-Kompression) und AM-PM-Konversion (Phasenverzerrung).
3. Im Sättigungsbereich ist die Ausgangsleistung P_{sat} unabhängig von der Eingangsleistung. In diesem Aussteuerungsbereich arbeiten zum Beispiel Begrenzerverstärker.

• Aussteuerungsabhängigkeit der Intermodulation

Bei mehrfrequenten Eingangssignalen entstehen durch das nichtlineare Verstärkerverhalten zusätzliche Mischprodukte am Verstärkerausgang. Das diesbezügliche nichtlineare Verhalten wird im Frequenzbereich durch aussteuerungsabhängige Intermodulationsabstände beschrieben.

Zu deren Messung werden, wie in **Abb. 2.21** gezeigt, zwei frequenzmäßig benachbarte ($f_1 \approx f_2$, $|f_1 - f_2| \ll f_1$) unmodulierte Signale gleicher Amplitude ($P_{\text{ein}}(f_1) = P_{\text{ein}}(f_2)$) verwendet. Durch die Nichtlinearitäten dritter Ordnung des Verstärkers entstehen am Ausgang zusätzlich zu $P_{\text{aus}}(f_1)$ und $P_{\text{aus}}(f_2)$ Mischprodukte bei den Frequenzen $2f_1 - f_2$ und $2f_2 - f_1$, die in der Nähe der Signalfrequenzen f_1 und f_2 liegen und deshalb besonders stören. Der Intermodulationsabstand IM hängt ab von der gesamten Eingangsleistung $P_{\text{ein}} = P_{\text{ein}}(f_1) + P_{\text{ein}}(f_2)$ der beiden Träger und ist durch das Verhältnis der Leistungen von Träger und Mischprodukt am Ausgang gegeben:

$$IM/\text{dB} = P_{\text{aus}}(f_1)/\text{dBm} - P_{\text{aus}}(2f_2 - f_1)/\text{dBm} \quad (2.73)$$

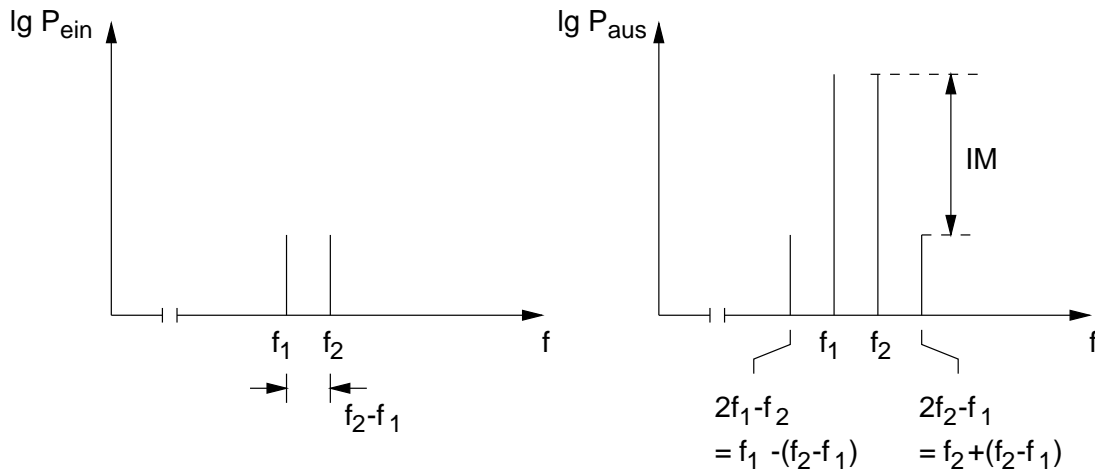


Abb. 2.21: Bestimmung des Intermodulationsabstandes eines Verstärkers.
 a) Frequenzspektrum am Verstärkereingang; b) Frequenzspektrum am Verstärkerausgang aufgrund nichtlinearer Verzerrungen dritter Ordnung.

In **Abb. 2.22** ist angenommen, dass Nichtlinearitäten höherer als dritter Ordnung vernachlässigt werden können. Im Bereich linearer Verstärkung wächst die Ausgangsleistung $P_{aus}(f_1)$ proportional zur Eingangsleistung P_{ein} , die Leistung des Mischprodukts $P_{aus}(2f_2 - f_1)$ jedoch proportional zu P_{ein}^3 . Der Intermodulationsabstand IM nimmt daher bei zunehmender Eingangsleistung P_{ein} umgekehrt proportional zu P_{ein}^2 ab.

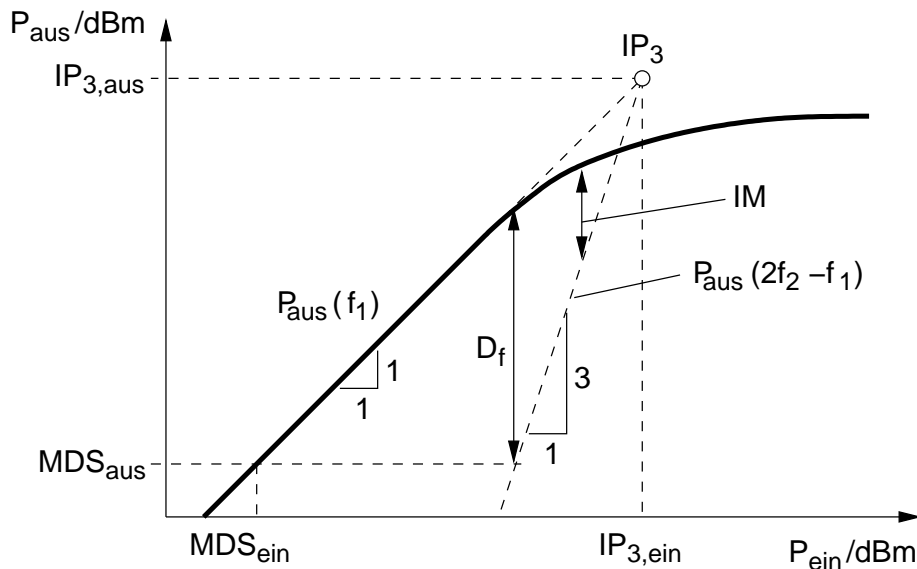


Abb. 2.22: Zusammenhang zwischen Intermodulationsabstand IM und Eingangspegel P_{ein} ; IP_3 Interceptpunkt 3. Ordnung.

Bei hohen Pegelwerten ergibt sich eine fiktive Ausgangsleistung, bei welcher Träger und Mischprodukt gleich groß sind. Diesen Schnittpunkt bezeichnet man als Interceptpunkt dritter Ordnung (IP_3). Falls Nichtlinearitäten höherer als dritter Ordnung vernachlässigt werden können, ist der Interceptpunkt unabhängig von der Aussteuerung und charakterisiert somit das Intermodulationsverhalten des Verstärkers durch eine einzige Zahl. Diese Voraussetzung wird z.B. von Bipolartransistoren und Wanderfeldröhren erfüllt, nicht jedoch von Feldeffekttransistoren. Deren Intermodulationsverhalten wird durch den Interceptpunkt nur für Intermodulationsabstände größer etwa 30 dB gut beschrieben. Sind diese jedoch geringer als etwa 20 dB, dann nimmt der Intermodulationsabstand stärker als mit $1/P_{ein}^2$ ab. Deshalb kann man bei FETs, die nahe der Ausgangsnennleistung betrieben werden, durch eine kleine Verringerung der Ausgangsleistung in der Regel eine erhebliche Verbesserung des Intermodulationsabstands erzielen.

In **Abb. 2.22** ist mit D_f der von Intermodulationsstörungen freie Dynamikbereich (spurious free dynamic range) des Verstärkers bezeichnet. Dieser ergibt sich zu:

$$D_f/\text{dB} = \frac{2}{3}(IP_{3,aus}/\text{dBm} - MDS_{ein}/\text{dBm} - G_0/\text{dB}) \quad (2.74)$$

Beispiel:

Für einen 1 W GaAs-Leistungs-MESFET (MSC88004) weisen die oben genannten Eigenschaften bei 6 GHz typisch folgende Werte auf ($B = 1$ MHz):

$$\begin{aligned} P_{-1\text{dB}} &= 30 \text{ dBm}, G_0 = 8 \text{ dB}, IP_3 = 39 \text{ dBm}, NF = 5,3 \text{ dB}, \\ MDS_{ein} &= -105,7 \text{ dBm}, D = 117,6 \text{ dB}, D_f = 84,5 \text{ dB} \end{aligned}$$

• Lastabhängigkeit der Ausgangsleistung

Die mit einem vorgegebenen Feldeffekttransistor in einem bestimmten Gleichstromarbeitspunkt erreichbaren Großsignaleigenschaften hängen vor allem von der gewählten Lastimpedanz ab, denn für die Optimierung der Ausgangsleistung, des Gewinns, des Wirkungsgrades und des Intermodulationsverhaltens sind jeweils unterschiedliche Lastimpedanzen erforderlich.

In **Abb. 2.23** sind z.B. für einen 0,5 W GaAs-Leistungs-FET (MSC88002, $f = 6$ GHz) die Ausgangsleistung P_2 und der Wirkungsgrad η als Funktion der Eingangsleistung P_1 für zwei verschiedene Lastimpedanzen dargestellt. Im Falle der mit 2 markierten Kurven ist die Lastimpedanz im Hinblick auf maximale Verstärkung im linearen Bereich gewählt, im anderen Fall (Kurven 1) im Hinblick auf maximale Ausgangsleistung. Die zu den beiden Lastimpedanzen gehörenden Verstärkungen unterscheiden sich im linearen Bereich um ca. 1 dB, die Ausgangsleistungen nach Einsetzen der Begrenzung jedoch um fast 3 dB.

Die hier für maximale Ausgangsleistung erforderlichen Quellen- bzw. Lastreflexionsfaktoren \underline{r}_S und \underline{r}_L sind in **Abb. 2.24** als Funktionen der Frequenz gezeigt.

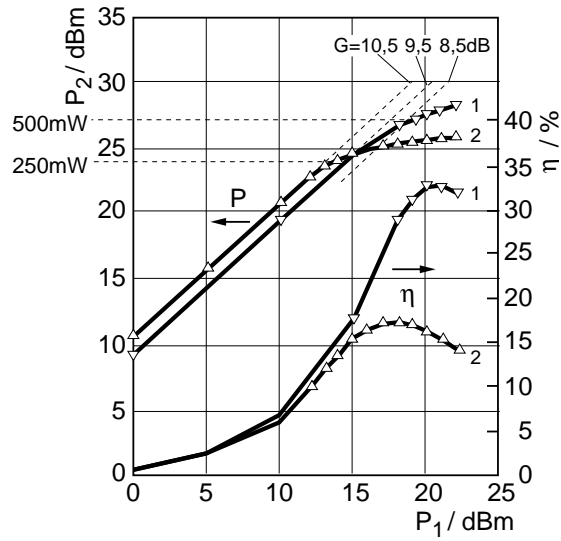


Abb. 2.23: Ausgangsleistung P_2 , Leistungsgewinn G und Wirkungsgrad η ($\eta = P_2/P_{\text{in}}$) als Funktion der Eingangsleistung P_1 für zwei verschiedene Lastimpedanzen. Die Kurven wurden an einem 0,5 W GaAs-Leistungs-FET (MSC88002, $f = 6$ GHz) gemessen.

- 1) Lastimpedanz für maximale Ausgangsleistung bzw. maximalen Wirkungsgrad;
- 2) Lastimpedanz für maximale Verstärkung im linearen Bereich.

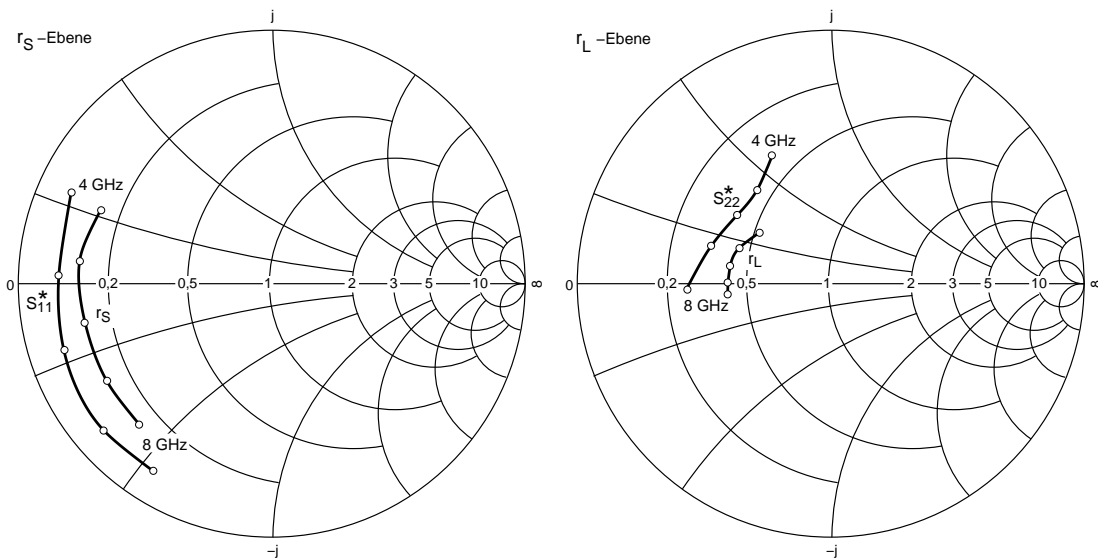


Abb. 2.24: Für maximale Ausgangsleistung erforderliche Quellenreflexion r_S bzw. Lastreflexion r_L für einen 0,5 W GaAs-Leistungs-FET (MSC88002; $U_{DS} = 8$ V, $I_{DS} = 200$ mA). Zum Vergleich sind die Kleinsignal-Streuparameter S_{11}^* und S_{22}^* angegeben (Wellenwiderstand $Z_L = 50 \Omega$).

Zum Vergleich sind die Kleinsignal-S-Parameter ebenfalls eingetragen. Man sieht, dass \underline{r}_S von S_{11}^* , vor allem aber \underline{r}_L von S_{22}^* deutlich verschieden sind. Je nachdem, ob Kleinsignal- oder Großsignalaussteuerung vorliegt resultieren daraus bei gegebenem \underline{r}_S und \underline{r}_L unterschiedliche Anpassungsverluste. Durch **Abb. 2.25** wird dieser Sachverhalt für einen GaAs-Leistungs-MESFET mit 0,1 W Ausgangsnennleistung näher erläutert. Am FET-Eingang ist Großsignalanpassung vorgenommen. Aus den S-Parametern wurden die Kreise für konstanten Kleinsignalgewinn G_{Tu} in der \underline{r}_L -Ebene berechnet. Die Konturen konstanten Großsignalgewinns (Load-Pull-Konturen), d.h. konstanter Ausgangsleistung bei vorgegebener hoher Eingangsleistung wurden dagegen experimentell bestimmt. Bei den Konturen konstanten Großsignalgewinns handelt es sich im Allgemeinen nicht um Kreise. Diese Konturen können auch näherungsweise aus dem Ausgangskennlinienfeld und dem Ausgangersatzschaltbild des FET berechnet werden.

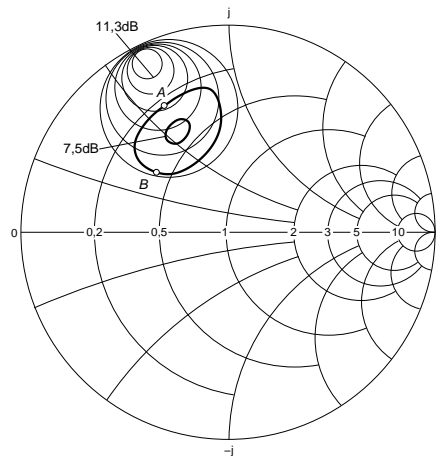


Abb. 2.25: Konturen konstanten Großsignalgewinns und Kreise konstanten Kleinsignalgewinns für einen 0,1 W GaAs-Leistungs-FET ($P_{ein} = 12$ dBm, $f = 9$ GHz) in der \underline{r}_L -Ebene (Schrittweite 1 dB, Wellenwiderstand $Z_L = 50 \Omega$).

Für einen linearen Verstärker muss nun die Lastimpedanz des FET so gewählt werden, dass der Gewinn möglichst wenig von der Eingangsleistung abhängt. Wählt man beispielsweise die Lastreflexion \underline{r}_L entsprechend Punkt A, so beträgt der Kleinsignalgewinn zwar 9,3 dB, der Großsignalgewinn aber nur 6,5 dB und die Verstärkungskompression folglich 2,8 dB. Günstiger in dieser Hinsicht ist eine Wahl von \underline{r}_L entsprechend Punkt B. Der Kleinsignalgewinn beträgt dort 6,7 dB, der Großsignalgewinn unverändert 6,5 dB und somit die Verstärkungskompression nur 0,2 dB.

• Lastabhängigkeit der Intermodulation

Die Lastimpedanz hat auch großen Einfluss auf den Intermodulationsabstand, der mit einem Feldeffekttransistor bei vorgegebener Ausgangsleistung erzielt werden kann. In **Abb. 2.26** ist dies für den 1 W GaAs-Leistungs-FET (MSC88004)

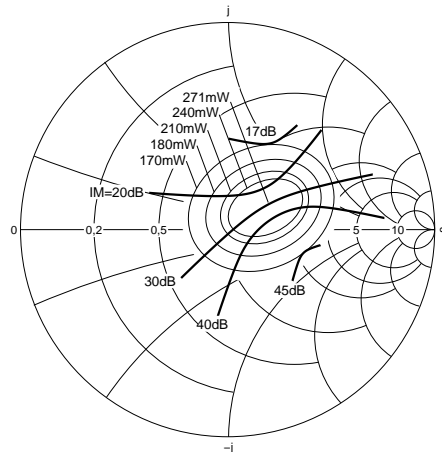


Abb. 2.26: Konturen konstanter Ausgangsleistung und konstanten Intermodulationsabstandes IM in der r_L -Ebene für einen 1 W GaAs-Leistungs-FET (MSC88004; $f = 3,96$ GHz, $P_{in} = 16$ mW, Wellenwiderstand $Z_L = 10 \Omega$).

gezeigt. Durch Veränderung der Lastreflexion kann hier der Intermodulationsabstand IM um z.B. 10 dB verbessert werden, wenn eine Verringerung der Ausgangsleistung um nur 0,3 dB gegenüber dem optimalen Wert in Kauf genommen wird.

Sind für einen Leistungs-FET die in **Abb. 2.25** und **2.26** dargestellten Zusammenhänge bekannt, dann kann damit ein den jeweils vorliegenden Anforderungen entsprechender optimaler Kompromiss bezüglich Gewinn, Ausgangsleistung, Wirkungsgrad und Intermodulationsabstand gefunden werden.

2.1.6 Anpassungsnetzwerke

In Kleinsignalverstärkern, also Vorverstärkern, ZF-Stufen usw. wird die Auslegung der Anpassnetzwerke entsprechend den in den **Kapiteln 2.1.3** und **2.1.4** zusammengestellten Regeln erfolgen, nachdem für den Anwendungsfall ein Kompromiss bezüglich Stabilität, Verstärkung und Rauschen festgelegt wurde. Dieser Abschnitt berücksichtigt auch die Probleme der Großsignalverstärker.

Die Ausgangsleistung von GaAs-MESFETs kann durch Vergrößerung der Gateweite erhöht werden. Dabei verringern sich die Eingangs- und Ausgangsimpedanzen umgekehrt proportional zur Gateweite, so dass eine verlustarme Anpassung an z.B. 50Ω mit wachsender Gateweite immer schwieriger wird.

Für die Dimensionierung der Eingangs- und Ausgangsanpassungsnetzwerke ist die Kenntnis der für optimalen Großsignalbetrieb benötigten Quellen- und Lastimpedanzen im Betriebsfrequenzbereich erforderlich. Üblicherweise gehen die Entwurfsmethoden für Anpassungsnetzwerke von einem rückwirkungsfrei angenommenen Ersatzschaltbild für den FET aus. Die Ersatzschaltbildelemente des

Eingangs- bzw. Ausgangsanpassungsnetzwerks des FET sind so zu wählen, dass sie möglichst den konjugiert komplexen Verlauf der benötigten Quellen- und Lastimpedanz nachbilden. Beim Entwurf von Breitband-Leistungsverstärkern muss zusätzlich der mit der Frequenz abnehmende Gewinn des aktiven Elements kompensiert werden. Da die erreichbaren Großsignaleigenschaften im wesentlichen von der Ausgangsanpassung abhängen, muss die Frequenzgangkompensation im Netzwerk für die Eingangsanpassung erfolgen.

Mit verlustlosen, nur aus Blindelementen („reactively matched“) bestehenden Netzwerken lassen sich jedoch nicht gleichzeitig Anpassung am Eingang bzw. Ausgang, sowie breitbandig konstante Verstärkung realisieren. Der breitbandig unter der Annahme verlustloser Anpassungsschaltungen bestenfalls erreichbare minimale Reflexionsfaktor \underline{r} lässt sich mit einer von *Fano* (1950) erstmals angegebenen Beziehung abschätzen zu:

$$|\underline{r}| \geq e^{-\pi Q_K/Q_F} \quad (2.75)$$

$$\text{mit } \underbrace{Q_K = \frac{\omega}{\omega_2 - \omega_1}}_{\text{Güte des Anpassnetzwerkes}} \quad \text{und} \quad Q_F = \begin{cases} \frac{1}{\omega RC} & \text{FET-Eingangsgüte} \\ \omega RC & \text{FET-Ausgangsgüte} \end{cases}$$

ω_2 ist die obere, ω_1 die untere Bandgrenze des Übertragungsbereichs. Die Güte Q_K ist umso kleiner, je größer die gewünschte Bandbreite ist. Q_F dagegen beschreibt die Güte der anzupassenden Last, die hier durch die Eingangs- bzw. Ausgangsimpedanz des FET gegeben ist.

Nach **Gl. 2.75** wird der Reflexionsfaktor groß bei kleinen Quotienten Q_K/Q_F , also bei großer Bandbreite und hoher Güte der Last. Die Verbindungsleitung zwischen Anpassungsnetzwerk und Last vergrößert die Güte der Last und ist folglich so kurz wie möglich zu halten oder besser zusammen mit den parasitären Elementen der Last in das Anpassungsnetzwerk mit einzubeziehen. Dementsprechend hängt die mit einer konkreten Anpassungsschaltung erreichbare Bandbreite u.a. ab vom zulässigen VSWR, vom erforderlichen Transformationsverhältnis und von der Anzahl der verwendeten Blindelemente.

Anpassungsschaltungen können grundsätzlich mit konzentrierten und/oder verteilten Elementen realisiert werden. In diskreter Form lassen sich minimale Induktivitäten $L_{min} \approx 0,2$ nH sowie minimale Kapazitäten $C_{min} \approx 0,1$ pF herstellen. Die mit Streifenleitungen realisierbaren Wellenwiderstände liegen etwa zwischen 20Ω und 150Ω . Mit konzentrierten Elementen kann man im Allgemeinen größere Transformationsverhältnisse realisieren als mit verteilten Elementen. Letztere lassen sich genauer herstellen.

Die üblichen Entwurfsmethoden für Anpassungsschaltungen gehen von konzentrierten Elementen aus. Diese lassen sich mit den nachfolgenden Beziehungen

oder mit den aus der Leitungstheorie bekannten Verfahren im Smith-Diagramm in die entsprechenden verteilten Elemente umrechnen.

$$\left. \begin{array}{l} \text{kurzgeschlossene Leitung: } L = \frac{Z_0}{2\pi f} \tan \frac{2\pi l}{\lambda} \\ \text{leerlaufende Leitung: } C = \frac{1}{2\pi f Z_0} \tan \frac{2\pi l}{\lambda} \end{array} \right\} \text{für } l < \frac{\lambda}{4} \quad (2.76)$$

$$\text{also } \left. \begin{array}{l} L = \frac{l Z_0 \sqrt{\epsilon_r}}{c} \\ C = \frac{l \sqrt{\epsilon_r}}{c Z_0} \end{array} \right\} \text{für } l < \frac{\lambda}{10} \quad (2.77)$$

Induktivitäten lassen sich durch kurzgeschlossene Leitungen mit großem Induktivitätsbelag und kleinem Kapazitätsbelag, also durch Leitungen mit hohem Wellenwiderstand (z.B. 120Ω) realisieren. Die Kapazitäten dagegen kann man durch leerlaufende Leitungen mit niedrigem Wellenwiderstand (z.B. 25Ω) nachbilden. Dabei ist l die effektive Länge der benötigten Leitungsstücke (gemäß **Kapitel 1.6.1**).

Nachstehend wird die Dimensionierung von zwei gebräuchlichen Anpassungsschaltungen, die L-Transformation und die $\lambda/4$ -Transformation, angegeben. Die π - und T-Transformation werden hier nicht betrachtet. Danach werden dann die Verluste in Anpassungsschaltungen berechnet.

L-Transformation

Abb. 2.27 beschreibt die Dimensionierung der sogenannten L-Transformation, bei der zwei Blindelemente unterschiedlichen Reaktanztyps verwendet werden. Diese Schaltung transformiert bei einer Frequenz f_0 den reellen Widerstand R nach Z_0 . Der Blindwiderstand X_P liegt dabei parallel zum größeren der Widerstände Z_0 (in **Abb. 2.27a**) bzw. R (in **Abb. 2.27b**). Bei z.B. einem Transformationsverhältnis von $n = Z_0/R = 8$ und einem VSWR von 1,05 (1,5) erreicht man damit eine Bandbreite von ca. 17% (62%).

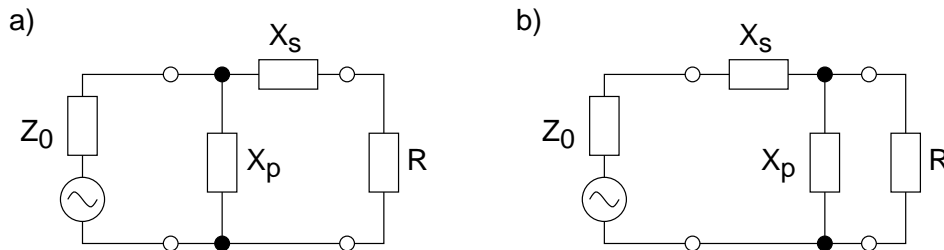


Abb. 2.27: L-Glied zur Transformation eines reellen Widerstandes R nach Z_0 , wobei $X_s, X_p > 0$ für Induktivitäten und $X_s, X_p < 0$ für Kapazitäten.

a) $Z_0 > R$, b) $Z_0 < R$.

$$\begin{aligned}
Z_0 > R \quad X_s &= \pm \sqrt{R(Z_0 - R)} \quad X_p = -\frac{RZ_0}{X_s} \\
Z_0 < R \quad X_p &= \pm R \sqrt{\frac{Z_0}{R - Z_0}} \quad X_s = -\frac{RZ_0}{X_p}
\end{aligned} \tag{2.78}$$

Die Eingangs- bzw. Ausgangsimpedanz eines FET ist i. A. jedoch nicht reell, sondern komplex. Daher muss vor Anwendung der L-Transformation der Blindanteil kompensiert werden. Die Eingangsimpedanz des FET kann z.B. häufig näherungsweise durch eine Serienschaltung von R und C beschrieben werden. In diesem Fall kann bei f_0 der kapazitive Blindanteil durch eine geeignete Serieninduktivität kompensiert werden. Ebenso kann die Ausgangsimpedanz des FETs durch eine Parallelschaltung von R und C beschrieben werden und der kapazitive Blindanteil durch eine Parallelinduktivität kompensiert werden.

$\lambda/4$ -Transformation

Eine $\lambda/4$ -Leitung mit dem folgenden Wellenwiderstand Z_L vermag den reellen Widerstand R in den reellen Widerstand Z_0 zu transformieren:

$$Z_L = \sqrt{RZ_0} \tag{2.79}$$

Mit einer solchen $\lambda/4$ -Transformation erzielt man bei einem Transformationsverhältnis von beispielsweise $n = 8$ und einem VSWR von 1,5 nur eine Bandbreite von ca. 20%.

In **Abb. 2.28** sind einstufige kompensierte $\lambda/4$ -Transformatoren zusammen mit den Entwurfsgleichungen gezeigt. Bei einem Transformationsverhältnis von z.B. $n = 8$ und einem VSWR von 1,5 erreicht man damit eine Bandbreite von ca. 24%.

Bei mehrstufigen L- oder $\lambda/4$ -Transformatoren lassen sich größere Bandbreiten und/oder höhere Transformationsverhältnisse erzielen. Für große Bandbreiten werden häufig auch Tschebyscheff-Transformatoren gewählt, welche auch an den Bandgrenzen eine gute Anpassung aufweisen.

Verluste in Transformationsschaltungen

Leistungs-FETs besitzen niedrige Impedanzen. Daher fließen in den Anpassungsschaltungen hohe Ströme, so dass deren Verluste vor der Schaltungsrealisierung überprüft werden müssen. Eine Abschätzung der Verluste ist mit dem Prinzip der konstanten durchgehenden Wirkleistung möglich. Dieses Prinzip beruht darauf, dass in (idealen) Blindwiderständen keine Wirkleistung verbraucht wird.

Die effektiven Ströme und Spannungen der als verlustlos angenommenen Transformationsschaltung aus **Abb. 2.29a** ergeben sich folglich zu:

$$P = |I_1|^2 R_1 = |I_2|^2 R_2 = |I_3|^2 R_3 = |U_1|^2 G_1 = |U_2|^2 G_2 = |U_3|^2 G_3 \tag{2.80}$$

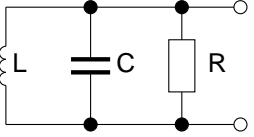
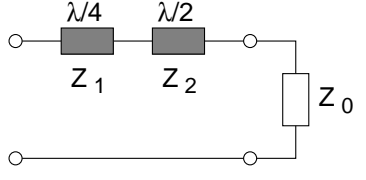
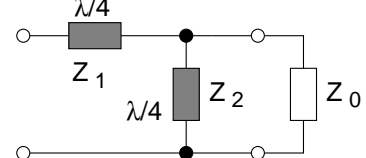
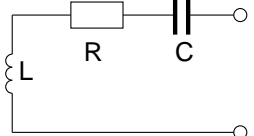
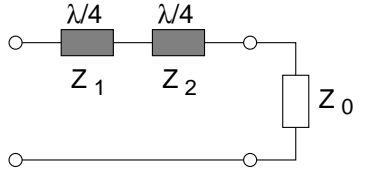
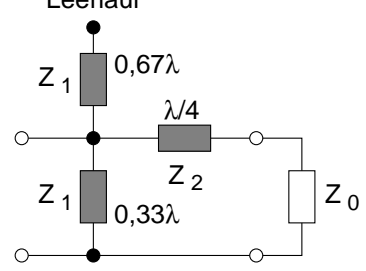
$Q = \omega_0 RC$ $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$	
	$Z_1 = \sqrt{RZ_0}$ $T = \frac{2Q}{\pi} - \frac{1}{2} \left(\frac{Z_0}{Z_1} - \frac{Z_1}{Z_0} \right)$ $Z_2 = -\frac{TZ_0}{2} + \sqrt{\left(\frac{TZ_0}{2} \right)^2 + Z_0^2}$
	$Z_1 = \sqrt{RZ_0}$ $Z_2 = \frac{\pi Z_1 Z_0^2}{\pi Z_1^2 - \pi Z_0^2 + 4Z_1 Z_0 Q}$
$Q = \frac{1}{\omega_0 RC}$ $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$	
	$Z_1 = AZ_2$ $Z_2 = BZ_0$ $A = \sqrt{R/Z_0} \quad A > B$ $B = \frac{A}{1+A} \left(-\frac{2}{\pi} Q \pm \sqrt{\left(\frac{2Q}{\pi} \right)^2 + \frac{(1+A)^2}{A}} \right)$
<p>Leerlauf</p> 	$Z_1 = 4 \cdot \frac{Z_2^2}{Z_0} \cdot \frac{1}{\frac{4Q}{\pi} + \left(\frac{Z_0}{Z_2} - \frac{Z_2}{Z_0} \right)}$ $Z_2 = \sqrt{RZ_0}$

Abb. 2.28: Längs- bzw. querkompensierte $\lambda/4$ -Transformatoren zur breitbandigen Anpassung des Verlustwiderstandes R eines Parallelresonanzkreises (FET-Ausgang) bzw. Serienresonanzkreises (FET-Eingang) an Z_0 .

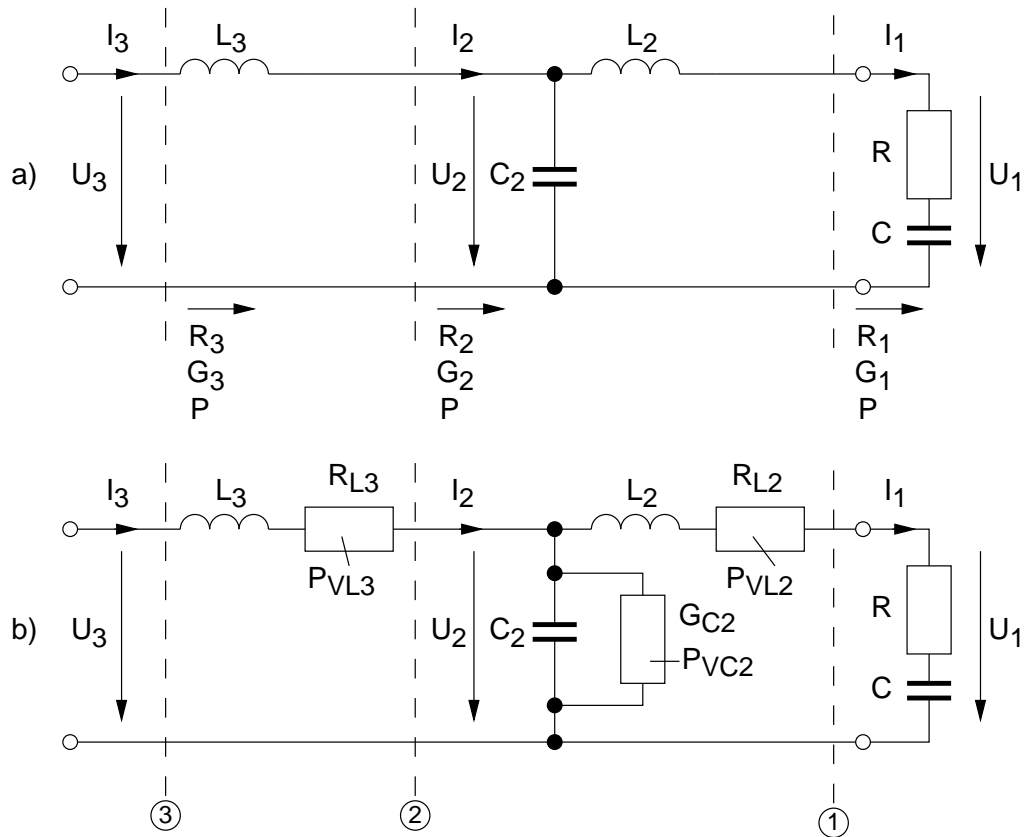


Abb. 2.29: Berechnung der Verluste in einer T-Transformationschaltung.
a) verlustlose, b) verlustbehaftete Transformationschaltung.

Reale Blindwiderstände besitzen jedoch Verluste, die — wie in **Abb. 2.29b** gezeigt — durch Einführung zusätzlicher Wirkwiderstände berücksichtigt werden können. Sind die Verluste in den Bauelementen klein ($Q > 10$) gegenüber der übertragenen Leistung, dann können die Ströme und Spannungen in guter Näherung mit **Gl. 2.80** berechnet werden. Der Gesamtverlust P_V der Transformationschaltung ergibt sich aus der Summe der Verluste in den realen Blindwiderständen zu

$$P_V = P_{VL2} + P_{VC2} + P_{VL3} = |I_1|^2 R_{L2} + |U_2|^2 G_{C2} + |I_3|^2 R_{L3} \quad (2.81)$$

Die Güte der Induktivitäten bzw. Kapazitäten (Leitfähigkeit des Dielektrikums) ist gegeben durch:

$$Q_{L2} = \frac{\omega L_2}{R_{L2}} \quad Q_{C2} = \frac{\omega C_2}{G_{C2}} \quad Q_{L3} = \frac{\omega L_3}{R_{L3}} \quad (2.82)$$

Damit berechnen sich die Verluste gemäß

$$P_V = |I_1|^2 \frac{\omega L_2}{Q_{L2}} + |U_2|^2 \frac{\omega C_2}{Q_{C2}} + |I_3|^2 \frac{\omega L_3}{Q_{L3}} \quad (2.83)$$

Die Gleichung zeigt, dass große Serienblindwiderstände und große Parallelblindleitwerte in Transformationsschaltungen zu vermeiden sind. Dieser Forderung entsprechen kurze Wege im Smith-Diagramm, wozu auch eine Anpassung der FET-Chips bereits im Gehäuse beitragen kann.

Bei 6 GHz beträgt die Güte Q_L von Bonddraht-Induktivitäten typisch 50 bis 80 und die Güte von Chip-Kondensatoren typisch 30 bis 60. In beiden Fällen wird die Güte zu hohen Frequenzen durch Skineffekt-Verluste ($R \sim \omega^{1/2}$) im Leiter der Induktivität bzw. in den Zuleitungen der Kapazität begrenzt, so dass gilt:

$$Q_L = \frac{\omega L}{R_L} \sim \sqrt{\omega} \quad Q_C = \frac{1}{\omega C R_C} \sim \frac{1}{\omega^{3/2}} \quad (2.84)$$

Q_L wächst proportional zur Wurzel aus der Frequenz, während Q_C umgekehrt proportional zu $\omega^{3/2}$ abnimmt (effektiver Serienwiderstand R_C). Daher liefern Kondensatoren bei hohen Frequenzen einen wesentlichen Beitrag zu den Gesamtverlusten.

Beim Vergleich der Verluste für eine Transformationsschaltung mit 2, 4 und 6 Blindelementen, aber jeweils gleichem Transformationsverhältnis ($n = 50$) bei 6 GHz, konnte gezeigt werden, dass die Verluste (ca. 1 dB) praktisch nicht von der Anzahl der Blindelemente abhängen. Mit deren Zahl wächst jedoch die Bandbreite von 20% auf 60%. Wegen der Toleranzen der Blindelemente bringen in der Praxis mehr als 6 Elemente jedoch keine weitere Verbesserung bezüglich der Bandbreite.

Bei 6 GHz ist eine verlustarme Anpassung von GaAs-Leistungs-FETs mit Eingangswiderständen bis hinab zu etwa 1Ω möglich. Dies entspricht Transistoren mit etwa 7,5 mm Gateweite und 2,5 W Ausgangsleistung. Bei noch niedrigeren Eingangswiderständen wachsen die Anpassungsverluste stark an und begrenzen die so erreichbare Ausgangsleistung.

Praktischer Aufbau

Sollen Anpassnetzwerke bzw. ganze Verstärkerschaltungen realisiert werden, so wird sich die verwendete Technologie nach dem geforderten Frequenzbereich richten. Bis ca. 300 MHz werden nahezu alle Schaltungen in konventioneller Technik mit diskreten Bauelementen ausgeführt. In **Abb. 2.30** ist dazu die Schaltung eines schmalbandigen Vorverstärkers für 150 MHz dargestellt. Wie aus dem Schaltungslayout in **Abb. 2.30** rechts zu erkennen ist, wird auf eine großflächige Masseführung auf der Leiterbahnseite geachtet. Vielfach wird auch schon bei diesen Frequenzen die Bestückungsseite der Leiterplatte metallisiert ausgeführt. Um magnetische Verkopplungen zwischen den Induktivitäten L_1 und L_2 gering zu halten, wird vielfach eine metallische Zwischenwand eingebracht; in weniger kritischen Fällen werden die Schwingkreisspulen um 90° gegeneinander verdreht

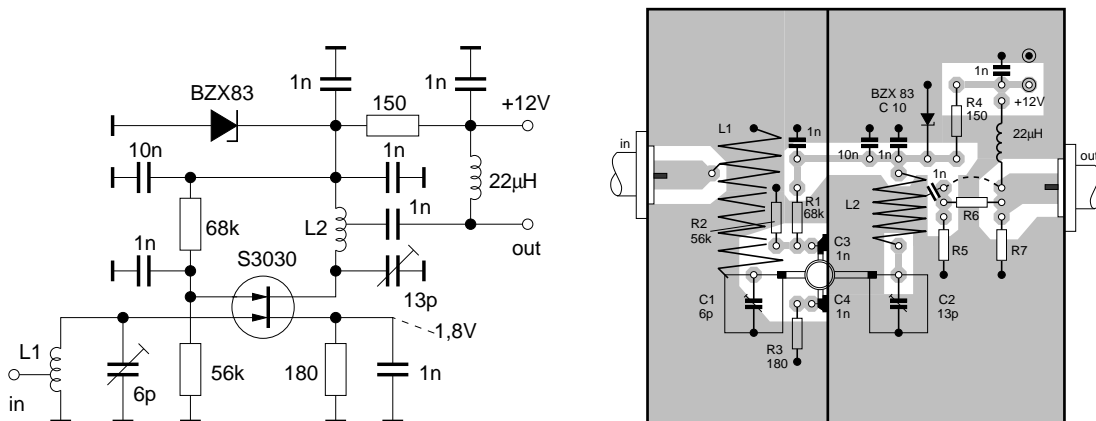


Abb. 2.30: Schmalband-Vorverstärker mit Dual-Gate-GaAs-FET. Die Zuführung der Betriebsspannung erfolgt über den Innenleiter der ausgangsseitigen Koaxialleitung (Fernspeisung). Bei örtlicher Speisung kann auf die Drossel (22 μH) verzichtet werden. Links: Schaltbild; rechts: Platinenlayout.

angeordnet. Die Betriebsspannungszuführung ist relativ unkritisch. Sie erfolgt über Drosselspulen und RC-Tiefpassfilter mit konventionellen Bauelementen.

Der Frequenzbereich von ca. 300 MHz bis 1 GHz stellt ein Übergangsgebiet dar: hier werden teilweise noch konzentrierte Bauelemente eingesetzt, aber auch schon Elemente in Streifenleitungs- oder Koaxialtechnik. Auch hier wird ein relativ großer Aufwand zur Trennung der Ein- und Ausgangsseite von Verstärkerstufen getrieben (Schirmbleche, gefräste oder verlötete Gehäuse). Beispielhaft zeigt **Abb. 2.31** einen schmalbandigen Vorverstärker für 430 MHz, bei dem die Anpassnetzwerke durch Koaxialkreise realisiert wurden. Die Anpasstransformation erfolgt durch die geeignete Wahl der Einkopplungslage am Leitungskreis. Die am Drain schematisch eingezeichnete Ferritperle (FP) soll parasitäre Schwingungen im GHz-Bereich bedämpfen. Die Stromversorgung kann noch durch RC-Tiefpässe und Drosselspulen erfolgen. Wie bei allen selbstleitenden FET-Typen kann die Vorspannung für das Gate automatisch über den Source-Widerstand erzeugt werden.

Ab etwa 1 GHz wird meist, wenn möglich, auf die Verwendung von konzentrierten Bauelementen verzichtet. Die für Anpassschaltungen benötigten Blindelemente werden mit Streifenleitungen realisiert.

Es ist große Sorgfalt beim Einbringen der konzentrierten Elemente — Transistoren und Koppel- bzw. Abblockkondensatoren — auf den Substratträger notwendig. Während im unteren GHz-Bereich noch gelötet oder mit Leitkleber verbunden wird, werden über ca. 12 GHz die Kontaktierungen fast ausschließlich durch Klemmen oder durch Bondung vorgenommen. **Abb. 2.32** zeigt einen 5,7 GHz-Verstärker, bei dem alle Anpasstransformationen in Streifenleitungstechnik ausgeführt sind. Die Betriebsspannungen werden über hochohmige $\lambda/4$ -Leitungen

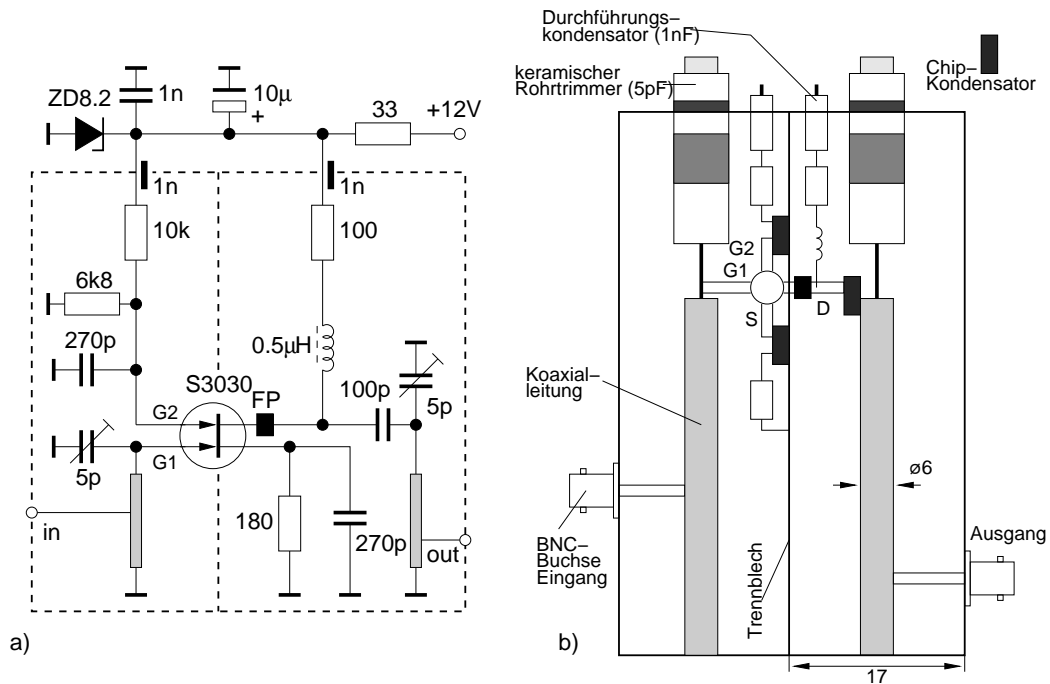


Abb. 2.31: 430-MHz-Vorverstärker.
 a) Schaltbild; b) Mechanischer Aufbau im Kammerbausystem.

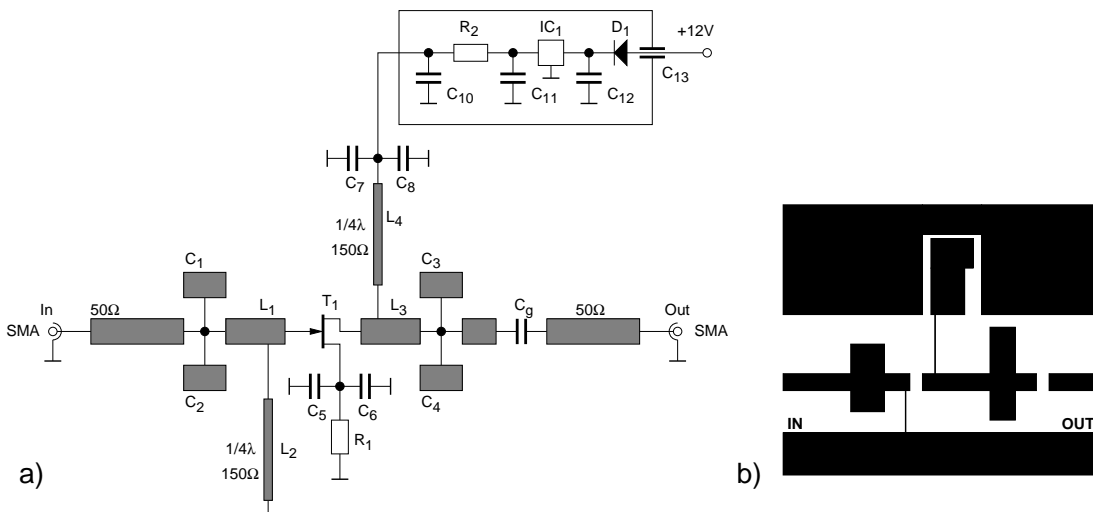


Abb. 2.32: a) 5,7 GHz Verstärker mit GaAs-FET; b) Layout.

(L_4 und L_2) zugeführt, da konzentrierte Bauelemente hier versagen bzw. keine eindeutige Funktion (nur L oder nur C) mehr aufweisen.

In zunehmendem Maß finden auch integrierte Anlogschaltungen (MMIC = monolithisch integrierte Mikrowellenschaltungen) Anwendung, bei denen auch Leitungsstücke und Anpassschaltungen auf dem Substrat integriert sind. Lediglich die Stromversorgung und einige Abblockkondensatoren sind noch extern anzubringen. Solche Strukturen sind derzeit kommerziell bis ca. 40 GHz verfüg-

bar und eignen sich aufgrund der exakteren Dimensionierungsmöglichkeiten (der Transistor z.B. wird immer gleich kontaktiert) speziell für den Einsatz als Breitbandstrukturen.

2.1.7 Breitbandverstärker

Der Entwurf von Breitbandverstärkern wirft neue Probleme auf, deren Lösung große Erfahrung und Umsicht erfordert. Grundsätzlich muss durch geeignete Auslegung des Anpass- und/oder Gegenkopplungsnetzwerks der Frequenzgang von S_{21} des Transistors kompensiert werden. Hierbei wird schon für relativ einfache Aufgaben der Einsatz von CAE- bzw. CAD-Programmen notwendig, die mittels geeigneter Optimierungsverfahren (Monte-Carlo, Gradientensuche, Evolutionsoptimierung) einen sinnvollen Kompromiss zwischen Flachheit der Verstärkung, Rauschen, Stabilität sowie Ein- und Ausgangswiderstand ermitteln. Die hauptsächlichen Entwurfsprobleme können wie folgt formuliert werden:

- Die Frequenzabhängigkeit von $|S_{21}|$ und $|S_{12}|$.
Typisch nimmt $|S_{21}|$ bei steigender Frequenz mit 6 dB/Oktave (20 dB/Dekade) ab, während $|S_{12}|$ im gleichen Maß zunimmt. Typische Frequenzverläufe von $|S_{21}|$, $|S_{12}|$ und $|S_{12}S_{21}|$ sind in **Abb. 2.33** dargestellt. Das Verhalten von $|S_{12}S_{21}|$ mit der Frequenz ist sehr wichtig, da von diesem Wert die Stabilität des Verstärkers entscheidend abhängt (vergl. Seite 72).

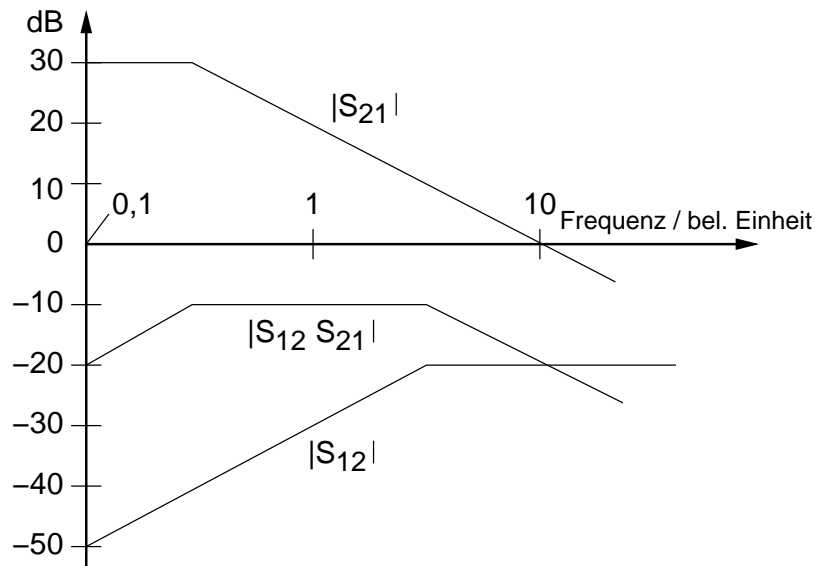


Abb. 2.33: Frequenzabhängigkeit von $|S_{12}|$, $|S_{21}|$ und $|S_{12}S_{21}|$ (typischer Verlauf).

- Die Streuparameter S_{11} und S_{22} sind ebenfalls frequenzabhängig und verursachen zusammen mit dem Anpassnetzwerk eine Fehlanpassung, wodurch die Verstärkung vermindert wird.
- Rauschzahl und VSWR werden im Allgemeinen frequenzabhängig sein.

Zur Lösung dieser Probleme existieren im wesentlichen 4 Verfahren, die im folgenden kurz vorgestellt werden: Kompensierte Anpassnetzwerke, Gegenkopplung, balancierte Verstärker und Wanderwellenverstärker (verteilte Verstärker).

Kompensierte Anpassnetzwerke

Das Verfahren beruht im einfachsten Fall darauf, mittels der Anpassnetzwerke eine gezielte Fehlanpassung von Transistorein- und ausgang bei der Mittenfrequenz zu erzeugen. Bei entsprechendem Frequenzgang des Netzwerks bleibt dann die Verstärkung über einen gewissen Frequenzbereich nahezu konstant. Die Ursache dafür ist, dass bei guter Dimensionierung der Netzwerke mit steigender Frequenz, also abnehmendem $|S_{21}|$ die Anpassung besser wird, also ein größerer Teil der Leistung den Transistor erreicht bzw. vom Transistor an den Verbraucher abgegeben werden kann. Entgegengesetzt muss dann mit absinkender Frequenz die Fehlanpassung zunehmen.

Obwohl ein solches Design in einfachen Fällen noch mit Hilfe des Smith-Diagramms und großem Fleiß einigermaßen befriedigend durchgeführt werden kann, werden doch zumeist CAD-Verfahren dazu eingesetzt. Dabei wird von einem Netzwerkanalyseprogramm die Streumatrix $[S_{ges}]$ des Gesamtverstärkers für verschiedene Frequenzen ermittelt. Ein angeschlossenes Optimierungsprogramm vergleicht sodann im einfachsten Fall den Verlauf von $|S_{21,ges}|$ mit einer vorgegebenen Sollkurve und verändert bis zur Erzielung eines annehmbaren Ergebnisses die Parameter der Anpassnetzwerke. Der Benutzer kann die veränderlichen und nicht veränderlichen Parameter angeben sowie deren Startwerte, Maximal- und Minimalwerte definieren (z.B. mögliche Wellenwiderstände bei Streifenleitungsschaltungen).

Am häufigsten werden die Eingangs- und Ausgangsnetzwerke mit Streifenleitern konzipiert, insbesondere oberhalb ca. 6 GHz, da die Breitbandigkeit wesentlich von der Güte der Leitungstransformatoren mitbestimmt wird. Die am Eingang verwendeten Anpassglieder weichen etwas von den am Ausgang benutzten ab, und zwar hauptsächlich wegen des unterschiedlichen Charakters der anzupassenden Impedanz. Während nämlich die Ausgangsimpedanz des Transistors kapazitiven Charakter hat und durch eine Kettenstreifenleitung kompensiert werden kann, nimmt die Eingangsimpedanz von einer bestimmten Frequenz an induktiven Charakter an und wird in der Regel durch eine Kombination von Ketten- und

Parallelstreifenleiter kompensiert. Aber auch reaktive Anpassglieder aus konzentrierten Elementen mit LC-Charakter werden herangezogen: Der Verstärker in **Abb. 2.34** wurde beispielsweise für den Frequenzbereich 1,75 bis 6 GHz konzipiert. Sehr breitbandige Verstärkermodule über mehrere Oktaven können in der Kombination Rückkopplungs-/Anpassnetzwerk realisiert werden. Die **Abb. 2.36** und **2.35** zeigen hybride Verstärker auf der Basis eines 900 μm -MESFETs in der Konzeption mit konzentrierten Elementen (100 MHz bis 6 GHz) bzw. mit Streifenleitern (Bandbreite 350 MHz bis 14 GHz).

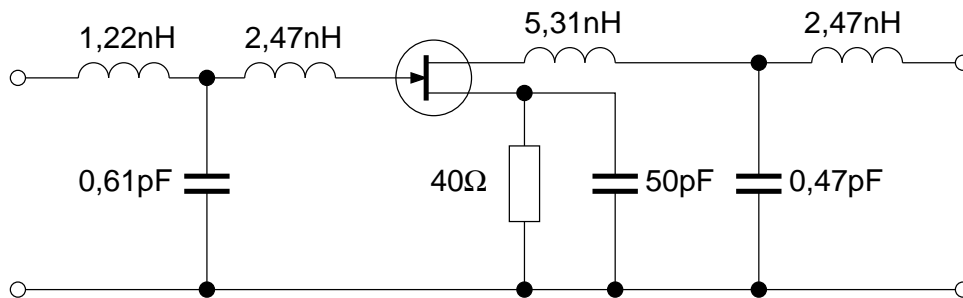


Abb. 2.34: Hybrider GaAs-Breitbandverstärker mit Anpassungsnetzwerk aus konzentrierten Bauelementen (Bandbreite 1,75 bis 6 GHz).

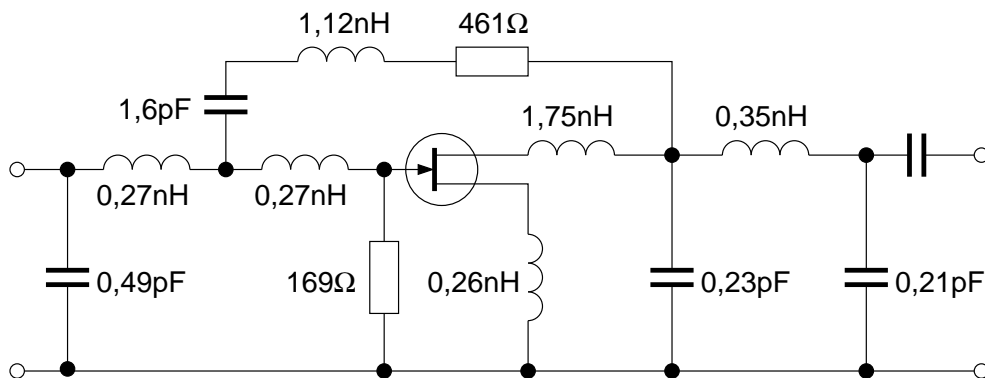


Abb. 2.35: Hybrider GaAs-Breitbandverstärker mit Rückkopplungs- und Anpassungsnetzwerk aus konzentrierten Elementen (Bandbreite 0,1 bis 6 GHz).

Der Nachteil eines einfachen Entwurfs liegt darin, dass nahezu zwangsläufig Ein- und Ausgang des Verstärkers fehlangepasst sind. Um diesen Nachteil zu beseitigen, wurden zweistufige Breitbandverstärker gemäß **Abb. 2.37** konzipiert.

Dabei dient das Eingangsnetzwerk nur zur Kompensation des Frequenzgangs von $S_{11}(\omega)$ des ersten Transistors, das Ausgangsnetzwerk kompensiert nur die Effekte von $S_{22}(\omega)$ des zweiten Transistors, so dass am Ein- und Ausgang des Verstärkers gleichermaßen Anpassung im gesamten genutzten Frequenzbereich herrscht. Das Übertragungsnetzwerk hingegen muss so dimensioniert werden,

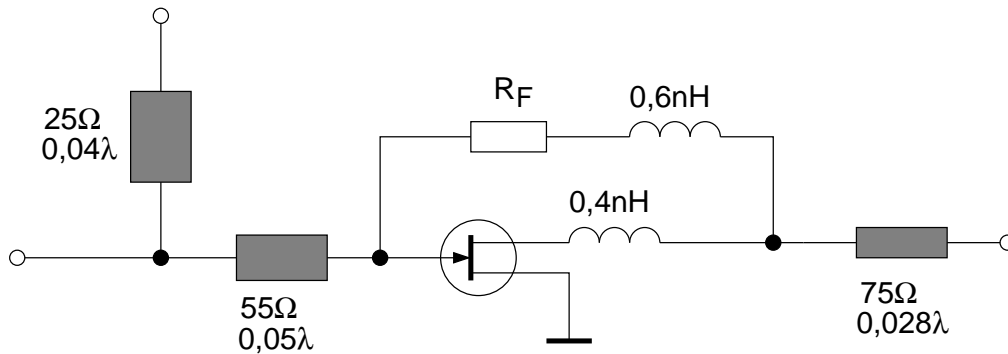


Abb. 2.36: Hybrider ultrabreitbandiger GaAs-Verstärker mit frequenzabhängiger Rückkopplung und einfacher Streifenleiteranpassung (Bandbreite 0,35 bis 14 GHz).

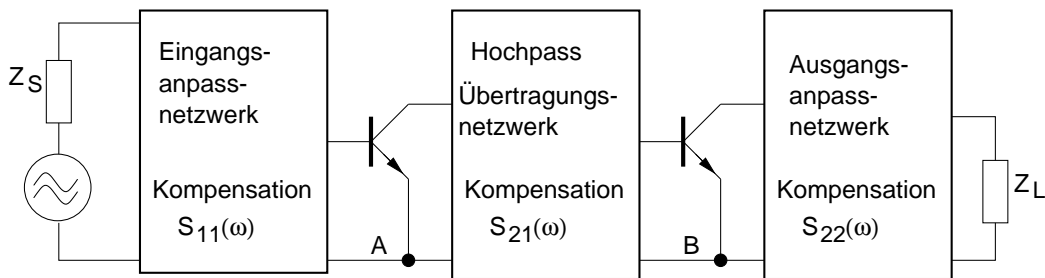


Abb. 2.37: Zweistufiger Breitbandverstärker.

dass es gerade den Frequenzgang von $S_{21}(\omega)$ der beiden Transistorstufen kompensiert. Dazu muss im Allgemeinen die „Verstärkung“ des Übertragungsnetzwerks mit steigender Frequenz zunehmen.

Gegengekoppelte Verstärker

Als einfache, aber sehr wirksame Methode der breitbandigen Übertragung gelten Gegenskapplungsschaltungen. Die schematische Darstellung in **Abb. 2.38** enthält alle wichtigen Gegenskapplungselemente sowie Block- und Ableitkondensatoren, die nicht immer zusammen eingesetzt werden.

(1) Wir beschränken uns zunächst auf eine Schaltung mit rein ohmscher Gegenskapplung und betrachten den häufig auftretenden Fall einer Kombination von Serien- und Parallelgegenskapplung anhand eines Si-Bipolartransistors in Emitterschaltung. Für niedrige Frequenzen bis ca. 400 MHz lassen sich dann bei genügend großer Verstärkung die Kenndaten der Schaltung ohne spezielle Kenntnisse über den Transistor abschätzen:

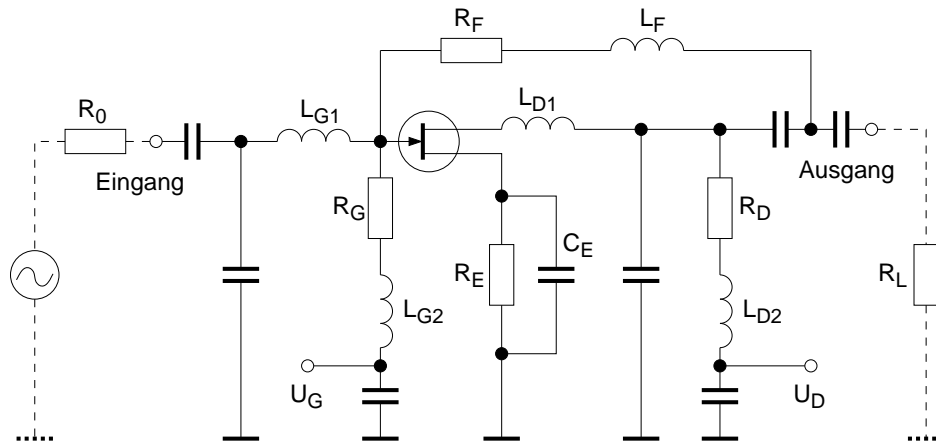


Abb. 2.38: Prinzipschaltung eines Breitbandverstärkers mit möglichen Gegenkopplungselementen, Block- und Ableitkondensatoren und Kompensationsblindelementen.

$$\text{Spannungsverstärkung :} \quad V = -\frac{R_L}{R_E} \cdot \frac{R_F - R_E}{R_F + R_L} \quad (2.85)$$

$$\text{Eingangsimpedanz :} \quad Z_E = R_E \cdot \frac{R_F + R_L}{R_E + R_L} \quad (2.86)$$

$$\text{Ausgangsimpedanz :} \quad Z_A = R_E \cdot \frac{R_F + R_0}{R_E + R_0} \quad (2.87)$$

Mit Hilfe von ohmschen Rückkopplungswiderständen werden die Niederfrequenzverstärkung und die Eingangs- und Ausgangsimpedanz herabgesetzt. Die Bandbreite lässt sich auf Kosten der Verstärkung erhöhen, wobei die Bandgüte, das Produkt aus Verstärkung und Bandbreite, annähernd konstant bleibt. Daraus ergibt sich im 50 Ω -System ($Z_0 = 50 \Omega$ und $R_0 = 50 \Omega$, $R_L = 50 \Omega$) mit $R_E = 10 \Omega$ im optimalen Anpassungsfall ($R_F = 250 \Omega$, z.B. aus **Gl. 2.87**) eine Verstärkung von 12 dB ($V = -4$) und eine 3 dB-Bandbreite von 500 MHz bis 1 GHz.

Eine Erhöhung der Verstärkung bei etwa gleichem Verstärkungs-Bandbreite-Produkt kann erreicht werden, wenn man zwei npn-Transistoren als integrierte Darlington-Verstärker, d.h. mit gemeinsamem Kollektor, in die Gegenkopplungsschaltung aufnimmt (**Abb. 2.39**). Dies bewirkt natürlich auch eine höhere Rauschzahl als bei einem einzelnen Transistor infolge der internen Fehlanpassung.

(2) Für GaAs-MESFETs lässt sich ein Niederfrequenzmodell der Gegenkopplung mit einem Gültigkeitsbereich bis ca. 1,5 GHz mit Hilfe von S-Parametern ableiten. Hier ist im Hinblick auf geringe Rauschzahl die Beschränkung auf die Parallelgegenkopplung ratsam: R_S sei der parasitäre Sourcewiderstand des Transistors (entspricht R_E in **Abb. 2.38**).

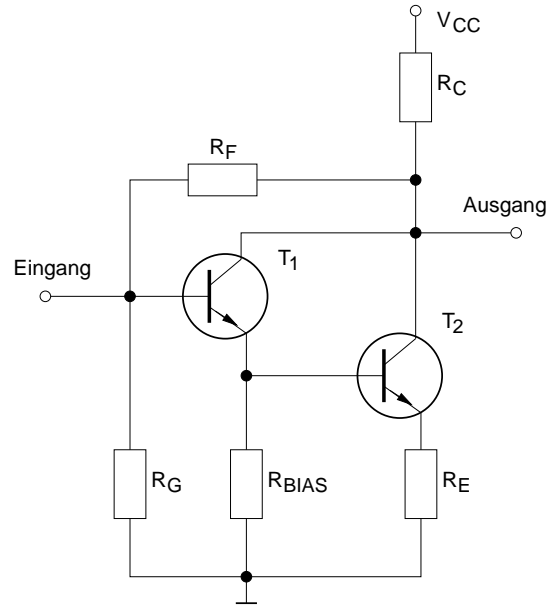


Abb. 2.39: Monolithischer Si-IC in Darlington-Schaltung mit ohmscher Rückkopplung. Bandbreite: 0,1 bis 2,0 GHz.

Reflexionsfaktoren:

$$S_{11} = S_{22} = \frac{1}{\Delta} \left(1 - \frac{g_m Z_0^2}{R_F (1 + g_m R_S)} \right) \quad (2.88)$$

Rückwärtsübertragung:

$$S_{12} = \frac{1}{\Delta} \left(\frac{2Z_0}{R_F} \right) \quad (2.89)$$

Vorwärtsübertragung:

$$S_{21} = \frac{1}{\Delta} \left(\frac{-2g_m Z_0}{1 + g_m R_S} + \frac{2Z_0}{R_F} \right) \quad (2.90)$$

mit

$$\Delta = 1 + \frac{2Z_0}{R_F} + \frac{g_m Z_0^2}{R_F (1 + g_m R_S)} \quad , \quad g_m = \text{Steilheit}$$

Des weiteren gilt für die Rauschzahl F , den Parallelrückkopplungswiderstand R_F (Bedingung der Eingangsanpassung) und die Bandbreite B ($g_F = 1/R_F$, $g_{ds} = 1/r_{ds}$):

$$F = 1 + \frac{g_F (1 + g_m Z_0)^2 + g_m (1 + g_F Z_0)^2 P}{(g_F - g_m)^2 Z_0} \quad (2.91)$$

$$R_F = (g_m + g_{ds}) \frac{Z_0^2}{1 + g_{ds} Z_0} \quad (2.92)$$

$$B = \frac{1 + (2g_F + g_{ds})Z_0 + (g_m + g_{ds})g_F Z_0^2}{2C_{gs} Z_0 [1 + (g_F + g_{ds})Z_0]} \quad (2.93)$$

Hierbei ist P ein vom spezifischen Halbleiterbauelement abhängiger dimensionsloser Faktor der aus dem mittleren quadratischen Drain-Source-Rauschstrom $\langle i_{dn}^2 \rangle = 4kT \cdot \Delta f \cdot g_m \cdot P$ bestimmt werden kann.

Unter den Bedingungen einer idealen Anpassung ($S_{11} = S_{22} = 0$) sowie eines Transistorausgangsleitwertes $g_{ds} = 0$ lassen sich für den Übertragungsgewinn und den Rückkopplungswiderstand Näherungen aufstellen, die den Zusammenhang zwischen Schaltungsentwurf und Kenndaten überschaubar machen:

$$\frac{G}{\text{dB}} = 20 \lg(g_m Z_0 - 1) \quad (2.94)$$

$$R_F = g_m Z_0^2 \quad (2.95)$$

Daraus folgt, dass ein Verstärker mit $G = 10$ dB zwischen 50 Ω -Abschlüssen eine Mindeststeilheit von 83 mS benötigt und dass der Rückkopplungswiderstand 208 Ω betragen muss. Es lässt sich auf diese Weise ein Stehwellenverhältnis von $\leq 2:1$ breitbandig ohne wesentliche Verschlechterung der Rauschzahl bei Verwendung genügend großer Transistoren (Gateweite ca. 1 mm) erreichen. Daraus lässt sich ferner ableiten, dass GaAs-MESFETs mit ausschließlich ohmscher Parallelgegenkopplung im Idealfall ohne Anpassungsnetzwerk eine 3 dB-Bandbreite von 6 GHz aufweisen, in der Praxis liegt sie zwischen 3 und 4,5 GHz.

Zur weiteren Erhöhung der Bandbreite fügt man Reaktanzelemente in die Schaltung ein (**Abb. 2.38**), die primär den Gegenkopplungsfaktor am oberen Bandende reduzieren. Dies kann durch eine kapazitive Überbrückung des Sourcewiderstandes mit C_S erreicht werden, durch induktive Parallelkompensation am Eingang und Ausgang über L_{G2} und L_{D2} , induktive Serienkompensation am Eingang über L_{G1} und am Ausgang über L_{D1} , sowie eine Induktivität L_F im Rückkopplungsweig. In mehrstufigen Anordnungen wird aus Stabilitätsgründen auf eine über mehrere Stufen wirkende Rückkopplung verzichtet, besonders wenn das zu überbrückende Frequenzband breit ist und statt dessen die Kaskadierung einstufiger, gegengekoppelter Verstärker bevorzugt.

Balancierter Verstärker mit 3 dB-Branchline-Kopplern

Eine andere Methode zur Erzielung von Breitbandigkeit stellt ein Balancierter Verstärker nach **Abb. 2.40** dar, wobei zwei Verstärkerstufen eingangs- und ausgangsseitig über 3 dB-Branchline-Koppler (90°-Hybridkoppler) parallel geschaltet

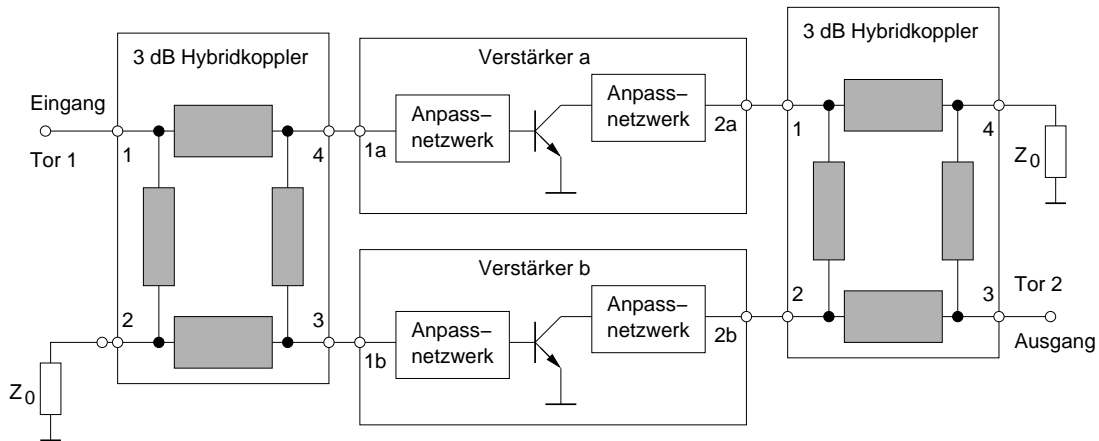


Abb. 2.40: Balancierter Verstärker mit 3 dB Branchline-Kopplern.

werden. Dabei teilt der $\lambda/4$ lange Eingangskoppler die Eingangsleistung gleichmäßig auf beide Verstärker auf, der Ausgangskoppler addiert die Signale wieder vektoriell. Reflektierte Leistungen aufgrund von Fehlanpassungen des Verstärkers am Eingang oder Ausgang werden auf die entsprechende $50\ \Omega$ -Last ausgekoppelt. Verwendet man anstelle der Branchline-Koppler sogenannte Ratrace-Koppler (180° -Hybridkoppler) so erhält man einen Gegentaktverstärker.

Es kann gezeigt werden, dass für die Streuparameter S_{ij} ($i, j = 1, 2$) der in **Abb. 2.40** dargestellten Gesamtschaltung folgender Zusammenhang gilt:

$$|S_{11}| = 0,5 |S_{11_a} - S_{11_b}| \quad , \quad |S_{21}| = 0,5 |S_{21_a} + S_{21_b}| \quad (2.96)$$

$$|S_{12}| = 0,5 |S_{12_a} + S_{12_b}| \quad , \quad |S_{22}| = 0,5 |S_{22_a} - S_{22_b}|$$

Die Streuparameter S_{ija} bzw. S_{ijb} bezeichnen die jeweiligen Streuparameter der Kettenschaltung Anpassnetzwerk-Verstärker-Anpassnetzwerk. Die Streumatrix des 3 dB-Kopplers bei der Mittenfrequenz lautet:

$$S_{\text{Koppler}} = -\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & j \\ 0 & 0 & j & 1 \\ 1 & j & 0 & 0 \\ j & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.97)$$

Sind beide Verstärker identisch, so gilt unabhängig von eventuellen Fehlanpassungen der Einzelverstärker für den Gesamtverstärker gemäß **Gl. 2.96** $S_{11} = 0$ und $S_{22} = 0$. Die Verstärkung und Rückwirkung entsprechen den Werten einer einzelnen Stufe. Die Bandbreite des Verstärkers wird begrenzt durch die Bandbreite des Richtkopplers. Die Vorteile eines solchen Balancierten Verstärkers sind im einzelnen:

- Der Einzelverstärker kann auf maximale Breitbandigkeit (ebener Verstärkungsverlauf) und geringe Rauschzahl ausgelegt werden, wobei auf das sich ergebende, frequenzabhängige hohe VSWR keine Rücksicht genommen werden muss, solange nur beide Verstärker gleich sind.
- Hohe Stabilität durch ein hohes Maß an Entkopplung.
- Die maximale verzerrungsfreie Ausgangsleistung ist doppelt so groß wie bei einem Einzelverstärker.
- Bei Ausfall einer Stufe arbeitet der Verstärker mit reduzierten Leistungsdaten weiter (1/4 der Leistung: -6 dB, ungefähr verdoppelte Rauschzahl).
- Einfache Kaskadierbarkeit mit anderen Einheiten, da jede Stufe durch einen Koppler abgetrennt ist.

Nachteile sind der größere Stromverbrauch, die höheren Bauteilekosten und der vergrößerte Platzbedarf.

Wanderwellenverstärker (Verteilter Verstärker)

Neben den eher klassischen Verfahren für Breitbandverstärker sei hier noch der Wanderwellenverstärker dargestellt. Das Grundprinzip kann aus **Abb. 2.41** abgeleitet werden. Mehrere FETs werden sowohl am Gate als auch am Drain über

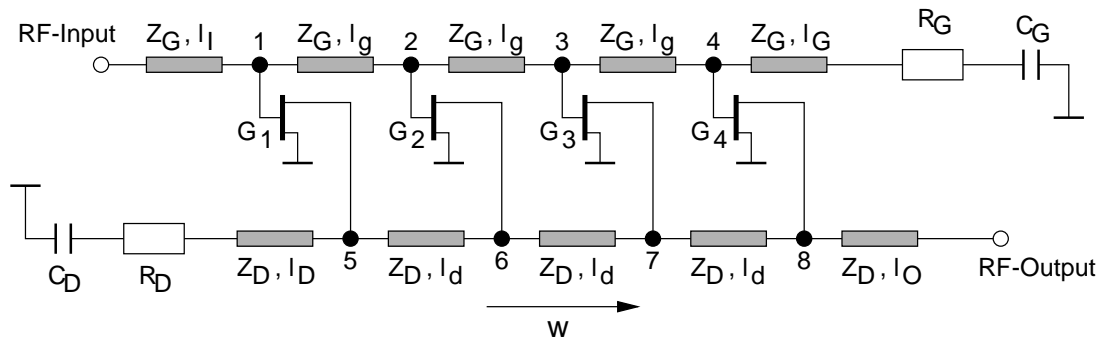


Abb. 2.41: Schematische Darstellung eines vierstufigen Wanderwellenverstärkers (eindimensionaler verteilter Verstärker) mit FETs.

Leitungsstücke parallel geschaltet. Bei entsprechender Dimensionierung (die einzelnen Gate-Verzögerungsleitungen besitzen alle die gleiche Länge, ebenso sind alle Drain-Verzögerungsleitungen immer gleich lang) der Koppelleitungen an den Gates und Drains kann z.B. erreicht werden, dass die Signallaufzeit von Punkt 1 in **Abb. 2.41** über 2 nach 6 identisch ist mit der von 1 über 5 nach 6. Dadurch angeregt laufen an den einzelnen Drains verstärkte Leistungswellen aus,

deren Anteile sich in positiver w -Richtung an den Punkten 6 bis 8 konstruktiv überlagern. Die Anteile in negativer w -Richtung werden, sofern sie nicht durch destruktive Interferenz an den Punkten 7 bis 5 eliminiert wurden, in dem Realteil der Drainimpedanz vernichtet.

Vorteil einer solchen Schaltungsart gegenüber einfachem Parallelschalten mehrerer FETs ist, dass zwar die Steilheiten g_{mi} der Bausteine aufaddiert werden, nicht jedoch die Gate- und Drainkapazitäten. Während beim einfachen Parallelschalten das Verstärkungs-Bandbreite-Produkt konstant bleibt, steigt es beim Wanderwellenverstärker mit der Anzahl n der verwendeten FETs an, d.h. bei gleicher Verstärkung kann eine höhere Bandbreite erzielt werden.

Um den Gewinn, abhängig von der Stufenzahl n und den Schaltungsparametern zu bestimmen, wird nun das aus **Abb. 2.41** abgeleitete Ersatzschaltbild **Abb. 2.42** verwendet.

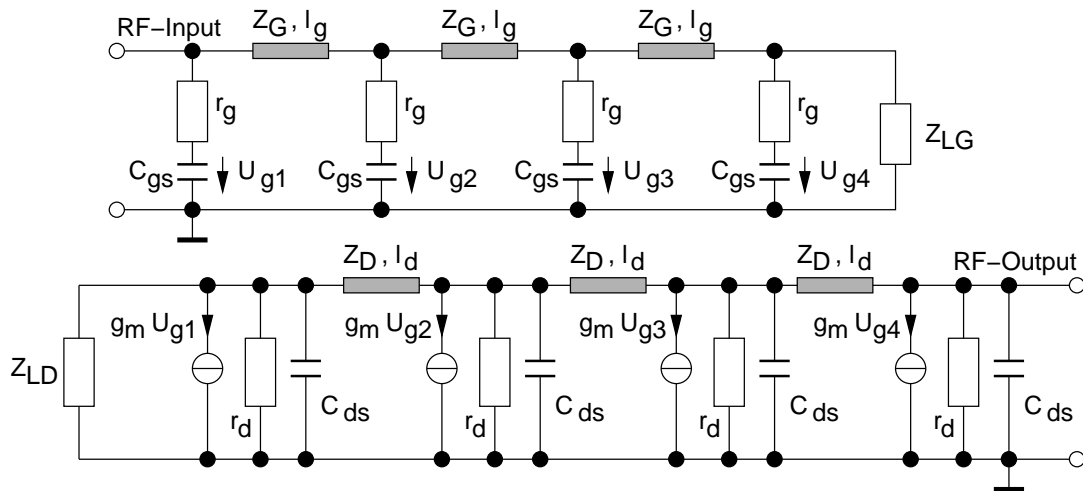


Abb. 2.42: Vereinfachtes Ersatzschaltbild eines Wanderwellenverstärkers mit FETs, wobei die FETs als rückwirkungsfrei ($S_{12} = 0$) angenommen sind.

Unter der Annahme, dass l_g und l_d klein gegen die Wellenlänge sind, und unter Vernachlässigung von r_g und r_d können die Ein- und Ausgangskapazitäten C_{gs} und C_{ds} direkt der Leitung zugeschlagen werden, wodurch sich aus **Gl. 2.98** und **Gl. 2.99** der neue Wellenwiderstand Z_g bzw. Z_d der Verbindungsleitungen ergibt.

$$Z_g \approx \left[\frac{L'_g}{C'_g + C_{gs}/l_g} \right]^{1/2} \quad (2.98)$$

$$Z_d \approx \left[\frac{L'_d}{C'_d + C_{ds}/l_d} \right]^{1/2} \quad (2.99)$$

Hierbei sind L'_g , C'_g , L'_d und C'_d die auf den Leitungslängen l_g bzw. l_d auftretenden Induktivitäts- und Kapazitätsbeläge der Verbindungsleitungen. Unter Einsatz der Theorie für rückwirkungsfrei verkoppelte Leitungen ($C_{gd} = 0$, also $S_{12} = 0$) kann aus **Abb. 2.42** der Gewinn einer n -stufigen Anordnung mit Hilfe von **Gl. 2.100** ermittelt werden:

$$G = g_m^2 Z_d Z_g \left| \frac{\gamma_g l_g [\exp(-\gamma_g l_g n) - \exp(-\gamma_d l_d n)]}{\gamma_g^2 l_g^2 - \gamma_d^2 l_d^2} \right|^2 \quad (2.100)$$

mit

$$\gamma_g \approx j\omega \sqrt{L'_g \left(C'_g + \frac{C_{gs}}{l_g} \right)} + \frac{r_g \omega^2 C_{gs}^2}{2l_g} \sqrt{\frac{L'_g}{C'_g + \frac{C_{gs}}{l_g}}} = j\beta_g + \alpha_g \quad (2.101)$$

und

$$\gamma_d \approx j\omega \sqrt{L'_d \left(C'_d + \frac{C_{ds}}{l_d} \right)} + \frac{1}{2r_d l_d} \sqrt{\frac{L'_d}{C'_d + \frac{C_{ds}}{l_d}}} = j\beta_d + \alpha_d \quad (2.102)$$

Werden normale Betriebsbedingungen angesetzt, so laufen die Wellen in Gate- und Drainleitung nahezu synchron, d.h. $\beta_g l_g \approx \beta_d l_d$. Wenn außerdem dämpfungsarme Leitungen angenommen werden ($|\gamma_g| \approx |\beta_g|$, $|\gamma_d| \approx |\beta_d|$) und $Z_g \approx Z_d = Z_0$, so reduziert sich **Gl. 2.100** zu

$$G = \frac{g_m^2 Z_0^2 [\exp(-\alpha_g l_g n) - \exp(-\alpha_d l_d n)]^2}{4 (\alpha_g l_g - \alpha_d l_d)^2} \quad (2.103)$$

Aus dieser Beziehung wird deutlich, dass durch Erhöhung der Stufenzahl n der Gewinn nicht unbedingt ansteigen muss. Für große Werte von n kann der Gewinn sogar gegen Null gehen. Eine optimale Stufenzahl ergibt sich zu $n_{opt} \approx \ln(\alpha_g l_g / \alpha_d l_d) / (\alpha_g l_g - \alpha_d l_d)$. Wenn die Verluste α_d der Drainkettenleitungen gegenüber denjenigen der Gateverbindungen vernachlässigbar sind, so kann der zweite Term im Zähler und Nenner von **Gl. 2.103** vernachlässigt und die Exponentialfunktion in eine Reihe entwickelt werden (solange die Beziehung $\alpha_g l_g n < 1$ erfüllt ist), und es ergibt sich für den Gewinn

$$G \approx \frac{g_m^2 n^2 Z_0^2}{4} \left(1 - \frac{\alpha_g l_g n}{2} + \frac{\alpha_g^2 l_g^2 n^2}{6} \right)^2 \quad (2.104)$$

In diesem praxisbezogenen Betriebsfall ist der Gewinn bei kleinem n zunächst proportional dem Quadrat von n . Aus $\alpha_g l_g n \leq 1$ ergibt sich zusammen mit α_g aus **Gl. 2.101** und **Gl. 2.98** eine Designvorschrift für die optimale Stufenzahl durch

$$r_g \omega^2 C_{gs}^2 Z_0 n \leq 2 \quad (2.105)$$

Die Vorzüge dieser Schaltungsweise seien an den **Abb. 2.43** bis **2.45** gezeigt. In **Abb. 2.43** ist der frequenzabhängige Gewinn als Funktion der Stufenzahl

aufgetragen. Es ist ersichtlich, dass für $n = 4$ Stufen ein Optimum der Flachheit erzielt werden konnte. Berechnet wurde hierbei das Beispiel eines Verstärkers für 2–12 GHz mit GaAs-MESFETs mit 1 μm Gatelänge. Die Abhängigkeit des Frequenzgangs der Verstärkung von den inneren Drain- und Gatewiderständen r_d und r_g der FETs ist in den **Abb. 2.44** und **2.45** dargestellt. Es zeigt sich, dass auch hier für festgehaltene Stufenzahl n optimale Widerstände existieren ($r_g = 22 \Omega, r_d = 464 \Omega$), wobei jedoch gleichzeitig die Absolutverstärkung geringer als maximal möglich ist. **Abb. 2.46** zeigt einen praktischen Aufbau der Schaltung auf einem GaAs-Substrat als MMIC.

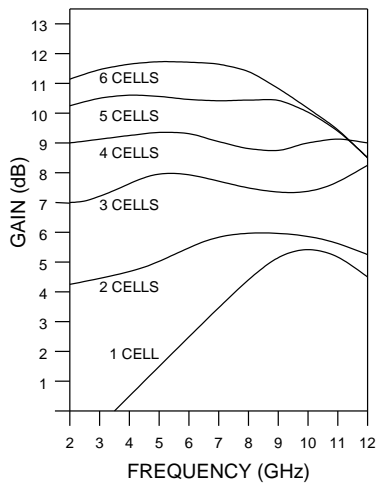


Abb. 2.43: Verstärkung in Abhängigkeit von der Frequenz bei unterschiedlicher Stufenzahl.

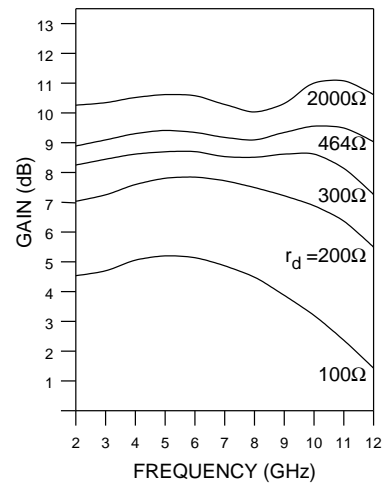


Abb. 2.44: Frequenzgang der Verstärkung bei unterschiedlichen inneren Drainwiderständen r_d für $n = 4$.

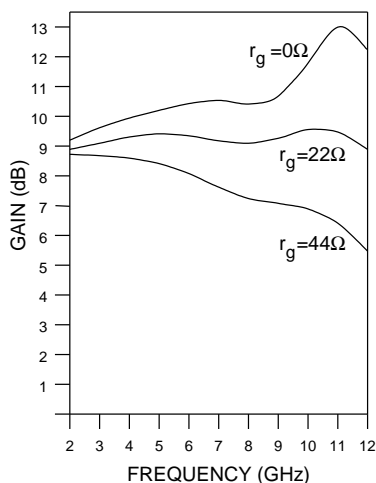


Abb. 2.45: Frequenzgang der Verstärkung bei unterschiedlichen inneren Gatewiderständen r_g für $n = 4$.

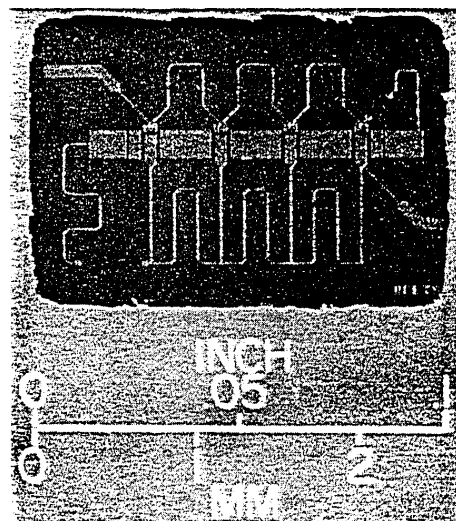


Abb. 2.46: Praktischer Aufbau eines vierstufigen Wanderwellenverstärkers auf einem GaAs-Substrat als MMIC.

2.2 Eintorverstärker

Neben aktiven Drei- bzw. Vierpolen finden aktive Zweipole (Eintore) Anwendung in Mikrowellenverstärkern. Aktive Eintore weisen unter bestimmten Betriebsbedingungen einen negativen Realteil in ihrer Klemmenimpedanz auf. Zu diesen Elementen gehören die Tunneldiode, die Lawinenlaufzeitdiode (IMPATT-Diode), das Gunn-Element und die Varaktordiode mit zeitlich veränderlichem Blindwiderstand.

Das vereinfachte Prinzipschaltbild eines Eintor-Verstärkers zeigt **Abb. 2.47**. Der aktive Zweipol wird hierin durch den negativen Widerstand $-R_n$ ($R_n > 0$) und durch eine äquivalente Leerlauf-Rauschspannungsquelle $S_u(\omega)$ beschrieben.

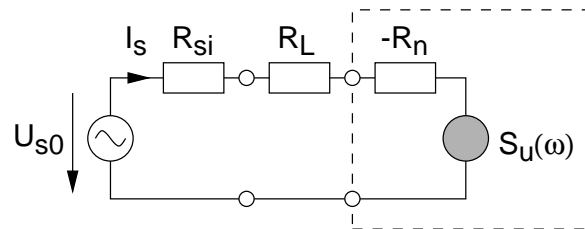


Abb. 2.47: Prinzipschaltbild eines Eintor-Verstärkers.

Für den Übertragungsgewinn (Gl. 2.43) ergibt sich nach **Abb. 2.47**:

$$G_T = \frac{P_2}{P_{1V}} = 4R_{si}R_L \left| \frac{I_S}{U_{s0}} \right|^2 = \frac{4R_{si}R_L}{|Z_{ges}|^2} = \frac{4R_{si}R_L}{(R_{si} + R_L - R_n)^2} \quad (2.106)$$

Es muss aus Stabilitätsgründen $R_n < R_{si} + R_L$ bleiben. Praktisch ist meist $R_n \leq 0,9 \cdot (R_{si} + R_L)$ und damit für $R_{si} = R_L$ der Übertragungsgewinn $G_T \leq 100$ (20 dB). Dieser Verstärker kann als übertragungssymmetrischer Eintorverstärker entweder am Eingang ($R_{si} \approx R_L - R_n$) oder am Ausgang ($R_L \approx R_{si} - R_n$) angepasst betrieben werden.

Vorzugsweise werden Verstärker mit aktivem Eintor jedoch als Reflexionsverstärker aufgebaut, bei denen Generator, Lastwiderstand und der negative Widerstand durch ein nicht übertragungssymmetrisches Element in Form eines Zirkulators voneinander getrennt und damit der Eintor- zum Zweitoreverstärker erweitert wird.

In **Abb. 2.48** ist die Schaltung eines Reflexionsverstärkers mit 4-Tor-Zirkulator dargestellt. Der negative Widerstand $-R_n$ bewirkt am Tor 2 des Zirkulators einen Reflexionsfaktor mit dem Betrag $|\underline{r}_2| > 1$. Die vom Signalgenerator am Tor 1 gelieferte Leistung wird hierdurch verstärkt dem Lastwiderstand R_L am Tor 3 zugeführt. Am Tor 4 ist der Zirkulator mit dem Widerstand Z_0 reflexionsfrei abgeschlossen, um eine Rückwirkung vom Tor 3 zum Tor 1 auszuschließen.

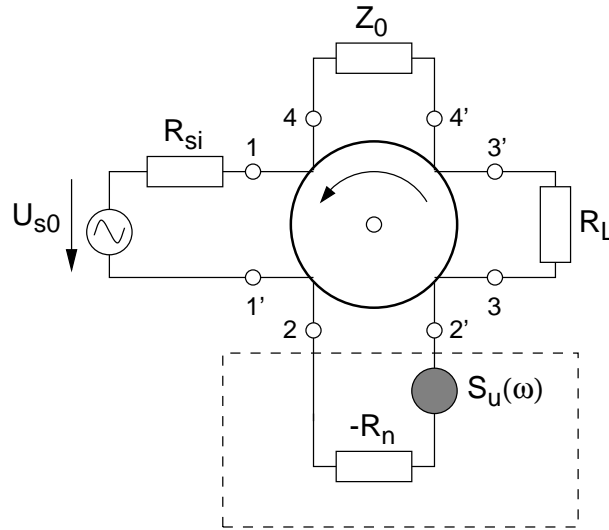


Abb. 2.48: Prinzipschaltbild eines Reflexionsverstärkers.

Die maximal verfügbare Betriebsleistungsverstärkung des Reflexionsverstärkers, d.h. bei Anpassung am Eingang und Ausgang, ist bei verlustfreiem Zirkulator gleich dem Quadrat des Betrages des Reflexionsfaktors am Tor 2:

$$G_{max} = |r_2|^2 = \left| \frac{Z_0 + R_n}{Z_0 - R_n} \right|^2 > 1 \quad (2.107)$$

Es lassen sich nicht beliebig hohe Werte der Betriebsleistungsverstärkung erreichen. Aus Stabilitätsgründen wird für eine Verstärkerstufe $G_{max} \approx 30$ bis 100 (entsprechend 15 bis 20 dB) gewählt. Die Stabilitätsgrenze wird bei $Z_0 = R_n$ erreicht.

Die effektive Rauschtemperatur am Eingang des Verstärkers bei beidseitiger Anpassung ist gegeben durch

$$T = S_u(\omega) \cdot \frac{1 - 1/G_{max}}{4kR_n} \quad (2.108)$$

2.2.1 Reflexionsverstärker mit Tunnelodiode

Tunnelioden bestehen aus pn-Übergängen mit hochdotierten p- und n-Halbleitern (10^{19} – 10^{20} Atome/cm³). Das Kleinsignalersatzschaltbild für eine Tunnelodiode (Esaki, 1958), deren Arbeitspunkt A in den fallenden Teil der Kennlinie (Abb. 2.49) gelegt wird, zeigt Abb. 2.50.

Der dynamische negative Widerstand $-R_n$ ($R_n > 0$) ist bis weit in den Mikrowellenbereich hinein unabhängig von der Frequenz. Das Betriebsverhalten wird

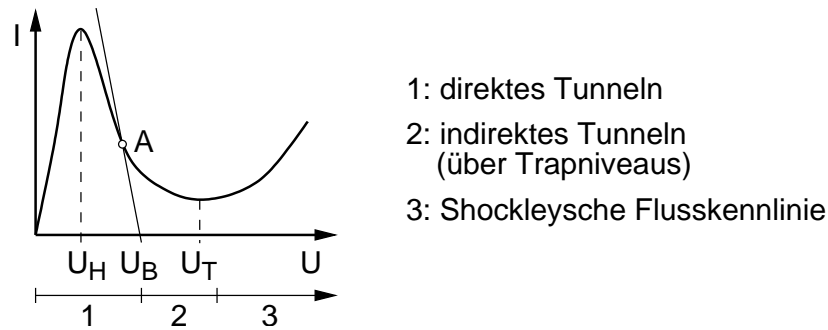


Abb. 2.49: Kennlinie einer Tunneldiode mit Arbeitspunkt A.

U_H : Höckerspannung (ca. 60 mV für Germanium und 100 mV für GaAs).

U_T : Talspannung (ca. 250 bis 450 mV für Germanium und 450 bis 650 mV für GaAs, entspricht Knickspannung einer gewöhnlichen Diode).

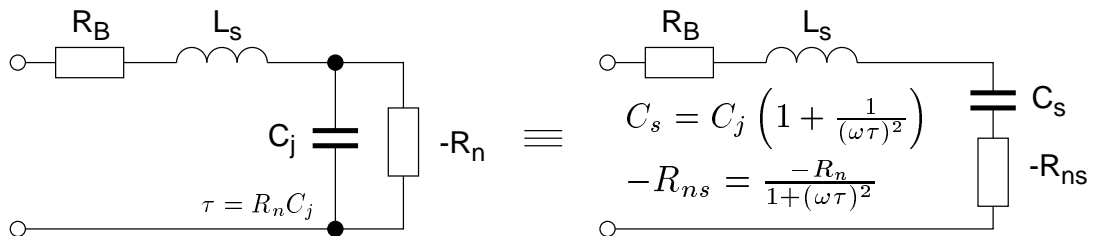


Abb. 2.50: Kleinsignalersatzschaltbild einer Tunneldiode, rechts Serienersatzschaltung.

nach höheren Frequenzen hin durch die Sperrschichtkapazität C_j und den Bahnwiderstand R_B begrenzt. L_s stellt die innere Zuleitungsinduktivität dar.

Nach **Abb. 2.50** erhält man bei der Kreisfrequenz ω die Kleinsignalimpedanz der Tunneldiode nach Umrechnung in die Seriengrößen R_{ns} und C_s mit $\tau = R_n C_j$.

$$Z(\omega) = R_B - R_{ns} + j\omega L_s + \frac{1}{j\omega C_s} \quad (2.109)$$

$$Z(\omega) = R_B - \frac{R_n}{1 + (\omega\tau)^2} + j \left(\omega L_s - \frac{\omega\tau R_n}{1 + (\omega\tau)^2} \right)$$

Wegen $R_B \ll R_n$ ist bei tiefen Frequenzen $\text{Re}(Z) < 0$. Damit der Realteil von $Z(\omega)$ negativ bleibt, muss die Frequenz kleiner sein als die Grenzfrequenz f_c , bei der $\text{Re}(Z) = 0$ wird:

$$f_c = \frac{1}{2\pi R_n C_j} \sqrt{\frac{R_n - R_B}{R_B}} \quad (2.110)$$

Bei Mikrowellen-Tunnelnioden lassen sich Grenzfrequenzen bis zu 100 GHz erreichen. Der Imaginärteil der Impedanz $Z(\omega)$ wird zu Null bei der Eigenresonanzfrequenz f_r der Diode:

$$f_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_s C_j}} \sqrt{1 - \frac{L_s}{C_j R_n^2}} \quad (2.111)$$

Wenn $L_s/(C_j R_B) < R_n$ so ist $f_r > f_c$.

Unterhalb ihrer Grenzfrequenz lassen sich mit Tunnelnioden einfache Verstärker aufbauen. Hierin liegt der Hauptanwendungsbereich von Tunnelnioden in der Mikrowellentechnik. Das Prinzipschaltbild eines Tunnelniodenverstärkers ist in **Abb. 2.51a** dargestellt.

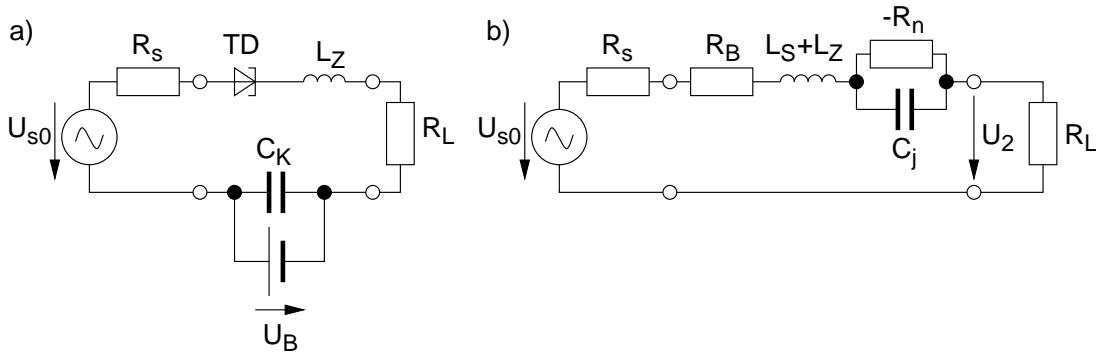


Abb. 2.51: a) Prinzipschaltbild eines Tunnelniodenverstärkers in Serienschaltung.
b) Kleinsignalersatzschaltbild des Tunnelniodenverstärkers.

Die Tunnelnioden TD ist in Serie zum Signalgenerator mit der Leerlaufspannung U_{s0} und dem Innenwiderstand R_s und zum Lastwiderstand R_L geschaltet. Der Arbeitspunkt der Tunnelnioden wird mit der Vorspannung U_B eingestellt. Der Kondensator C_k soll bei den Betriebsfrequenzen einen Kurzschluss darstellen, an ihm liegt eine reine Gleichspannung. Mit **Abb. 2.50** erhalten wir das in **Abb. 2.51b** dargestellte Kleinsignalersatzschaltbild des Tunnelniodenverstärkers.

Die Erweiterung zum Reflexionsverstärker zeigt **Abb. 2.52**:

Nach **Abb. 2.51** erhalten wir mit **Gl. 2.109** den Übertragungsleistungsgewinn

$$G_T = \frac{4R_s R_L}{\left(R_s + R_L + R_B - \frac{R_n}{1+(\omega\tau)^2}\right)^2 + \left(\omega(L_z + L_s) - \frac{\omega\tau R_n}{1+(\omega\tau)^2}\right)^2} \quad (2.112)$$

Man erkennt, dass für $f < f_r$ der Imaginärteil der Diodenimpedanz durch L_z z.B. für die Bandmitte ω_m des Verstärkers kompensiert werden kann. Um eine hohe Leistungsverstärkung zu erzielen, muss auch der Realteil der Impedanz im

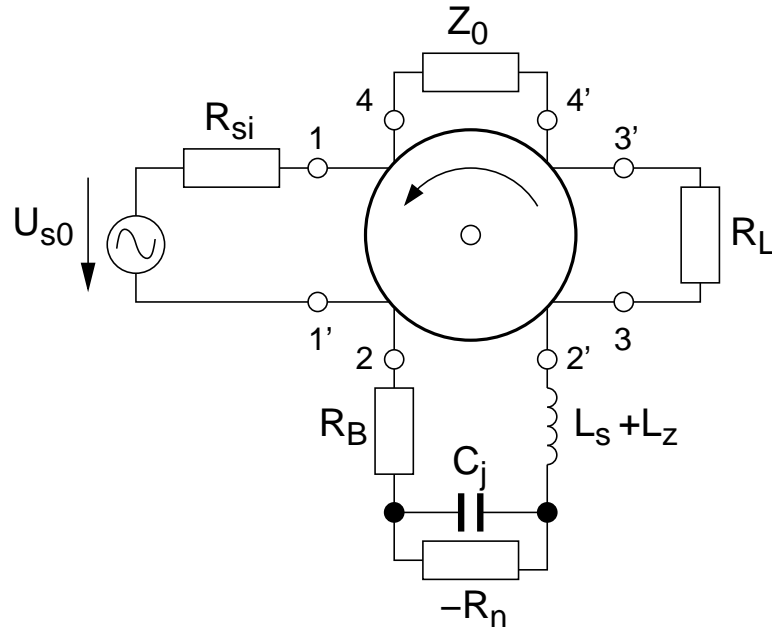


Abb. 2.52: Kleinsignalersatzschaltbild des Tunneldiodenverstärkers mit Zirkulator.

Nenner kompensiert werden. Die Abgleichbedingung für die Summe aus Bahn-, Last- und Generatorinnenwiderstand lautet:

$$R_s + R_L + R_B \approx \frac{R_n}{1 + (\omega_m \tau)^2} \quad (2.113)$$

Die Bandbreite des Verstärkers wird nach **Gl. 2.112** und **Gl. 2.113** im wesentlichen durch die Größe der Zeitkonstanten $\tau = R_n C_j$ bestimmt. Neben den Erfordernissen für Verstärkung und Bandbreite sind die Stabilitätsbedingungen zu beachten. Sie lauten für einen Verstärker nach **Abb. 2.51**:

$$R_s + R_L + R_B < R_n \quad \text{und} \quad L_Z + L_s < C_j R_n (R_s + R_L + R_B) \quad (2.114)$$

Für den Verstärker mit Zirkulator nach **Abb. 2.52** erhalten wir entsprechend **Gl. 2.107** den maximal verfügbaren Leistungsgewinn:

$$G_{max} = \frac{\left[Z_0 - R_B + \frac{R_n}{1 + (\omega \tau)^2} \right]^2 + \left[\omega (L_Z + L_s) - \frac{\omega \tau R_n}{1 + (\omega \tau)^2} \right]^2}{\left[Z_0 + R_B - \frac{R_n}{1 + (\omega \tau)^2} \right]^2 + \left[\omega (L_Z + L_s) - \frac{\omega \tau R_n}{1 + (\omega \tau)^2} \right]^2} \quad (2.115)$$

Die Stabilitätsbedingungen lauten hierfür:

$$Z_0 + R_B < R_n \quad \text{und} \quad L_Z + L_s < C_j R_n (Z_0 + R_B) \quad (2.116)$$

Als interne Rauschquellen sind bei der Tunnelodiode das Schrotrauschen des Diodegleichstroms I_0 im Arbeitspunkt und das thermische Rauschen des Bahnwiderstandes R_B bei der Diodentemperatur T_D zu berücksichtigen. Für einen Verstärker nach **Abb. 2.52** ergibt sich die minimale effektive Rauschtemperatur bei hoher Verstärkung (mit R_n und R_{ns} nach **Gl. 2.109**) zu:

$$T_{min} \approx T_D \frac{R_B}{R_{ns} - R_B} + \frac{eI_0R_n}{2k} \frac{R_{ns}}{R_{ns} - R_B} \quad (2.117)$$

Der minimale Wert des Produkts I_0R_n , auch Rauschkonstante der Tunnelodiode genannt, beträgt je nach Halbleitermaterial $I_0R_n \approx 45$ bis 75 mV. Für die effektive Rauschtemperatur des Verstärkers mit R_n bzw. R_{ns} erhalten wir damit $eI_0R_n/2k = 250$ K bis 450 K (Entspricht einer Rauschzahl $NF = 2,7$ dB bis 4 dB). Bei Mikrowellen-Tunnelioden ist $R_n \approx (5 \text{ bis } 25) \cdot R_B$, so dass die Rauschtemperatur des Verstärkers hauptsächlich durch das Schrotrauschen der Tunnelodiode bestimmt wird. Bei Frequenzen um 1 GHz erhält man eine Rauschtemperatur von 300 K ($NF = 3$ dB), bei 18 GHz etwa 1000 K ($NF = 6,4$ dB).

Die Bandbreite eines Tunnelioden-Zirkulatorverstärkers wird im wesentlichen durch die Bandbreite der Stabilisierungs- und Entkopplungsnetzwerke bestimmt. Bei Frequenzen von einigen GHz wird eine Bandbreite von 1 GHz bei einer Ausgangsleistung von 10 mW und einer Verstärkung von 10 dB erreicht.

2.2.2 Reflexionsverstärker mit Gunn-Elementen und Lawinenlaufzeitdioden

Die bei Tunnelioden erzielbare Ausgangsleistung ist relativ gering (< 1 bis 10 mW). Höhere Ausgangsleistungen lassen sich mit Gunn-Elementen oder Lawinenlaufzeitdioden als aktiven Zweipolen erreichen. Gunn-Elemente weisen bei unterkritischer Dotierung ($N_D w < 10^{12}$ cm $^{-2}$ bei GaAs; N_D : Donatorendichte, w : Länge der aktiven Zone) im Bereich negativer differentieller Beweglichkeit bei bestimmten Frequenzen einen negativen differentiellen Leitwert auf, ohne dass es zu bleibenden Domänen kommt. Dies kann zur Signalverstärkung genutzt werden. Die niedrigste Frequenz, bei der dies geschieht, entspricht etwa dem Kehrwert der Domänenlaufzeit t . Bei überkritischer Dotierung tritt dieser negative differentielle Leitwert nur bei bestimmten Bereichen der Betriebsspannung am Gunn-Element auf. Hohe Ausgangsleistungen bei Pulsbetrieb, wie dies z.B. für Radaranwendungen erforderlich ist, lassen sich mit Lawinenlaufzeitdioden (IMPATT-Dioden: **Impact Avalanche Transit Time**) bzw. Lawinenlaufzeitdioden im TRAPATT-Mode (**TRApped Plasma Avalanche Triggered Transit**, für niedrige Frequenzen) bei sehr hohen Überspannungen in Sperrrichtung erreichen; die Leistungen entsprechen etwa den im Oszillatorbetrieb erreichbaren

Werten. TRAPATT-Dioden liefern 400 W (gepulst) bei 1 GHz mit 60% Wirkungsgrad. Das Prinzipschaltbild eines derartigen Verstärkers zeigt **Abb. 2.53a**.

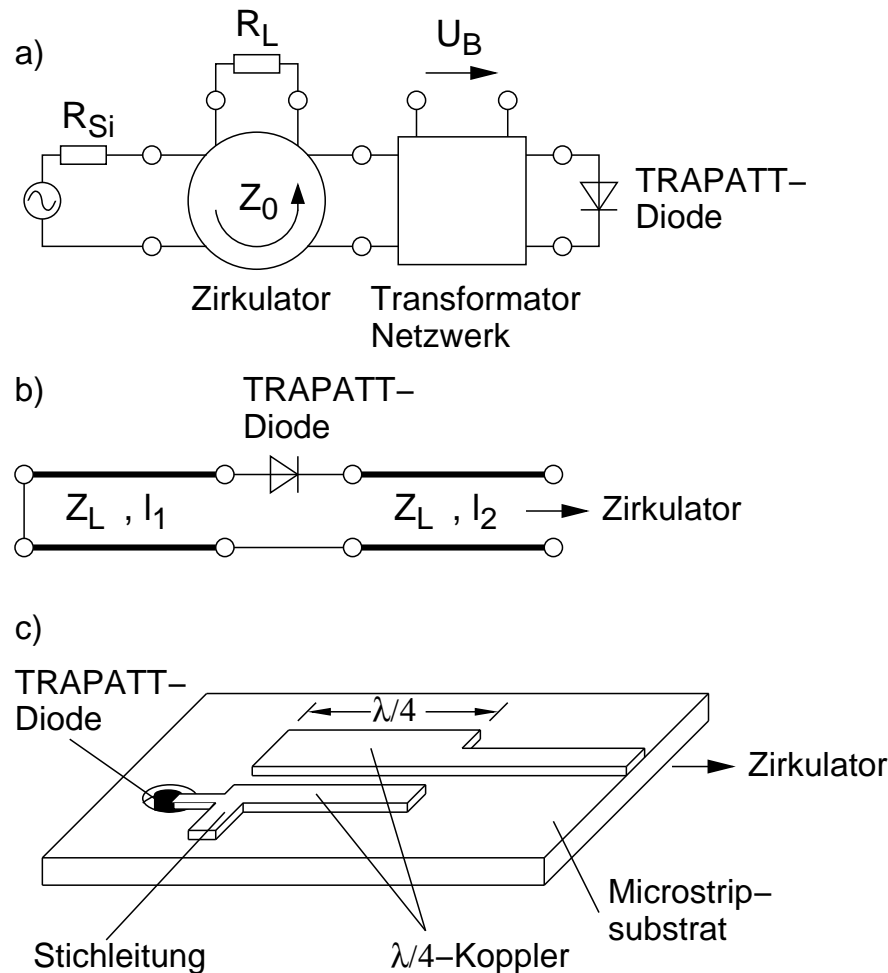


Abb. 2.53: a) Reflexionsverstärker mit TRAPATT-Diode;
 b) Realisierung des Transformator-Netzwerkes mit Serienleitungen;
 c) Realisierung des Transformator-Netzwerkes mit $\lambda/4$ -Koppler in Microstrip-Technik.

Das gegenüber **Abb. 2.52** zusätzlich vorhandene Transformator-Netzwerk sorgt nicht nur bei der Signalfrequenz für eine Anpassung der Diode an die Innenimpedanz Z_0 , sondern auch bei Oberschwingungen der Signalfrequenz, um einen stabilen Verstärkerbetrieb zu ermöglichen. Die Betriebsspannung U_B wird entsprechend dem gewünschten Tastverhältnis des Ausgangssignals gepulst.

Die **Abb. 2.53b** und **c** zeigen zwei mögliche Ausführungen des Transformator-Netzwerkes (ohne Gleichspannungszuführung). In **Abb. 2.53b** wird der gewünschte Impedanzverlauf über die beiden in Reihe zur Diode geschalteten Leitungen erzielt, in **Abb. 2.53c** wird die Diode über einen $\lambda/4$ -Koppler an den Zirkulator angeschlossen. Die erreichbare Verstärkung derartiger Verstärker liegt bei ca. 5 bis 10 dB, es werden Bandbreiten von bis zu 10 bis 20% erzielt.

2.2.3 Parametrische (Reaktanz-) Verstärker

Allgemeines

Bei einem Parametrischen Verstärker wird ein nichtlinearer Blindwiderstand oder ein Blindwiderstand, dessen Wert als Funktion der Zeit mit Hilfe eines geeigneten Hilfssignals verändert werden kann, angewendet. Die zeitliche Änderung der Blindparameter kann zur Erzeugung einer Verstärkung ausgenutzt werden. Darin liegt der Ursprung für den Begriff „Parametrischer Verstärker“. Eine Abkürzung, die für diese Klasse von Verstärkern verwendet wird ist MAVAR: **M**icrowave **A**mplification by **V**ARIABLE **R**eactance.

Ein mechanisches Bild, das die grundlegende Funktionsweise eines Blindwiderstandes als Verstärker darstellt sei im folgenden beschrieben: Man stelle sich einen aus Spule und Kondensator bestehenden Schwingkreis vor, der auf eine bestimmte Frequenz abgestimmt ist. In diesem Schwingkreis befinde sich ein schwaches Signal dieser Frequenz. Wenn man nun dafür sorgt, dass die Platten des Kondensators immer dann ein wenig voneinander entfernt werden, wenn das schwache Signal als Sinusschwingung durch ein Maximum geht, und immer dann aufeinander zu bewegt werden, wenn das Signal als Sinusschwingung durch Null geht, dann wird das Signal in den Maxima um kleine Beträge stetig verstärkt. Wenn das Signal die Frequenz f_s hat, muss die Erregung, die die Platten bewegt, die Frequenz $2f_s$ haben. Diese Frequenz liefert damit auch die Energie, die das Signal verstärkt. Es bedarf einiger Energie, die in den Maxima geladenen Kondensatorplatten voneinander zu entfernen, es wird aber keine Energie gewonnen, wenn die Platten bei den Nulldurchgängen wieder einander angenähert werden. Anstatt durch die Bewegung der Kondensatorplatten die Kapazität des Kondensators zyklisch zu verändern, erhält man ein ähnliches Verhalten, wenn man die Induktivität der Spule zyklisch ändert.

Da man sich den oben beschriebenen Vorgang auch als „umpumpen“ der Energie von einer Frequenzlage in eine andere vorstellen kann, wird die Frequenz $2f_s$ auch oft als „Pumpfrequenz“ f_p bzw. „Pumpleistung“ bezeichnet.

Die Möglichkeit der parametrischen Verstärkung wurde bereits 1831 durch *Lord Rayleigh* gezeigt. Die erste Untersuchung der nichtlinearen Kapazität wurde 1948 von *van der Ziel* durchgeführt. Er wies darauf hin, dass dieses Bauelement zum

Aufbau eines rauscharmen Verstärkers verwendet werden kann, da es im wesentlichen ein Blindschaltelement ist, in dem kein thermisches Rauschen erzeugt wird. Die erste Realisierung eines Parametrischen Verstärkers im Mikrowellenbereich stammt von Weiss, der einem früheren Vorschlag von Suhl (1957) über die Verwendung eines nichtlinearen Effektes in Ferriten folgte. In den folgenden Jahren wurde der Parametrische Verstärker mit Kapazitäts-Varaktordioden entwickelt. Den Höhepunkt der technischen Entwicklung erlebte der Parametrische Verstärker in den sechziger und Anfang der siebziger Jahren, als er über ein Jahrzehnt lang der empfindlichste Verstärker im oberen Ultrakurzwellen- und Mikrowellenbereich war. Typische Anwendungen waren zum Beispiel empfindliche HF-Verstärker in Empfängern von Radaranlagen oder in der Radioastronomie zur Messung der interstellaren Hintergrundstrahlung. Die Entwicklung moderner Halbleitertransistoren hat den Parametrischen Mikrowellen-Verstärker in der heutigen Zeit vollständig verdrängt. Niedere Rauschzahlen, die bei Parametrischen Verstärkern nur mit hohen Pumpfrequenzen, genauem und kritischem Abgleich der Frequenzen und Amplituden und eventueller Kühlung erreicht wurden, werden heutzutage mit Feldeffekttransistoren realisiert. In der THz-Technik und Optik werden Parametrische Verstärker oft verwendet.

Das oben beschriebene mechanische Bild beschreibt einen linearen Vorgang. Da die Vorgänge in reellen veränderbaren Reaktanzen nichtlinear sind, (zum Beispiel hat eine Kapazitätsdiode eine nichtlineare Kapazität, das heißt eine nichtlineare Beziehung zwischen Spannung und Ladung) funktioniert das „Umpumpen“ der Energie auch bei anderen, insbesondere höheren Frequenzen, als $f_p = 2f_s$. Eine genauere Analyse zeigt, dass sich mit hohem f_p das Rauschverhalten verbessert. Technisch wurden daher Pump-Oszillatoren bis zu $f_p = 9f_s$ verwendet.

Nutzt man nur die Möglichkeit des Verstärkungseffekts aus, so erhält man einen Geradeausverstärker, bei dem Ein- und Ausgangsfrequenz gleich sind. Wenn die Pumpfrequenz dann genau $2f_s$ ist, so nennt man diesen Verstärker auch „degeneriert“ (entartet).

Die Nichtlinearität des Blindelementes eines Parametrischen Verstärkers kann man durch eine entsprechende äußere Beschaltung und Wahl der Pumpfrequenz auch zusätzlich zum Mischen verwenden. Damit können sehr rauscharme Aufwärts- oder Abwärtsmischer aufgebaut werden.

Um 1960 erreichte man mit Parametrischen Verstärkern mit dem Diodentyp 1N660 auf einer Signalfrequenz von 145 MHz und einer Pumpfrequenz von 900 MHz ein Rauschmaß (Rauschzahl) von $NF = 0,85 \text{ dB}$ ($F = 1,22$). Heutige GaAs-Feldeffekttransistor-Verstärker erreichen bei dieser Frequenz ein Rauschmaß (Rauschzahl) von $NF = 0,2 \text{ dB} - 0,4 \text{ dB}$ ($F = 1,05 - 1,1$) bei weitaus geringerem Aufwand.

Reaktanz-Geradeausverstärker als Eintorverstärker

Die bei der Pumpfrequenz der Reaktanz zugeführte Pumpleistung wird dabei sowohl bei der Signalfrequenz als verstärktes Signal als auch bei der durch Mischung entstehenden Zwischenfrequenz (sie wird hier als „Hilfsfrequenz“ $f_h = f_p - f_s$ bezeichnet) an die äußere Beschaltung abgegeben.

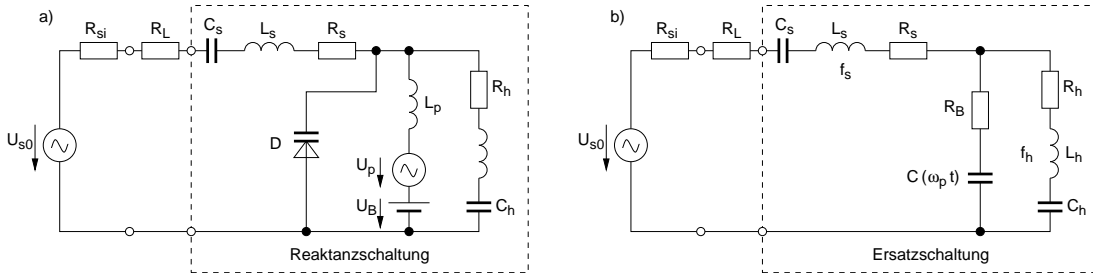


Abb. 2.54: Reaktanz-Geradeausverstärker.
a) Prinzipschaltbild; b) Kleinsignalersatzschaltbild.

Das Prinzipschaltbild eines Reaktanz-Geradeausverstärkers und sein Kleinsignalersatzschaltbild zeigt **Abb. 2.54**. Eine gepumpte Kapazitätsdiode, dargestellt durch die periodisch zeitabhängige Sperrschichtkapazität $C(\omega_p t)$ und den konstanten Bahnwiderstand R_B , dient als Mischelement. Die beiden Reihenschwingkreise seien unter Berücksichtigung der Arbeitspunktkapazität C_0 der Diode auf die Signalfrequenz f_s und die Hilfsfrequenz $f_h = f_p - f_s$ abgestimmt und von so hoher Güte, dass nur Ströme der betreffenden Frequenz fließen (Resonanzabstimmung). Die Widerstände R_s und R_h berücksichtigen die Verluste von Signal- und Hilfskreis. In Reihe zu Signalgenerator und Lastwiderstand R_L liegt die negative reelle Eingangsimpedanz R_e der Mischschaltung. Aus der Berechnung des Eingangswiderstandes bei Resonanzabstimmung erhält man:

$$R_e = (R_s + R_B) \left(1 - Q_{s\sim}^2 \frac{f_s}{f_h} \frac{R_B^2}{(R_h + R_B)(R_s + R_B)} \right) \quad (2.118)$$

Hierin ist $Q_{s\sim} = \omega_s R_B C_1$ die dynamische Güte der Kapazitätsdiode bei der Signalfrequenz; C_1 ist hierbei das lineare Entwicklungsglied von $C(\omega_p t)$. Eine Verstärkung ist nur dann möglich, solange der Eingangswiderstand nach **Gl. 2.118** negativ bleibt, d. h. für

$$Q_{s\sim}^2 \frac{f_s}{f_h} > \left(1 + \frac{R_h}{R_B} \right) \left(1 + \frac{R_s}{R_B} \right) \quad (2.119)$$

Hieraus ergibt sich der zulässige Bereich der Signal- und Hilfsfrequenz, in dem ein Verstärker betrieben werden kann.

Reaktanz-Geradeausverstärker als Zweitorverstärker

Bei den üblichen übertragungssymmetrischen Eintorverstärkern wird ein unsymmetrisches Netzwerk (z.B. Zirkulator) zur Trennung von Ein- und Ausgang benötigt.

Weil Parametrische Verstärker mit einer externen Pumpquelle fremdgesteuert werden, können mindestens zwei Reaktanzen gleichen Typs so miteinander verschaltet werden, dass sie ein Zweitor bilden. Dabei wird die Unsymmetrie der Frequenzumsetzung unter Ausnutzung bestimmter Phasenverhältnisse der beteiligten Signale für die Entkopplung der Tore der einlaufenden und auslaufenden Signale bei gleicher Frequenz ausgenutzt.

Das Prinzipschaltbild eines solchen Verstärkers zeigt **Abb. 2.55**. Die beiden Varaktoren C_1 und C_2 werden mit einer Phasendifferenz von -90° gepumpt. Eingang und Ausgang des Verstärkers sind durch ein Netzwerk mit 90° Phasendrehung, z.B. eine $\lambda/4$ -Leitung, verbunden. Eine Spannung am Eingang bewirkt über die beiden zeitabhängigen Kapazitäten phasengleiche Ströme im Hilfskreis, während eine Spannung am Ausgang Ströme entgegengesetzter Phase hervorruft, die sich zu Null addieren. Umgekehrt bewirkt eine Spannung am Hilfskreis phasengleiche Ströme am Ausgang und Ströme entgegengesetzter Phase am Eingang. Der für den Verstärkungsvorgang notwendige Leistungsumsatz bei der Hilfsfrequenz kann somit nur vom Eingang her angeregt werden, die verstärkte Signalleistung wird allein am Ausgang bereitgestellt.

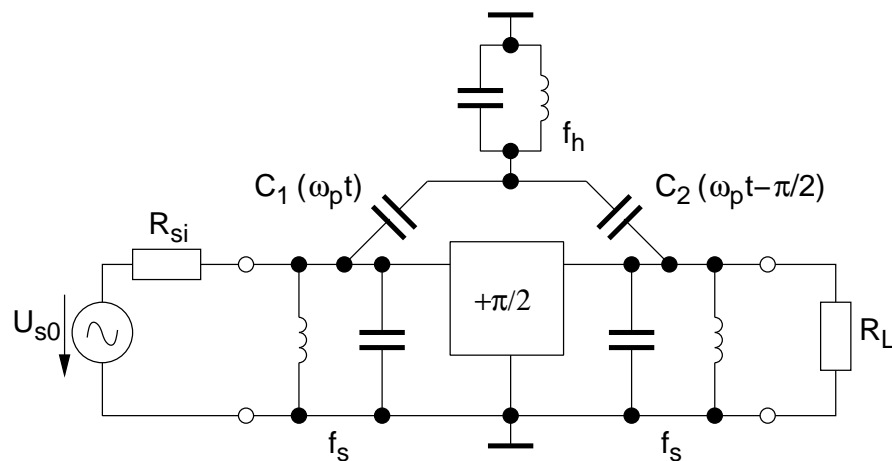


Abb. 2.55: Nichtübertragungssymmetrischer Reaktanzverstärker mit zwei Varaktoren (Ersatzschaltbild).

Kapitel 3

Oszillatoren

Der Oszillator ist das Herzstück nahezu jeder komplexen Mikrowellenschaltung. In Empfängern dient er der selektiven Empfangsfrequenzwahl als Lokaloszillator (LO) und in Sendern zur Träger- bzw. Hilfsträgerfrequenzerzeugung. Bevor nun auf die verschiedenen Typen und die Problematik der Dimensionierung von Hochfrequenz- und Mikrowellenoszillatoren eingegangen wird, sollen einige Varianten von Niederfrequenz (NF)-Oszillatoren und ihre Funktionsweise aufgezeigt werden.

3.1 Niederfrequenzoszillatoren

3.1.1 Rechteckgeneratoren

Das Oszillationsprinzip kann bei Rechteckgeneratoren, die mit digitalen Gattern wie in **Abb. 3.1** aufgebaut sind, sehr einfach nachvollzogen werden.

Unterhalb einer bestimmten Eingangsspannung U_p wechselt die Ausgangsspannung der Gatter N_1 und N_2 (beides Inverter) schlagartig von 0 V auf U_{max} . Oberhalb einer Spannung U_n wechselt die Gatterausgangsspannung von U_{max} auf 0 V. Ausgehend von einem Grundzustand mit entladener C_1 und $U_{a1} = U_{max}$ wird zu Beginn am Eingang von Inverter N_2 ebenfalls U_{max} anliegen, wenn angenommen wird, dass die Invertereingänge stromfrei sind. Damit hat U_{a2} den Wert 0 V und C_1 wird über R_1 langsam aufgeladen. Bei Erreichen der Kondensatorspannung $U_{max} - U_p$ wechselt Inverter N_2 schlagartig die Ausgangsspannung auf den Wert U_{max} , wodurch N_1 seine Ausgangsspannung auf 0 V ändert. Der Kondensator wird nun wieder über R_1 entladen und entgegengesetzt aufgeladen, bis der Schwellenwert U_n am Eingang von N_2 erreicht wird usw. Am Ausgang von N_2 kann eine Rechteckspannung abgegriffen werden, deren Amplitude durch die Betriebsspannung und deren Frequenz durch R_1, C_1, U_n und U_p bestimmt wird. Eine weitere Schaltung nach diesem Prinzip zeigt **Abb. 3.2**:

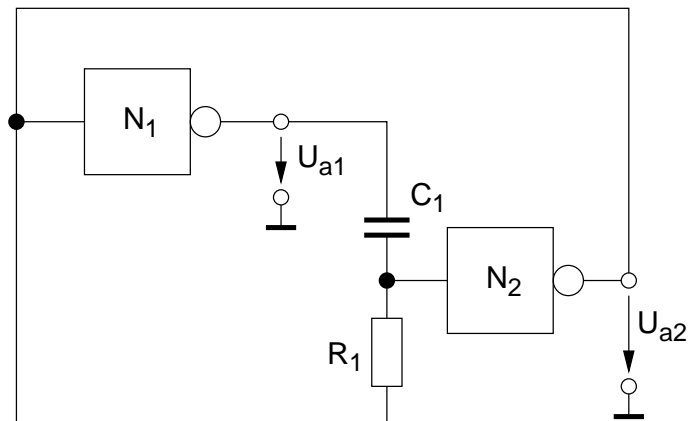


Abb. 3.1: Einfacher Rechteckgenerator (Multivibrator).

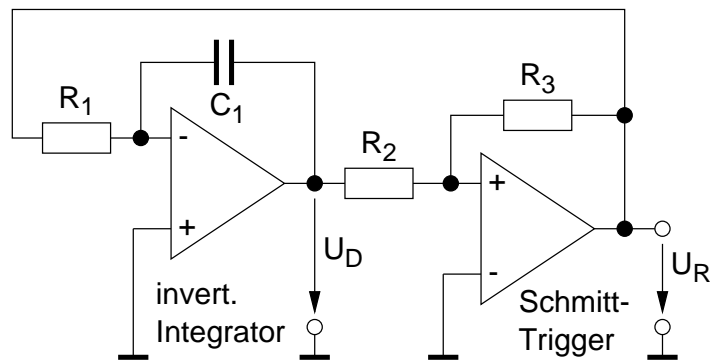


Abb. 3.2: Dreieck-Rechteck-Generator.

Es handelt sich dabei um einen Dreieck-Rechteck-Generator, wobei ein invertierender Integrator durch die Ausgangsspannung des nichtinvertierenden Schmitt-Triggers aufgeladen bzw. entladen wird. Dabei wechselt der Schmitt-Trigger das Vorzeichen der Ausgangsspannung immer gleichsinnig zur Eingangsspannung bei Erreichen eines gewissen Eingangsspannungswerts, wodurch der invertierende Integrator zur Umkehr des Ladungsprozesses gezwungen wird. Am Ausgang des Integrators entsteht dadurch eine Dreiecksspannung, am Schmitt-Trigger kann eine Rechteckspannung gleicher Frequenz $f = \frac{R_3}{R_2} \cdot \frac{1}{4R_1C_1}$ mit der Amplitude $U_D = \frac{R_2}{R_3}U_R$ abgegriffen werden.

Beide Schaltungsarten geben Oberschwingungshaltige Kurvenformen ab. In der Analogtechnik sind jedoch Sinusschwingungen meist vorteilhafter einsetzbar. Zur Erzeugung einer Sinusschwingung kann entweder eine Filterung der Ausgangsspannung oder ein Konzeptwechsel vorgenommen werden. Das Grundprinzip

dabei ist stets, dass eine resonanzfähige Schaltung mit einem verstärkenden Bauelement (Ein- oder Zweitor) entdämpft wird.

3.1.2 Erzeugung von Sinusschwingungen

Die Erzeugung von Sinusschwingungen kann am einfachsten anhand eines LC-Oszillators gezeigt werden. Grundaufgabe ist es dabei, die Dämpfung im LC-Kreis (Serien- oder Parallelresonanzkreis) durch entsprechende Beschaltung mit einem Verstärker und Rückführung der verlorenen Energie zu verringern. Ein einfaches Blockschaltbild für einen Rückkopplungsozillator (Feedback Oscillator), das auch für Hochfrequenzoszillatoren Gültigkeit hat, zeigt **Abb. 3.3**.

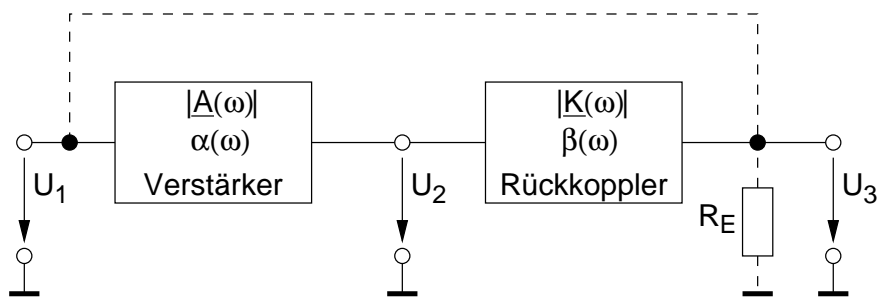


Abb. 3.3: Blockschaltbild eines Rückkopplungsozillators.

U_1 wird durch den Verstärker um den Übertragungsfaktor $|\underline{A}(\omega)|$ angehoben, wobei eine Phasenverschiebung $\alpha(\omega)$ auftritt. Die Ausgangsspannung U_2 wird dem frequenzselektiven Rückkopplungsnetzwerk (meist einem Resonanzkreis oder einem Phasenschieber) zugeführt, welches einen Übertragungsfaktor $|\underline{K}(\omega)|$ und eine Phasenverschiebung $\beta(\omega)$ besitzt. Die Schwingbedingung kann durch Auftrennen der Rückkopplungsleitung untersucht werden. Dazu wird das Rückkopplungsnetzwerk, wovon der Schwingkreis ein Teil ist, ausgangsseitig mit einem dem Verstärkereingangswiderstand R_E entsprechenden Abschluss belastet. Bei Speisung mit einer frequenzvariablen Spannung U_1 kann diejenige Frequenz ermittelt werden, bei der U_1 und U_3 betrags- und phasenmäßig übereinstimmen. Hier ist der Oszillator schwingfähig, da gerade die Verlustenergie wieder eingespeist wird. Für die komplexen Übertragungsgrößen muss daher die Schwingbedingung $U_1 = U_3 = \underline{K} \cdot \underline{A} U_1$ also

$$\underline{K} \cdot \underline{A} = 1 \quad (3.1)$$

gelten, woraus sich zwei Bedingungen für Betrag und Phase ergeben:

$$|\underline{K}| \cdot |\underline{A}| = 1 \quad (3.2)$$

$$\alpha + \beta = 0, 2\pi, 4\pi, \dots \quad (3.3)$$

Eine entsprechende Schaltung ist in **Abb. 3.4** dargestellt.

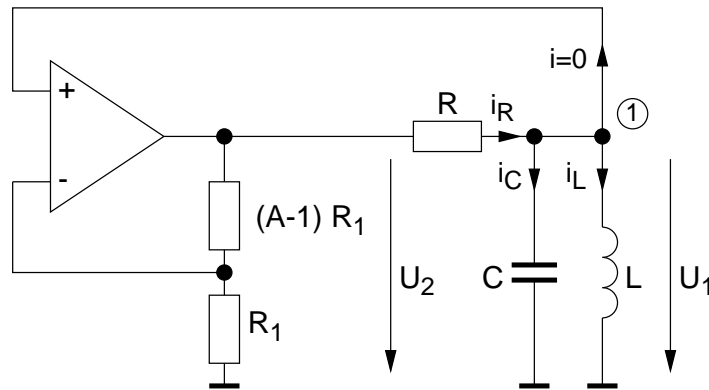


Abb. 3.4: Einfacher LC-Oszillator mit Rückkopplung.

Um eine genauere Beschreibung der Schwingung zu erreichen, wird eine Analyse um Knoten 1 durchgeführt.

$$i_R - i_C - i_L = 0 \quad (3.4)$$

$$\frac{U_2 - U_1}{R} - C\dot{U}_1 - \frac{1}{L} \int U_1 dt = 0 \quad (3.5)$$

Nach einmaligem Ableiten, dividieren durch $-C$ und Umstellen folgt mit $U_2 = A \cdot U_1$

$$\ddot{U}_1 + \frac{1-A}{RC} \dot{U}_1 + \frac{1}{LC} U_1 = 0 \quad (3.6)$$

was der Differentialgleichung (DGL) einer gedämpften Schwingung entspricht. Es werden nun die Abkürzungen

$$\gamma = \frac{1-A}{2RC} \quad \text{und} \quad \omega_0^2 = \frac{1}{LC} \quad (3.7)$$

eingeführt, womit sich aus **Gl. 3.6** die vereinfachte Form in **Gl. 3.8** ergibt.

$$\ddot{U}_1 + 2\gamma\dot{U}_1 + \omega_0^2 U_1 = 0 \quad (3.8)$$

Lösungen dieser DGL sind

$$U_1(t) = U_0 e^{-\gamma t} \cdot \sin\left(\sqrt{\omega_0^2 - \gamma^2} \cdot t\right) \quad (3.9)$$

wobei drei Fälle zu unterscheiden sind:

1. $\gamma > 0$, d.h. $A < 1$

Die Amplitude der Ausgangsspannung nimmt exponentiell ab, die Schwingung ist gedämpft.

2. $\gamma = 0$, d.h. $A = 1$

Es ergibt sich eine Sinusschwingung konstanter Amplitude U_0 mit der Frequenz

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (3.10)$$

3. $\gamma < 0$, d.h. $A > 1$

Die Amplitude der Ausgangswechselfspannung nimmt exponentiell zu.

Aus dieser Fallunterscheidung ergibt sich, dass zwar frequenz- und amplitudenstabile Oszillationen möglich sind, jedoch ist damit nicht für ein sicheres Anschwingen gesorgt. Um den Oszillationsprozess anzufachen muss vorab die Schleifenverstärkung größer 1 sein, damit aus Rauschen oder Einschaltspannungsspitzen eine brauchbare Ausgangsspannung entsteht. An dieser Stelle wird die Problematik des Oszillatorentwurfs offensichtlich: Einerseits soll durch möglichst lineare Verstärkung A das Oszillatorverhalten leicht berechenbar gemacht werden. Andererseits fordert die Anschwingbedingung für den Oszillator $A > 1$, wodurch bei linearer Verstärkung eine exponentiell anwachsende Ausgangsspannung folgt. Aufgrund der endlichen Betriebsspannung ergäbe sich daraus eine ungewünschte Rechteckoszillation. Daher ist es notwendig, gezielte Nichtlinearitäten in den Oszillator einzubringen z.B. durch Einbau eines spannungsabhängigen Widerstandes in den Rückkopplungszweig von **Abb. 3.4**. Eine vollständige Analyse des Schwingvorgangs zum Zweck der Schaltungsberechnung wird hierdurch erschwert, da die lineare Differentialgleichung **Gl. 3.8** in einen Satz von nichtlinearen, homogenen Differentialgleichungen übergeht.

Im Hochfrequenz- und Mikrowellenbereich tritt meist zusätzlich die Schwierigkeit auf, dass die Nichtlinearität nicht einfach auf ein in seiner Nichtlinearität bekanntes Bauteil zurückgeführt werden kann, sondern dass im Gegenteil das verstärkende Element mit seiner gekrümmten Kennlinie in die Berechnung eingeht.

3.2 Eintor-Oszillatoren

Eintor-Oszillatoren bestehen im Allgemeinen aus nur zwei Komponenten, einem bedämpften, frequenzbestimmenden Teil und einem negativen Widerstand zur Entdämpfung. Entsprechend der Kennlinie des aktiven Elementes unterscheidet man zwischen Eintor-Oszillatoren vom S- und N-Typus (**Abb. 3.5**). Während die S-Eintore nur Serienkreise stabil entdämpfen können (der Bereich negativen Widerstands ist durch einen Stromanstieg gekennzeichnet), sind N-Eintore ausschließlich zur Entdämpfung von Parallelkreisen geeignet (der Bereich negativen Widerstands ist durch einen Spannungsanstieg gekennzeichnet).

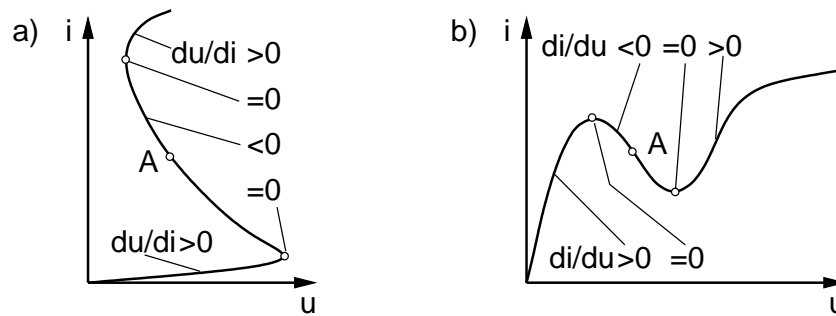


Abb. 3.5: Beispiele für Eintortypen:

- a) S-Eintore: Doppelbasisdiode und Vierschichtdiode/triode (Thyristor), Lichtbogen.
- b) N-Eintore: Tunneldiode, Gunn-Element, Dynatron (Tetrode mit Schirmgitterspannung $>$ Anodenspannung).

3.2.1 Oszillatoren mit Tunneldioden

Tunneldioden bestehen, wie schon in Abschnitt 2.2.1 erwähnt, aus hochdotierten pn-Schichten, mit denen sich auch Oszillatorschaltungen bis über 100 GHz hinaus verwirklichen lassen. Im Vergleich zu Transistoren sind sie viel niederohmiger, aufgrund des aber schon bei sehr kleinen Spannungen auftretenden negativen Widerstands lassen sich nur verhältnismäßig kleine Ausgangsleistungen erzeugen (ca. 1–20 mW). Den Kennlinienverlauf zeigt **Abb. 3.6**.

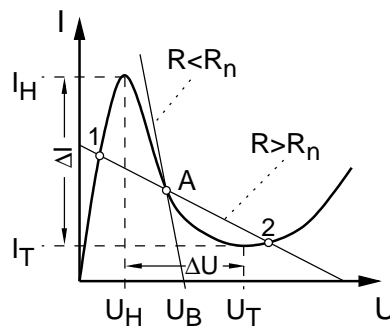


Abb. 3.6: Kennlinie einer Tunneldiode (vgl. **Abb. 2.49**), wobei $R = R_B + R_L$ ist.

Mit diesem Kennlinienverlauf ergibt sich für $f < f_r$ ein Ersatzschaltbild nach **Abb. 3.7**, bestehend aus einem negativen Widerstand $-R_n$ und der durch den pn-Übergang gebildeten Parallelkapazität C_j . Als unerwünschte Elemente treten noch der Bahnwiderstand R_B , sowie die Zuleitungsinduktivität L_S auf.

Wird die Diode entsprechend **Abb. 3.8** beschaltet, so kann das Schaltungsverhalten entsprechend **Gln. 3.11a** und **3.11b** mittels der Kirchhoffschen Regeln untersucht werden.

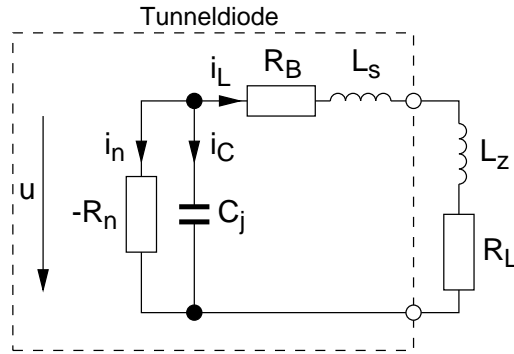


Abb. 3.7: Ersatzschaltbild einer Tunnel diode (vgl. Abb. 2.50).

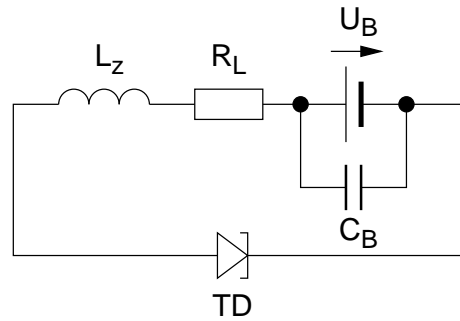


Abb. 3.8: Äußere Beschaltung.

Es gilt die Knotenregel (siehe Abb. 3.7):

$$i_n + i_C + i_L = 0 \quad (3.11a)$$

also

$$i_L = \frac{u}{R_n} - C_j \frac{du}{dt} \quad (3.11b)$$

und die Maschenregel

$$u = R \cdot i_L + L \frac{di_L}{dt} \quad (3.12)$$

Dabei werden folgende Abkürzungen eingesetzt:

$$L = L_S + L_Z \quad \text{und} \quad R = R_B + R_L$$

Damit ergibt sich durch Einsetzen von 3.11b in Gl. 3.12 die Differentialgleichung

$$LC_j \frac{d^2 u}{dt^2} + \left(RC_j - \frac{L}{R_n} \right) \frac{du}{dt} + \left(1 - \frac{R}{R_n} \right) u = 0 \quad (3.13a)$$

die nach einer Laplace-Transformation mit dem Lösungsansatz $u = U_0 e^{st}$ in die Stammgleichung

$$F(s) = s^2 LC_j + s \left(RC_j - \frac{L}{R_n} \right) + 1 - \frac{R}{R_n} = 0 \quad (3.13b)$$

übergeht. Lösungen für s ergeben sich dann zu

$$s_{1,2} = \sigma_0 \pm j\omega_0 = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{C_j R_n} - \frac{R}{L} \right) \pm j \sqrt{\frac{1 - \frac{R}{R_n}}{LC_j} - \frac{1}{4} \left(\frac{1}{C_j R_n} - \frac{R}{L} \right)^2} \quad (3.14)$$

Dabei sind periodische Schwingungen nur möglich, wenn der Radikant von **Gl. 3.14** positiv wird, also für $R_B + R_L < R_n$. Diese Beziehung wird auch als Stabilitätsbeziehung bezeichnet. Im Fall $R_B + R_L > R_n$ ist der Arbeitspunkt A instabil und kann zwischen den Punkten 1 und 2 in **Abb. 3.6** variieren, die ihrerseits stabil sind. Damit kann die Diode als Schalter eingesetzt werden, bzw. es können sich amplitudenbegrenzte Rechteckschwingungen aufbauen.

Um eine Schwingung durch das Eigenrauschen anzuregen, muss der Realteil der komplexen Frequenz positiv sein, d.h.

$$R_B + R_L < \frac{L_S + L_Z}{R_n C_j} \quad (3.15)$$

Diese Beziehung wird auch als Anschwingbedingung bezeichnet.

Für höhere Frequenzen nimmt die abgebbare Leistung infolge des Bahnwiderstands R_B und der Sperrschichtkapazität C_j ab und wird bei der Grenzfrequenz f_c (**Gl. 2.110**) der Diode zu Null. Der Bereich der Spannungsaussteuerung ist abhängig vom Halbleitermaterial (für Germanium ca. $\Delta U = 250$ mV, für GaAs ca. $\Delta U = 350$ mV). Die Stromaussteuerung ΔI bewegt sich zwischen 1 und 20 mA. Die Maximalleistung ist für $f \ll f_c$ näherungsweise durch $3 \cdot \Delta U \Delta I / 16$ gegeben. Der Wirkungsgrad beträgt bei Ausgangsleistungen von ca. 2 mW im X-Band (8–12 GHz) ungefähr 2 %.

Üblicherweise werden Tunneldioden, wie auch andere Eintorbaulemente direkt in einen Resonator eingebaut, wobei von außen lediglich die Betriebsspannung zugeführt und die HF-Leistung abgeführt werden.

Anmerkung: Soll die Schwingfrequenz f_0 eines Tunneldiodenoszillators oberhalb der Eigenresonanzfrequenz liegen, d.h. soll $f_r < f_0 < f_c$ gelten, so ist statt der induktiven Beschaltung mit L_z eine kapazitive Beschaltung mit einer Zusatzkapazität C_z vorzunehmen.

3.2.2 Oszillatoren mit Gunn-Element

Gunn-Elemente werden in Oszillatoren mit Leistungen im Bereich bis ca. 100 mW für Frequenzen zwischen 1 GHz und 100 GHz verwendet. Als Halbleitermaterial

wird bevorzugt GaAs oder InP benutzt. Eine epitaktisch auf das n^+ -Substrat aufgebrachte n-Schicht bildet die aktive Zone. Überschreitet die Spannung am Gunn-Element einen gewissen Grenzwert, dann entstehen in der aktiven Zone Raumladungspakete, sogenannte Domänen. Diese Domänen durchlaufen die aktive Zone und erzeugen einen hochfrequenten Strom in der äußeren Beschaltung.

Abb. 3.9 zeigt den Einbau eines Gunn-Elementes in einen Hohlraumresonator. Die Abstimmung erfolgt über den ebenfalls in dem Resonator eingebrachten Varaktor. Die mechanische Abstimmung über einen Kurzschlusschieber ist auch üblich. Das Oszillatorsignal wird über eine Lochblende ausgekoppelt.

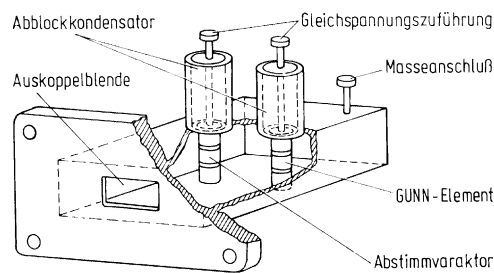


Abb. 3.9: Aufbaubeispiel für einen abstimmbaren Oszillator (Voltage Controlled Oscillator: VCO) mit Hohlraumresonator, Gunn-Element und Abstimmvaraktor.

Mit Gunn-Elementen aus InP wurde eine Oszillator-Ausgangsleistung von etwa 100 mW bei 100 GHz erreicht, Elemente aus GaAs erreichen etwa die halbe Leistung.

3.2.3 Oszillatoren mit IMPATT-Dioden

IMPATT-Dioden werden bis zur Durchbruchspannung in den Sperrbereich vorgespannt. Während einer halben Periode der HF-Wechselspannung entstehen durch Stoßionisation Paare von Ladungsträgern. Die Elektronen durchlaufen eine nur schwach dotierte Driftzone und erzeugen einen phasenverschobenen Strom in der äußeren Beschaltung. Im Gegensatz zur sogenannten „Double-Drift-Diode“ durchlaufen die entstehenden Löcher bei der „Single-Drift-Diode“ keine Driftzone und tragen somit nicht zur HF-Erzeugung bei. Bei geeigneter Phasenverschiebung (180°) zwischen dem Strom durch die Driftzone und der HF-Wechselspannung kann Entdämpfung der äußeren Beschaltung erreicht werden.

Die IMPATT-Diode wird analog zum Gunn-Element in einen Hohlraumresonator eingebaut. Der Arbeitspunkt kann mit Hilfe einer Gleichstromquelle mit hohem Innenwiderstand eingestellt werden.

Oszillatoren mit IMPATT-Dioden erreichen höhere Ausgangsleistungen als solche mit Gunn-Elementen. Für Frequenzen bis zu 50 GHz werden einige Watt im Dauerstrichbetrieb (CW-Betrieb) erreicht. Bei 100 GHz erhält man mit Si-IMPATT-Dioden bis zu 1 W und mit GaAs-IMPATT-Dioden bis zu 100 mW Ausgangsleistung. Im Pulsbetrieb können diese Leistungen noch um den Faktor 10 bis 20 erhöht werden.

3.3 Zweitor-Oszillatoren

3.3.1 Instabile Zweitore

Um einen Zweitor-Oszillator aufbauen zu können, ist ein instabiles Zweitor notwendig. Hierbei ist es nicht maßgeblich, ob die Instabilität gezielt durch eine geeignete äußere Beschaltung eines nur bedingt stabilen Zweitores herbeigeführt wird, ob ein unbedingt stabiles Zweitor durch Mitkopplung zum instabilen Zweitor wird oder ob bereits ein instabiles Zweitor vorliegt.

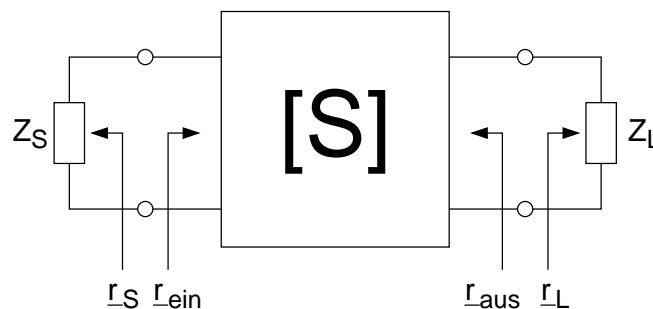


Abb. 3.10: Begriffsdefinitionen am Zweitor.

Die Stabilitätsbedingungen für ein Zweitor wurden in Kapitel 2 mit den Gleichungen **Gl. 2.20** und **Gl. 2.21** angegeben.

Instabile Zweitore sind zum Beispiel Transistoren, die speziell für den Einsatz in Oszillatorschaltungen entwickelt wurden; hier stellt die Dimensionierung keine größeren Anforderungen an den Entwickler. Es wird entsprechend Abschnitt 3.3.2 auf maximale Instabilität hin optimiert, jegliche Beschaltung ist schwingfähig (unbedingt instabil).

Für den allgemeinen Fall eines bedingt stabilen Zweitores muss entsprechend Abschnitt 2.1.3 eine geeignete Lastimpedanz Z_L mit dem Lastreflexionsfaktor r_L gefunden werden, für die bei der gewünschten Oszillationsfrequenz die Anschlagbedingung

$$|r_S \cdot r_{ein}| > 1 \quad (3.16)$$

erfüllt ist. Im stationären Zustand, also bei konstanter Schwingungsamplitude, gilt dann ($Z_s = -Z_{ein}$):

$$|\underline{r}_S \cdot \underline{r}_{ein}| = 1 \quad (3.17)$$

Ein geeigneter Lastreflexionsfaktor \underline{r}_L kann mit dem Verfahren der „maximalen Instabilität“ gefunden werden.

3.3.2 Maximale Instabilität

Maximale Instabilität wird dort erreicht, wo möglichst großes $|\underline{r}_{ein}|$ vorliegt. Damit liegt eine Entwurfsbedingung vor: es muss die Funktion

$$|\underline{r}_{ein}| = K = f([\underline{S}], \underline{r}_L) \quad (3.18)$$

gesucht werden. Daraus kann dann für gegebenes K (Bemerkung: K hat nichts mit dem Rollett'schen Stabilitätsfaktor k in **Abschnitt 2.1.3** zu tun) die Beziehung

$$\underline{r}_L = g([\underline{S}], K) \quad (3.19)$$

ermittelt werden. Sie ergibt sich aus **Gl. 2.34**

$$|\underline{r}_{ein}| = \left| S_{11} + \frac{S_{12} S_{21} \underline{r}_L}{1 - S_{22} \underline{r}_L} \right| \stackrel{!}{=} K \quad (3.20)$$

zu einem Kreis, auf dem alle entsprechenden Werte \underline{r}_L liegen.

$$\text{Radius: } R_L(K) = \frac{K |S_{21} S_{12}|}{|K^2 |S_{22}|^2 - |\Delta_s|^2|} \quad (3.21)$$

$$\text{Mittelpunkt: } \underline{M}_L(K) = \frac{K^2 S_{22}^* - S_{11} \Delta_s^*}{K^2 |S_{22}|^2 - |\Delta_s|^2} \quad (3.22)$$

mit $\Delta_s = S_{11} S_{22} - S_{12} S_{21}$

Es kann gezeigt werden, dass alle Kreismittelpunkte für variable K auf einer Geraden liegen. Für den Wert $K \rightarrow \infty$ liegt der nun zu einem Punkt entartete Kreis (**Gl. 3.22**) bei

$$\underline{r}_L(K \rightarrow \infty) = \frac{1}{S_{22}} \quad (3.23)$$

woraus sofort wegen $|\underline{r}_{ein}| \rightarrow \infty$ aus **Gl. 3.17**

$$\underline{r}_s(K \rightarrow \infty) = 0 \quad (3.24)$$

folgt. Damit muss lediglich ein Abschluss mit dem Bezugswellenwiderstand Z_0 am Oszillator angelegt werden. In **Abb. 3.11** sind die \underline{r}_L -Kreise für verschiedene Werte K aufgetragen.

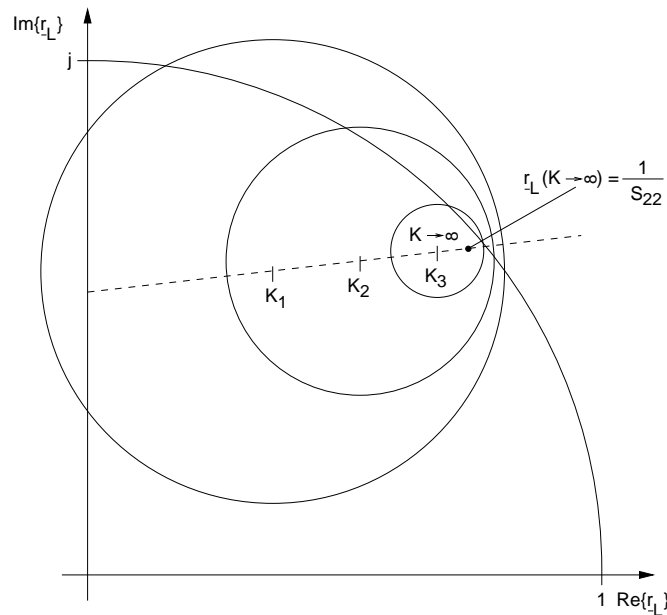


Abb. 3.11: Ausschnitt der Reflexionsfaktorebene mit den Funktionen $\underline{r}_L(K)$ (\underline{r}_L -Kreise) für $|S_{22}| > 1$. Es handelt sich um eine Darstellung des ersten Quadranten des Einheitskreises der \underline{r}_L -Ebene.

Die Beziehungen **Gl. 3.23** und **Gl. 3.24** sind jedoch nicht allgemein aussagekräftig, sondern nur im Fall $|S_{22}| \geq 1$. Ansonsten liegt $\underline{r}_L(K \rightarrow \infty)$ außerhalb des Einheitskreises, Oszillation ist also für $K \rightarrow \infty$ nur mit einem aktiven Abschlusswiderstand $|\underline{r}_L| > 1$ möglich. In diesem Fall wird wie folgt vorgegangen:

Für passive Lastimpedanzen ist nur $|\underline{r}_L| \leq 1$ möglich. Der Kreis in der \underline{r}_L -Ebene um \underline{M}_L mit dem Radius R_L muss daher den Einheitskreis berühren. Der Berührungspunkt ist der gesuchte Lastreflexionsfaktor \underline{r}_L . Diese Forderung entspricht einem speziellen Wert $|\underline{r}_{ein}| = K_t$.

Abb. 3.12 zeigt den Einheitskreis in der \underline{r}_L -Ebene (Smith-Diagramm), die Kreise für $|r_{ein}| = 1$, $|r_{ein}| = K_t$, den Grenzwert $1/S_{22}$, sowie die Gerade, auf der die Mittelpunkte \underline{M}_L liegen, für ein Zweitor mit $|S_{22}| < 1$.

Man erhält K_t aus der Bedingung

$$|\underline{M}_L(K_t)| = R_L(K_t) + 1 \quad (3.25)$$

Nach (langen) Umformungen ergibt sich aus den **Gln. 3.25, 3.20, 3.21** und **3.22** die Beziehung

$$K_t = \frac{|S_{12}||S_{21}| + \sqrt{|S_{12}|^2|S_{21}|^2 - (1 - |S_{22}|^2)(|\Delta_s|^2 - |S_{11}|^2)}}{1 - |S_{22}|^2} \quad (3.26)$$

Mit diesem K_t kann aus **Gl. 3.22** der Winkel von $\underline{M}_L(K_t)$ ermittelt werden. Der gesuchte Lastreflexionsfaktor $\underline{r}_L(K_t)$ muss definitionsgemäß auf der Verbindungsgeraden zwischen dem Anpasspunkt $\underline{r} = 0$ und \underline{M}_L liegen. Er ist bestimmt durch

$$|\underline{r}_L(K_t)| = 1 \quad (3.27)$$

$$\arg(\underline{r}_L(K_t)) = \arg(\underline{M}_L(K_t)) \quad (3.28)$$

Auch hier ist eine Fallunterscheidung notwendig: falls der Betrag der Determinante Δ_S größer als S_{22} wird, also dann, wenn der Anpasspunkt vom Stabilitätskreis $K = 1$ eingeschlossen wird, befindet sich $\underline{r}_L(K_t)$ auf der entfernten Seite des Einheitskreises entsprechend **Abb. 3.13**.

Einen in Streifenleitungstechnik aufgebauten Oszillator entsprechend den beschriebenen Entwurfsrichtlinien zeigt **Abb. 3.14**. Der Kondensator mit 1,2 pF dient dazu, den Transistor, dessen S-Parameter unbedingte Stabilität bewirken, in ein bedingt stabiles Zweitor umzuwandeln. Die Streifenleitung an der Basis wird mit einer Luftleitung hergestellt, da der hohe Wellenwiderstand von 209 Ω auf einem Substrat mittels Ätztechniken schwer zu realisieren ist. Der Oszillator liefert am Kollektor ca. 10 mW an eine 50 Ω -Last bei einer Frequenz von 1,9 GHz.

Bemerkungen:

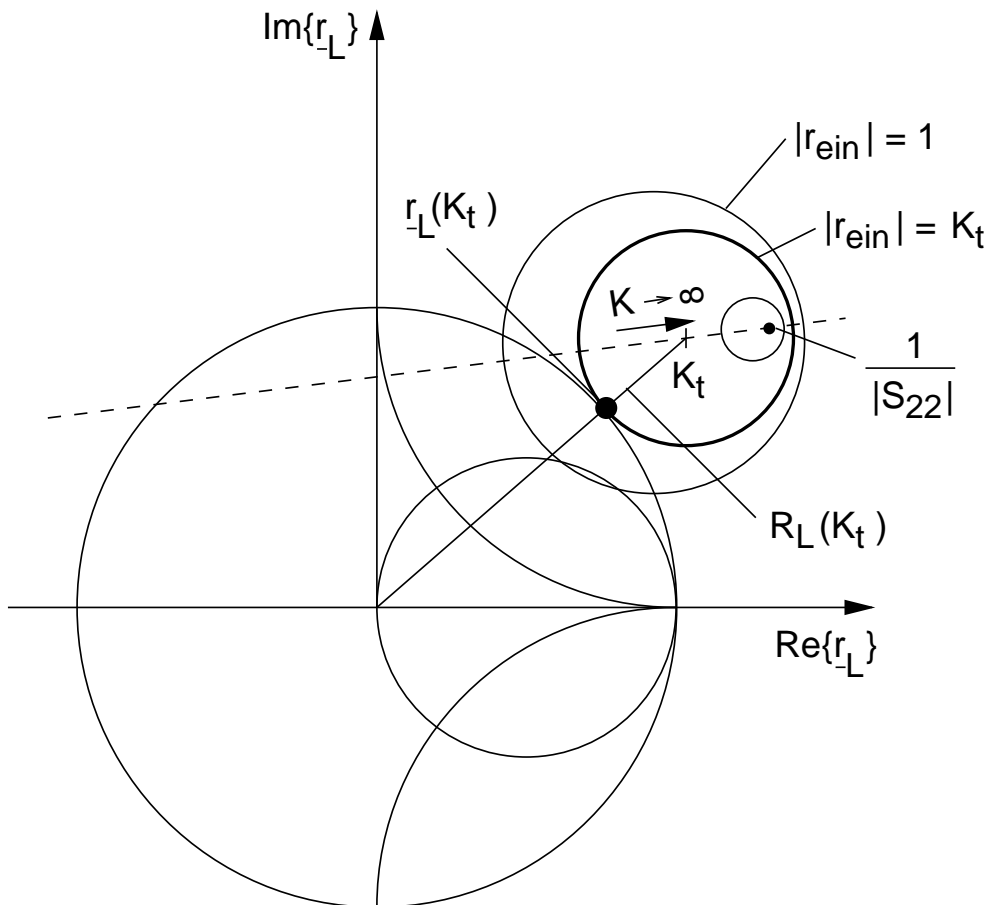


Abb. 3.12: r_L -Ebene mit Kreisen für konstantes K für $|\Delta_S| < |S_{22}| < 1$.

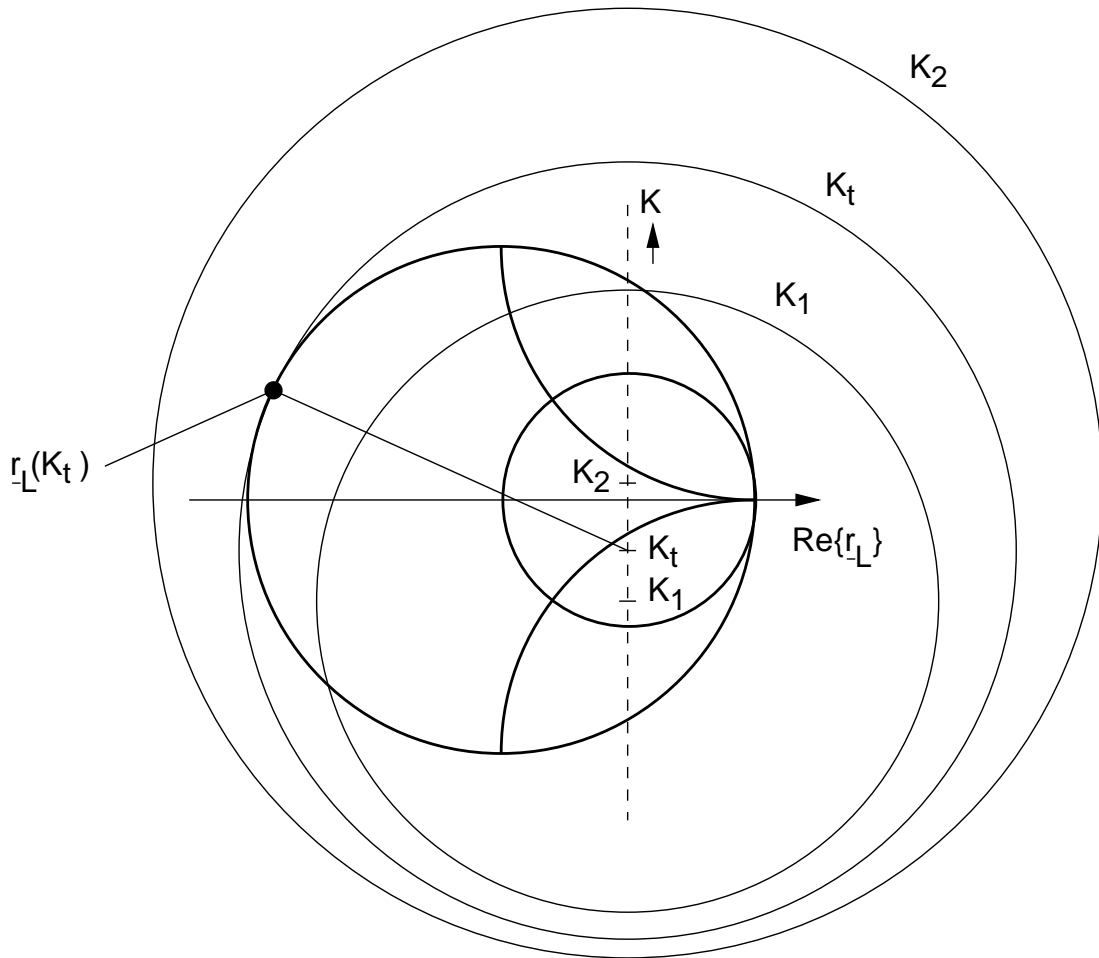


Abb. 3.13: $r_L(K)$ -Kreise für $|S_{22}| < |\Delta_S|$.

1. Silizium-Bipolar-Transistoren haben tiefere Transitfrequenzen f_τ als GaAs-MESFETs und HEMTs. Dafür ist aber das $1/f$ -Rauschen niedriger. f_τ sollte doppelt so hoch wie die Arbeitsfrequenz gewählt werden.
2. Das Modell des Zweitor-Oszillators kann durch verwenden der Transistorsersatzschaltung mit Steilheit g_m auf das Eintor-Oszillator-Modell mit negativem Wirkwiderstand zurückgeführt werden.

3.4 LC-Oszillatoren

Für den Frequenzbereich bis ca. 500 MHz ist es möglich, Oszillatoren aus konzentrierten Bauelementen herzustellen. Bei LC-Oszillatoren besteht das frequenzselektive Rückkopplungszweitor $\underline{K}(\omega)$ (s. Abschnitt 3.3) aus konzentrierten Spulen

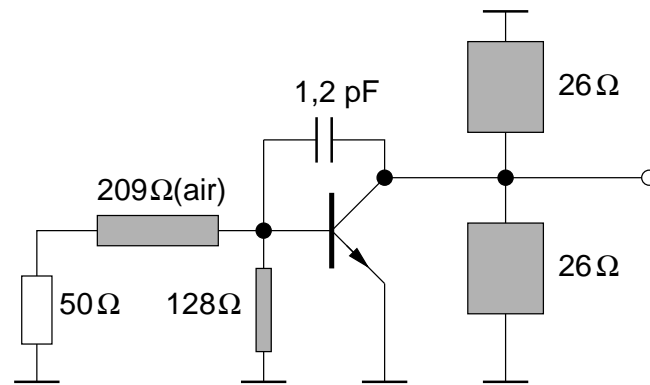


Abb. 3.14: 1,9 GHz-Oszillator.

und Kondensatoren. Fasst man die Ersatzschaltbilder für Verstärkungs- und Rückkopplungszweiger zusammen, dann erhält man das in **Abb. 3.15** gezeigte Ersatzschaltbild.

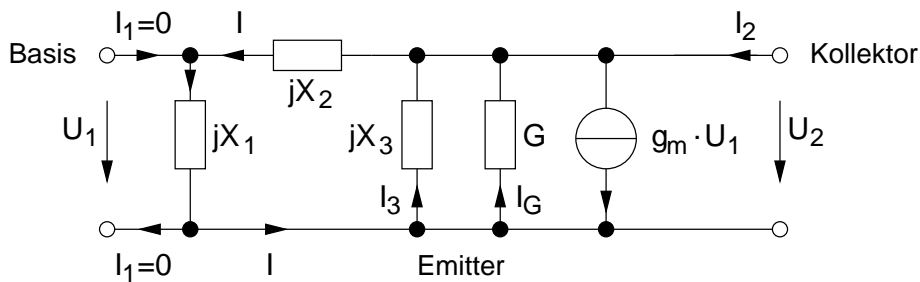


Abb. 3.15: Oszillatorzweiger (NF-Ersatzschaltung).

Setzt man positive Induktivitäten L und Kapazitäten C voraus ($X_L = \omega L$, $X_C = -\frac{1}{\omega C}$), dann ergibt sich für die Blindelemente X_1 , X_2 , X_3 :

$(G + g_m)X_1 + GX_2 = 0$ und daraus $|X_2| > |X_1|$, da G und g_m positiv und reell sind.

Nach weiterer Analyse erhält man eine weitere Gleichung: $X_1 + X_2 + X_3 = 0$. Zusammenfassend kommt man zu folgendem Ergebnis:

- X_1 und X_2 müssen vom entgegengesetzten Reaktanztyp sein, dabei ist der Reaktanztyp von X_2 gleich dem von $X_1 + X_2$.
- X_3 und die Serienschaltung von X_1 und X_2 sind von entgegengesetztem Reaktanztyp, d. h. der Reaktanztyp von X_3 ist gleich dem von X_1 .

Im Laufe der Zeit haben sich empirisch und von der Theorie ausgehend die in **Abb. 3.16** dargestellten Beschaltungsvarianten entwickelt. In **Abb. 3.17** sind die aus **Abb. 3.16** bekannten Oszillatortypen für die drei Grundschaltungen

zusammengestellt. Da nur der Typ der Reaktanzen festliegt, existieren weitere Schaltungen. So tritt zum Beispiel Selbsterregung nach *Huth-Kühn* auch bei Verstärkern auf, bei denen anstelle von L_1 und L_3 Parallelschwingkreise vorhanden sind. Da X_1 und X_3 induktiv sein müssen, liegt die Schwingfrequenz dann unterhalb der Resonanzfrequenz dieser Schwingkreise. Für die Kapazität C_2 ist oft die Kollektor-Basis-Kapazität des Bipolartransistors bzw. die Drain-Gate-Kapazität des MESFETS ausreichend.

Meißner-Schaltung

Die älteste Schaltung ist die Transformator-Rückkopplungsschaltung nach *Meißner* (1913). Sie lässt sich in das Schema nach **Abb. 3.16** einordnen, indem man die beiden gekoppelten Spulen durch das Kopplungsersatzschaltbild des Transformators ersetzt und anschließend eine Stern-Dreieck-Transformation durchführt. Auf diese Weise erhält man für alle drei Grundschaltungen des Meißner-Oszillators eine induktive Dreipunktschaltung, bei der X_1 nach **Abb. 3.16** durch eine Induktivität dargestellt wird. Die Realisierung von X_2 und X_3 ist je nach Grundschaltung verschieden.

Bei der Basis- und Kollektorgrundschaltung nach **Abb. 3.17** wird X_3 ebenso wie X_1 durch eine Induktivität dargestellt und X_2 durch einen Parallelschwingkreis, dessen Resonanzfrequenz unterhalb der Schwingfrequenz des Oszillators liegt und dessen Widerstand bei der Schwingfrequenz daher kapazitiv ist.

Im Fall der Emittergrundschaltung des Meißner-Oszillators wird die Reaktanz X_2 durch eine negative Induktivität hergestellt ($X_2 = -\omega L_2$), die im Ersatzschaltbild des Transformators dadurch entsteht, dass die beiden Wicklungen „wirksam hintereinander“ (gegensinnige Wicklung) geschaltet sind. Da bei der Diskussion der Schwingbedingungen nur positive Schaltelemente zugelassen waren, enthalten die Schwingkreise in **Abb. 3.16** stets Induktivitäten und Kapazitäten gleichzeitig. Lässt man jedoch auch negative Schaltelemente zu, so kann die Schwingbedingung durch Blindwiderstände nur einer Art erfüllt werden. Die induktive Resistanz X_3 wird durch einen Parallelschwingkreis dargestellt, dessen Resonanzfrequenz oberhalb der Schwingfrequenz des Oszillators liegt. Die Primärwicklung, zusammen mit dem Kondensator, stellt den frequenzbestimmenden Parallelschwingkreis dar. Die Punkte im Schaltbild bezeichnen die Wicklungsanschlüsse gleicher Polarität.

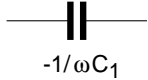
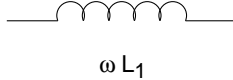
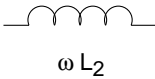
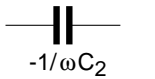


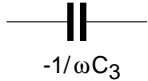
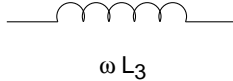
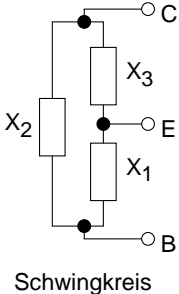
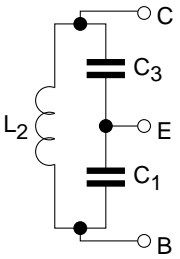
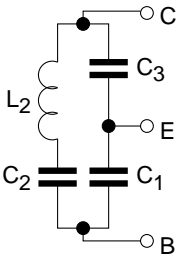
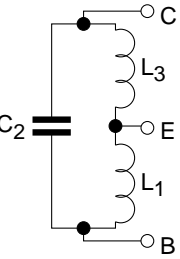
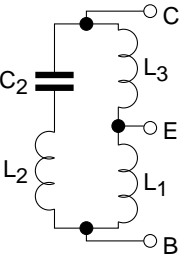
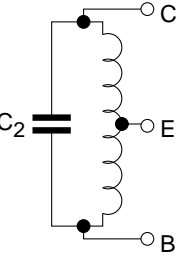
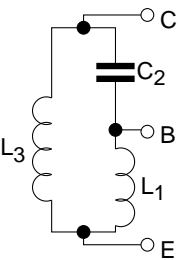
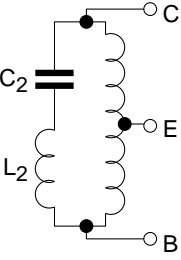
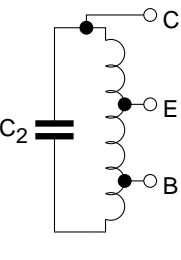
X_1	 $-1/\omega C_1$	 ωL_1	
X_2	 ωL_2 induktiv	 $-1/\omega C_2$ kapazitiv	
$X_1 + X_2$	 induktiv	 kapazitiv	
X_3	 $-1/\omega C_3$	 ωL_3	
 Schwingkreis	 ("Colpitts")	 ("Clapp")	 oder  oder  ("Hartley") oder  ("Huth-Kuehn")
	 oder  ("Lampkin")		
Bezeichnung	kapazitive Dreipunktschaltung "Colpitts" "Clapp"	induktive Dreipunktschaltung "Hartley" "Huth-Kuehn" "Lampkin"	

Abb. 3.16: Systematik der LC-Oszillatoren (verschiedene Kombinationen der Blindwiderstände X_1 , X_2 und X_3).

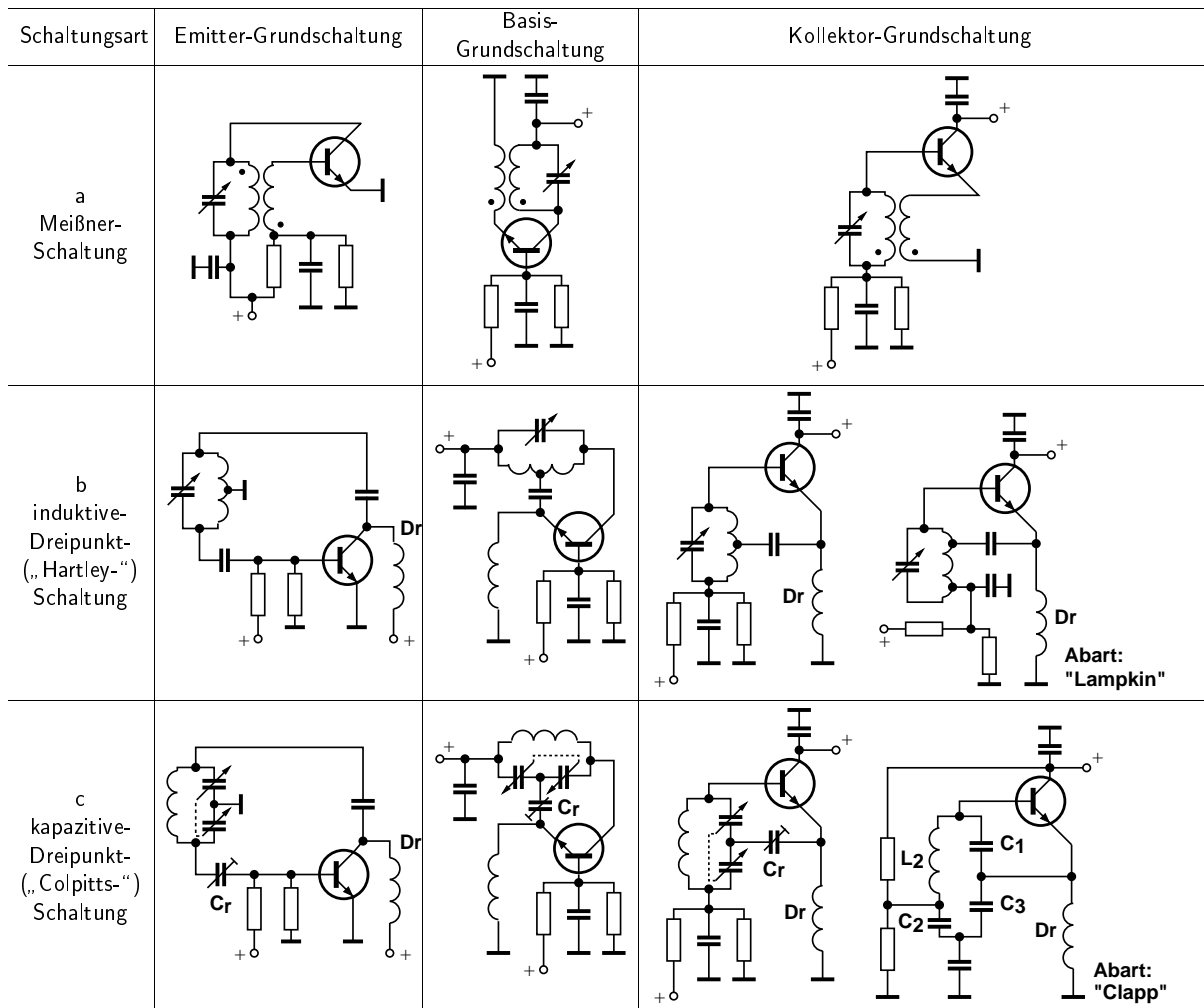


Abb. 3.17: LC-Oszillatoren nach Abb. 3.16 in den drei Grundschialtungen.

Hartley-Schaltung

Eine induktive Dreipunktschaltung kann im Prinzip nach **Abb. 3.16** durch zwei getrennte, das heißt vollständig entkoppelte Spulen gebildet werden. Meistens nimmt man jedoch eine Spule mit Anzapfung, einen sogenannten Spartransformator, und erhält dann die Hartley-Schaltung. Bei der Berechnung ist zu beachten, dass sich bei einem Spartransformator, also magnetisch gekoppelten Spulen, die Teilspannungen annähernd wie die entsprechenden Windungszahlen verhalten, bei zwei entkoppelten Spulen dagegen wie die Quadrate der Windungszahlen. Ersetzt man den Spartransformator durch zwei gekoppelte Spulen, so erhält man (gegebenenfalls nach Transformation von C_2) wieder die Meißner-Schaltung. Es bestehen also keine prinzipiellen Unterschiede zwischen einer Meißner-, einer Hartley und einer induktiven Spannungsteiler-Rückkopplungsschaltung.

Colpitts-Schaltung

Wird die Teilerschaltung X_1, X_3 nicht induktiv, sondern kapazitiv ausgeführt, so ergibt sich die Colpitts-Schaltung. Der Rückkopplungsgrad kann durch C_r eingestellt werden. Dadurch wird es möglich, C_1 und C_3 gleich groß zu wählen und einen Doppeldrehkondensator für sie zu verwenden.

Ersetzt man die Spule (Induktivität X_2) des Colpitts-Oszillators durch einen Quarz, so erhält man den Pierce-Oszillator.

Clapp-Schaltung

Eine Variante des Colpitts-Oszillators in Kollektorgrundsaltung ist der Clapp-Oszillator. Wählt man C_1 und C_3 sehr viel größer als die arbeitspunktabhängigen Transistorkapazitäten C_{BE} und C_{CE} , so bleiben deren Schwankungen nahezu ohne Einfluss auf die Schwingfrequenz.

Da jedoch $X_2 = -(X_1 + X_3)$ dann eine sehr kleine Induktivität verlangt, die unter Umständen schwer zu realisieren ist, schaltet man eine Kapazität C_2 in Serie, so dass $\omega L_2 - 1/\omega C_2 > 0$ erfüllt ist. Auf diese Weise kann man L_2 ausreichend groß wählen, da die wirksame Induktivität L_{eff} nach der Gleichung

$$L_{eff} = L_2 \left(1 - \frac{1}{\omega_r^2 L_2 C_2} \right) \quad (3.29)$$

kleiner ist als L_2 .

Dem Vorteil der hohen Frequenzkonstanz des Clapp-Oszillators steht der Nachteil gegenüber, dass bei Frequenzvariation mittels C_2 die Schwingamplitude stark frequenzabhängig ist.

Frequenz- und Lastbedingung

Bei gegebenen Reaktanzen X_1 , X_2 und X_3 ist die Schwingfrequenz eines Oszillators durch die Gleichung $X_1 + X_2 + X_3 = 0$ bestimmt, die daher auch als „Frequenzbedingung“ bezeichnet werden kann.

Die „Lastbedingung“ bestimmt den zum Anschwingen maximal zulässigen Lastleitwert G . Er errechnet sich zu $G = g_m X_1 / X_3$. Für den Colpitts-Oszillator wird $G = g_m C_3 / C_1$. In der Praxis ist der Lastleitwert G nicht leicht zu ermitteln, da er sich aus den Leitwerten des Verbrauchers und den Verlusten der Oszillatorschaltung zusammensetzt. Man muss daher durch Verändern der Steilheit g_m oder des Kapazitätsverhältnisses C_3 / C_1 (Rückkopplungsverhältnis) erreichen, dass der Oszillator gerade sicher anschwingt, aber die abgegebene Spannung noch nicht zu stark begrenzt wird. Im Zustand der Begrenzung sind die Schwingbedingungen nicht mehr gültig, da der Kleinsignalbetrieb verlassen wird.

Die bislang beschriebenen Oszillatorschaltungen beziehen ihre Frequenzstabilität einzig aus der Güte der externen, passiven Bauelemente (Spulen, Kondensatoren und Leitungsbauteile). Damit lassen sich je nach Güte der Bauteile Frequenzstabilitäten bis ca. $5 \cdot 10^{-5}$ erzeugen. Oft reicht das nicht aus, so dass stabilere Elemente notwendig werden.

3.5 Quarzoszillatoren

Die Wirkungsweise des Quarzes als Resonator beruht auf dem piezoelektrischen Effekt. Wird auf eine unter geeignetem Winkel aus dem Quarzkristall herausgeschnittene Platte mechanischer Druck oder Zug ausgeübt, so führt das zum Entstehen elektrischer Ladung. Der Effekt ist umkehrbar. Daraus lässt sich ableiten, dass der Quarz im Prinzip ein mechanischer Oszillator ist. Im folgenden werden kurz die verschiedenen Quarzformen und ihre Resonanzersatzschaltbilder sowie der Temperaturgang und einige Schaltungsbeispiele behandelt.

3.5.1 Quarztypen

NF-Quarze

Im Nieder-Frequenzbereich (NF) bis 1 MHz werden Biege-, Dehnungs- (X-Längsschwinger) und Flächenscherungsschwinger mit Eigenschaften entsprechend **Abb. 3.18** eingesetzt.

Die in dieser und in den folgenden Tabellen angegebenen Werte für die Elemente des Ersatzschaltbildes beziehen sich auf **Abb. 3.19**.

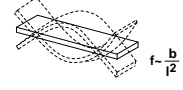
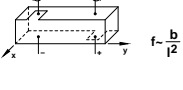
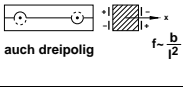
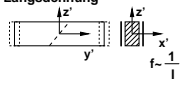
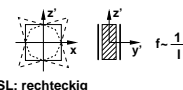
Frequenzbereich	Schwingertyp	Schwingungsform	Temperaturgang	$R_1/k\Omega$	C_1/fF
800 Hz – 4 kHz	Duplexbiegeschwinger	Bimetall-Prinzip 	Parabel, UKP = 15°C	750 – 250	250 – 50
4 kHz – 15 kHz	X-Y-Biegeschwinger		Parabel UKP = +10° ... 40°C	200 – 80	50 – 15
15 kHz – 50 kHz	H-Biegeschwinger		Gerade -7 ... -15 ppm/K	20 – 8	35 – 20
50 kHz – 200 kHz	X+5° Dehnungsschwinger (z.B. 100 kHz-Eichquarze)	Längsdehnung 	Parabel, (16° ... 55°C)	4	60 – 30
200 kHz – 400 kHz 300 kHz – 800 kHz 400 kHz – 800 kHz	Flächenscherungsschwinger DT-Schnitt CT-Schnitt SL-Schnitt		Parabel, UKP = 0° ... 60°C typ. 15°C	1 – 5	30 – 7

Abb. 3.18: Übersicht über die gebräuchlichsten NF-Quarze im Bereich < 1 MHz.

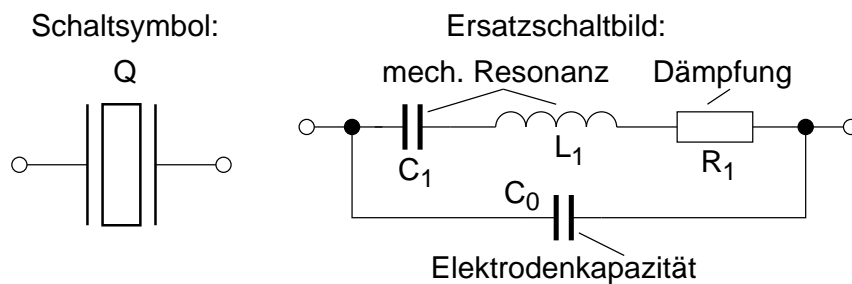


Abb. 3.19: Schaltsymbol und dynamisches Ersatzschaltbild eines Schwingquarzes.

Der Temperaturgang der Resonanzfrequenz wird durch die Parabel

$$\frac{\Delta f}{f} = -a(T - T_{UKP})^2 \tag{3.30}$$

beschrieben. Die Steilheit a variiert dabei je nach Typ zwischen $2 \cdot 10^{-8}K^{-2}$ und $5 \cdot 10^{-8}K^{-2}$. Die Umkehrtemperatur T_{UKP} kann für die meisten Schwingungstypen angegeben werden. Eine Ausnahme vom Temperaturverlauf nach **Gl. 3.30** macht der H-Biegeschwinger, bei dem ein linearer Frequenzgang zu verzeichnen ist.

AT-Grundwellenschwinger

Für den hohen Frequenzbereich werden Quarze mit dem AT-Schnitt eingesetzt. AT-Quarze sind Dickenschwinger mit einem Grundwelleneinsatzbereich üblicherweise zwischen ca. 750 kHz und 25 MHz. Die Abhängigkeit der relativen Frequenzänderung von der Temperatur wird in guter Näherung durch eine kubische Parabel

$$\frac{\Delta f}{f} = -a_1(T - T_{INV}) + a_3(T - T_{INV})^3 \quad (3.31)$$

beschrieben. Für die Koeffizienten gilt: $a_1 = 84 \cdot 10^{-9} \frac{\Delta\theta}{\text{Winkelminuten}} \text{K}^{-1}$ und $a_3 = 10^{-10} \text{K}^{-3}$. $\Delta\theta$ ist die Abweichung vom sogenannten Nullwinkel, das ist derjenige Schnittwinkel θ , für den die Wendetangente in der Temperaturabhängigkeit waagrecht verläuft (Kurve (1) in **Abb. 3.20**). T_{INV} ist die Temperatur am Wendepunkt. **Abb. 3.20** zeigt qualitativ die relative Frequenzänderung als Funktion der Temperatur für zwei verschiedene Schnittwinkel.

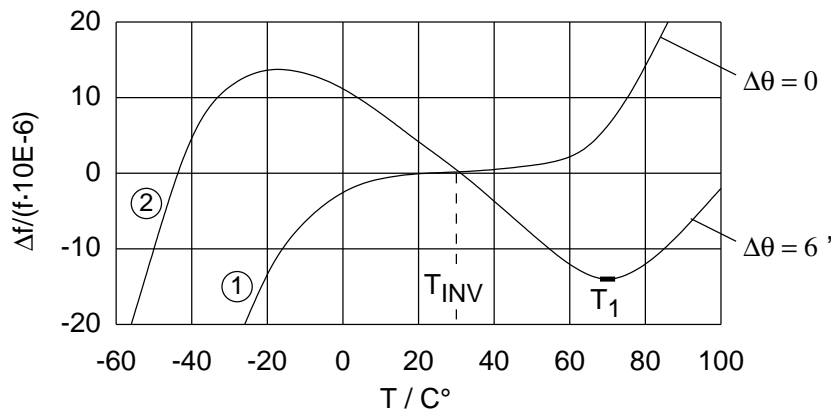


Abb. 3.20: Relative Frequenzänderung von AT-Quarzen (qualitativ) mit verschiedenen Schnittwinkeln gegen die kristallographischen Achsen.

Die Kurve (2) zeigt den typischen Verlauf. Thermostatbetrieb ist im hervorgehobenen Kurvenstück um den oberen Umkehrpunkt bei der Temperatur T_1 üblich. Als Ersatzdaten für AT-Quarze sind die Werte in **Tabelle 3.1** aus der Literatur bekannt.

Modernste Ätztechniken der Mikromechanik (inverted mesa) erlauben die Herstellung von AT-Grundtonquarzen mit Schwingfrequenzen bis zu 250 MHz.

Quarzform	Frequenzbereich (MHz) für Gehäusefamilie			typische Ersatzdaten			
	HC-6/U	HC-25/U	HC-35/HC-45	C_0	C_1	Q	R_1
bikonvex	0,75 – 1,5	—	—	3 – 7 pF	8 fF	> 100000	100 Ω – 500 Ω
plankonvex	1,5 – 3	2,7 – 5,2	—	4 – 7 pF	10 fF	> 100000	< 200 Ω
plan mit Facette	2 – 7	4,5 – 10,5	10 – 13	5 – 7 pF	20 fF [10 fF]	> 50000	10 Ω – 100 Ω
plan	7 – 20 (30)	10,5 – 20 (30)	13 – 20 (30)				

Tabelle 3.1: Ersatzdaten von AT-Grundtonquarzen.

AT-Obertonquarze

Wird ein Dickenschwinger in einem Oberton angeregt, so schwingt die Quarzscheibe in mehreren Unterscheiben gegenphasig zueinander. Es können dabei nur ungeradzahlige Obertöne angeregt werden, da bei den geradzahligem Oberschwingungen die Elektroden gleiche Polarität besitzen würden. **Abb. 3.21** zeigt schematisch die Anregung des Grundtons bzw. des dritten Obertones.

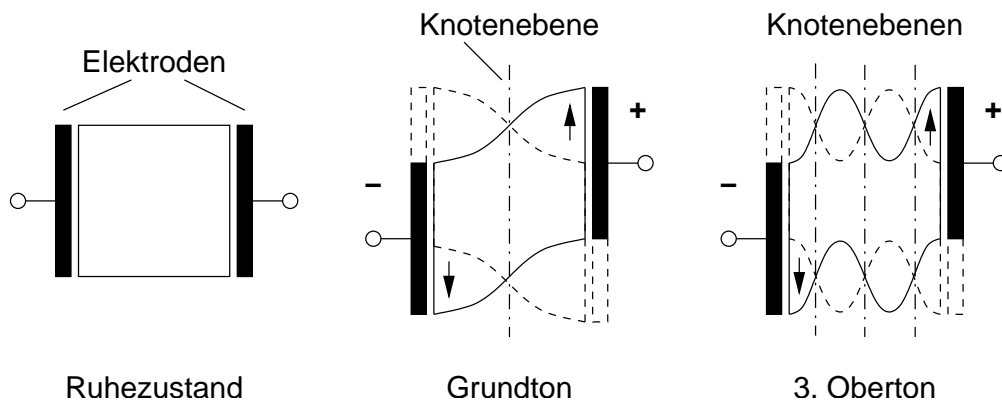


Abb. 3.21: Dickenschwinger im Grundton und im dritten Oberton (schematisch).

Die Grundfrequenz eines AT-Quarzes ist umgekehrt proportional zur Scheibendicke. So ist beispielsweise ein 30 MHz Grundtonquarz ca. 55 μm dick. Regt man ihn auf dem dritten Oberton, also bei 90 MHz an, dann ist die elektrisch wirksame „Unterscheibchen“-Dicke ein Drittel davon, das sind ca. 18 μm . Allerdings ist die Obertonfrequenz nicht genau die n -fache Grundfrequenz, jedoch wird diese sogenannte Anharmonie mit wachsendem Oberton geringer. Daher ist es relativ einfach möglich, Quarzoszillatoren auch noch bei etwa 300 MHz zu betreiben, obwohl die „übliche“ obere Frequenzgrenze bei 200 MHz (9. Oberton) liegt: Man betreibt den Quarz im 11. oder 13. Oberton, der ziemlich genau das 11/9- bzw. 13/9-fache des 9. Obertones ist. Allerdings sollte dafür ein Quarz mit möglichst hoher Grundtonfrequenz gewählt werden (20–30 MHz), damit die Obertonmoden weit auseinander liegen. Die typischen Ersatzdaten sind in **Tabelle 3.2** zusammengestellt.

Oberton	Frequenzbereich (MHz) für Gehäusefamilie			typische Ersatzdaten			
	HC-6/U	HC-25/U	HC-35/HC-45	C_0	C_1	Q	R_1
3	18 – 60 (80)	20 – 60 (90)	27 – 60 (90)	5 – 7 pF [2 – 4 pF]	2 fF [1 fF]	$> \frac{4 \cdot 10^6}{f/\text{MHz}}$	20 Ω [40 Ω]
5	40 – 115 (130)	40 – 115 (150)	50 – 125		0,6 – 0,8 fF [0,4 fF]	$> \frac{5 \cdot 10^6}{f/\text{MHz}}$	40 Ω [80 Ω]
7	70 – 150	70 – 150	70 – 175		0,3 – 0,4 fF [0,2 fF]		100 Ω [150 Ω]
9	150 – 200	150 – 200	150 – 200		0,2 – 0,3 fF [0,1 fF]		150 Ω [200 Ω]

Tabelle 3.2: Ersatzdaten von AT-Obertonquarzen.

Die dynamische Kapazität C_1 geht im Quadrat des Obertons n zurück:

$$C_{1,typ} \sim \frac{1}{n^2} \quad (3.32)$$

Die Werte von R_1 steigen an. Sie liegen typisch zwischen 20 und 200 Ω . Daher sinkt die erreichbare Güte mit wachsender Frequenz. Mit steigender Frequenz stellt die statische Kapazität C_0 einen immer stärkeren Nebenschluss für den Quarz dar. Daher sollte die statische Kapazität ab einer bestimmten Grenze grundsätzlich durch eine Parallelspeule mit der Induktivität

$$L_p = \frac{1}{4\pi^2 f_s^2 C_0} \quad (3.33)$$

kompensiert werden (f_s siehe **Gl. 3.35**). Als Faustregel für die Grenze gilt: C_0 -Kompensation, wenn $|X_{C_0}| < 5R_1$, oder allgemein oberhalb von etwa 70 MHz.

3.5.2 Elektrische Eigenschaften

Ausgehend vom Ersatzschaltbild eines Schwingquarzes (**Abb. 3.19**) lässt sich die Resonanzfrequenz herleiten. C_1 und L_1 beschreiben die mechanische Resonanz, R_1 die Dämpfung. Die Quarzankopplung durch zwei beidseitig der Quarzplatte aufgedampfte Metallflächen verursacht eine nicht zu vernachlässigende Kapazität, die durch C_0 verkörpert wird. Wird R_1 vernachlässigt, so ergibt sich die Impedanz

$$\underline{Z}_q = \frac{j}{\omega} \cdot \frac{\omega^2 L_1 C_1 - 1}{C_0 + C_1 - \omega^2 L_1 C_1 C_0} \quad (3.34)$$

wodurch eine Serien- und eine Parallelresonanz definiert werden können.

Die **Serienresonanzfrequenz** ergibt sich durch Nullsetzen des Zählers ($\underline{Z}_q = 0$):

$$f_s = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_1 C_1}} \quad (3.35)$$

Für den AT-Dickenschwinger ergibt sich so:

$$f_s = \frac{1,67 \text{ MHz}}{d/\text{mm}}$$

Die **Parallelresonanzfrequenz** wird durch Nullsetzen des Nenners ermittelt ($\underline{Z}_q = \infty$):

$$f_p = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_1 C_1}} \sqrt{1 + \frac{C_1}{C_0}} = f_s \sqrt{1 + \frac{C_1}{C_0}} \quad (3.36)$$

Die Serienresonanz hängt nur von dem definierten Produkt $L_1 C_1$ ab, bei der Parallelresonanz geht dagegen die wesentlich schlechter definierte Elektrodenkapazität C_0 mit ein. Gleichzeitig liegt die Serienresonanzfrequenz unter der Parallelresonanzfrequenz.

Soll die Resonanzfrequenz geringfügig geändert werden („ziehen“), so kann das bei der Serienresonanz durch Serienschaltung einer Kapazität C_s wie in **Abb. 3.22** erfolgen, wodurch sich die neue Impedanz \underline{Z}'_q ergibt:

$$\underline{Z}'_q = \frac{1}{j\omega C_s} \cdot \frac{C_1 + C_0 + C_s - \omega^2 L_1 C_1 (C_0 + C_s)}{C_0 + C_1 - \omega^2 L_1 C_1 C_0} \quad (3.37)$$

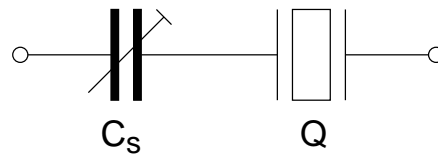


Abb. 3.22: Abgleich der Resonanzfrequenz mit einer Serienkapazität.

Durch Umformen erhält man daraus die neue Serienresonanzfrequenz f'_s zu

$$f'_s = f_s \sqrt{1 + \frac{C_1}{C_0 + C_s}} \quad (3.38)$$

und unter der Voraussetzung $C_1 \ll C_0 + C_s$ mit einer Reihenentwicklung die vereinfachte Form

$$f'_s = f_s \left[1 + \frac{C_1}{2(C_0 + C_s)} \right] \quad \text{wobei} \quad f_s \leq f'_s \leq f_p \quad \text{ist.} \quad (3.39)$$

Damit ergibt sich die relative Frequenzänderung bei Serienresonanz zu

$$\frac{\Delta f_s}{f_s} = \frac{C_1}{2(C_0 + C_s)} \quad (3.40)$$

und die gezogene Serienresonanz rückt für sehr kleine Werte C_s in die Nähe der Parallelresonanz. C_s erlaubt eine präzise Einstellung der Schwingfrequenz. Die Parallelresonanz wird dabei nicht verändert.

3.5.3 Oszillatorschaltungen

Da für die verschiedenen speziellen Anwendungsfälle eine große Zahl von Schaltungen existiert, würde eine systematische Behandlung den Rahmen dieses Kapitels sprengen. Daher werden im folgenden nur drei typische Beispiele vorgestellt.

NF-Quarzoszillator

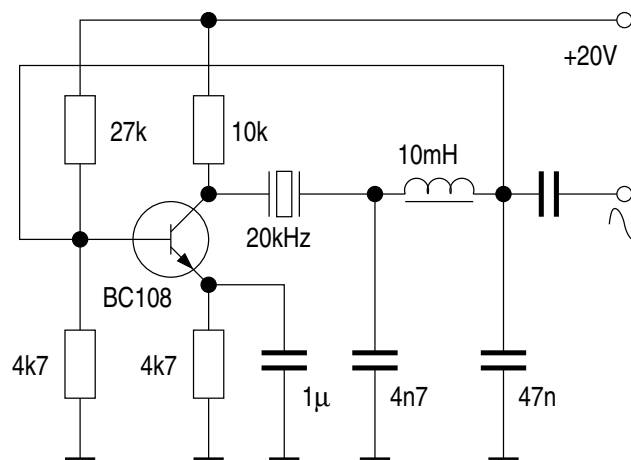


Abb. 3.23: 20 kHz-Quarzoszillator (H-Biegeschwinger) mit Impedanztransformation.

Bei großen Werten von R_1 im Ersatzschaltbild des Quarzes (**Abb. 3.19**) muss die Verstärkerstufe einen hohen Eingangswiderstand aufweisen. Dies kann beispielsweise wie in **Abb. 3.23** durch Impedanztransformation geschehen.

Grundwellen-AT-Quarzoszillatoren (Parallelresonanz)

Als Beispiel eines Colpitts-Oszillators ist in **Abb. 3.24** eine Schaltung mit einer Darlingtonstufe gezeigt. Durch den hohen Eingangswiderstand können die Teilerkondensatoren C_1 und C_2 sehr hohe Kapazitätswerte bekommen. Damit ist die Rückwirkung der Transistorstufe auf die Oszillatorfrequenz sehr klein. Die effektive Last- (Bürde-) Kapazität des Quarzes wird durch die Serienschaltung von C_1 und C_2 dargestellt. Um auf „vernünftige“ Standardwerte (ca. 30 pF, typischer Bereich 10–50 pF) zu kommen, wird in der Praxis eine Kapazität dieser Größenordnung zum Abgleich der Oszillatorfrequenz in Reihe zum Quarz geschaltet.

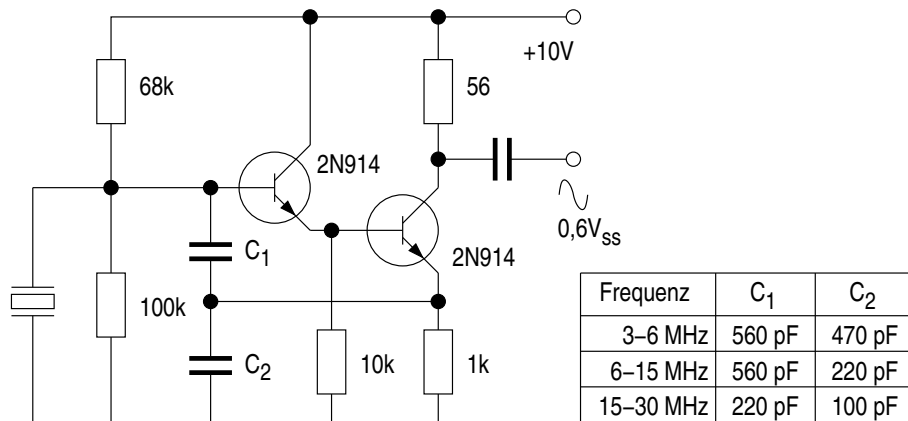


Abb. 3.24: Colpitts-Oszillator mit Darlingtonstufe für AT-Grundtonquarze.

Oberton-AT-Quarzoszillatoren (Serienresonanz)

Vorteilhaft ist eine Serienresonanzschaltung wie in **Abb. 3.25** gezeigt. Die Dimensionierung von C_1 und C_2 erfolgt so, dass sich eine ausreichende Schleifenverstärkung ergibt. Diese wird außer durch den Quotienten C_1/C_2 noch durch die Spannungsteilung aus Quarzwiderstand und Eingangsimpedanz am Emitter reduziert.

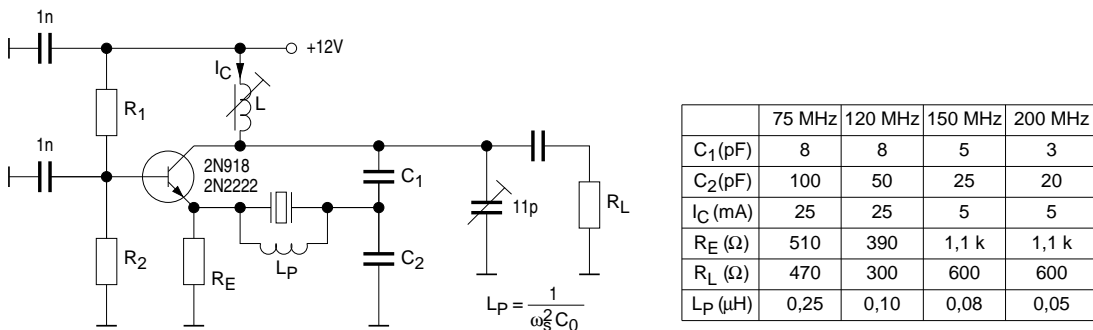


Abb. 3.25: AT-Oberton-Quarzoszillator bis 200 MHz (Colpitts-Oszillator in Basis-schaltung).

Bei der Auswahl der Transistoren gilt als Faustregel, dass die Transitfrequenz mindestens den zehnfachen Wert der Oszillatorfrequenz erreichen soll. Zu empfehlen sind darüber hinaus Transistoren mit hoher Gleichstromverstärkung bei kleinem Basiswiderstand. Die Schwingfrequenz des Pierce-Oszillators liegt oberhalb von f_s , da im Frequenzbereich $f_s < f_r < f_p$ der Quarz einen induktiven Blindwiderstand hat. Um unerwünschten Obertonschwingungen vorzubeugen, verwendet man die Pierce-Miller-Schaltung, die man erhält, wenn man L_1 der induktiven Dreipunktschaltung durch einen Quarz ersetzt.

3.6 Oszillatoren mit dielektrischem Resonator

Als Analogon zum Hohlraumresonator werden in den letzten Jahren vermehrt dielektrische Resonatoren eingesetzt. Es sind dies zylinderförmige Scheiben aus einem hochpermittiven Material wie Bariumoxid-Titanoxid oder -Zirkonat mit ϵ_r -Werten zwischen 5 und 150. Üblicherweise wird ein Material mit $\epsilon_r \approx 39$ verwendet. Die unbelastete Güte liegt bei 7000 bis 10000 und ist damit etwa zehnmal kleiner als die Güte von Schwingquarzen. **Abb. 3.26** zeigt das $TE_{01\delta}$ -Feld ($H_{01\delta}$) eines dielektrischen Resonators. Der longitudinale Modenindex δ ($\delta < 1$) weist auf die Tatsache hin, dass das Feld auch in den Außenraum reicht.

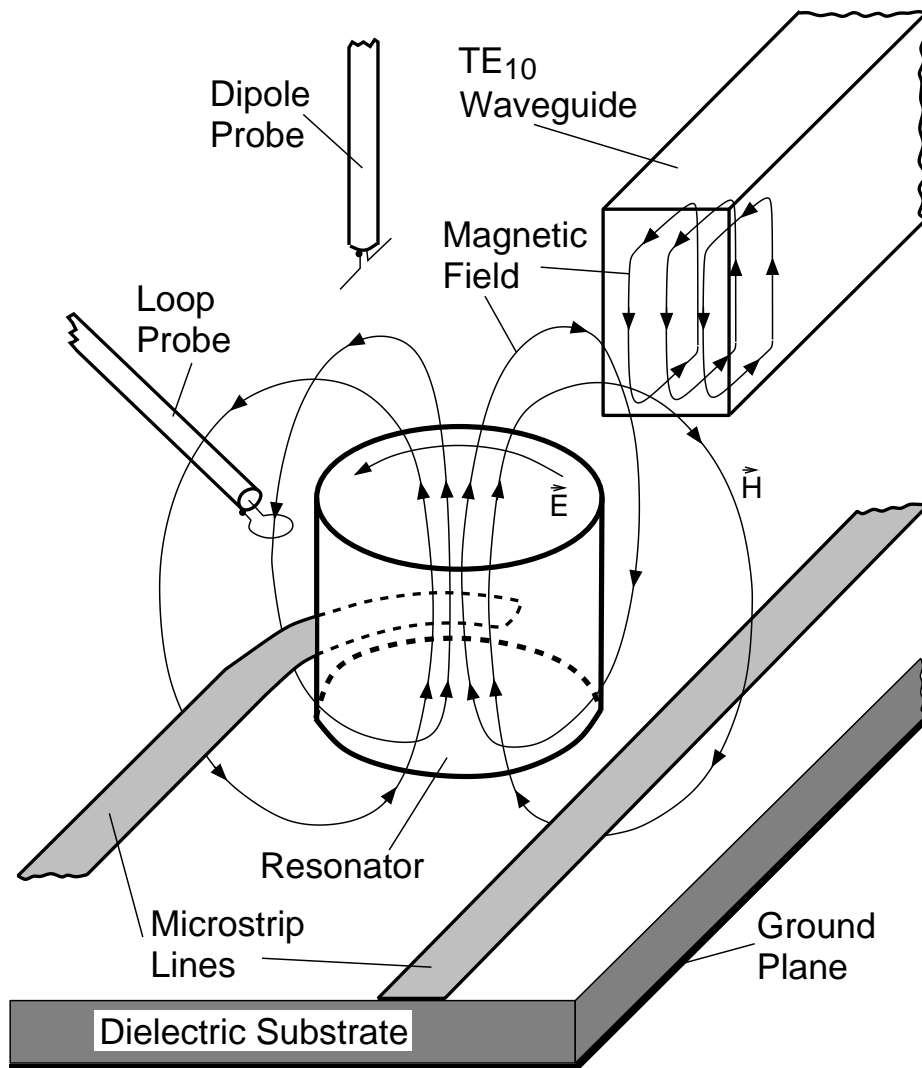


Abb. 3.26: Dielektrischer Resonator, Modell der elektrischen und magnetischen Felder der $TE_{01\delta}$ -Resonanz eines dielektrischen Resonators.

Die Ankopplung an den dielektrischen Resonator erfolgt im Allgemeinen magnetisch, wobei hier verschiedene Varianten bekannt sind.

3.6.1 Einseitige Streifenleitungskopplung

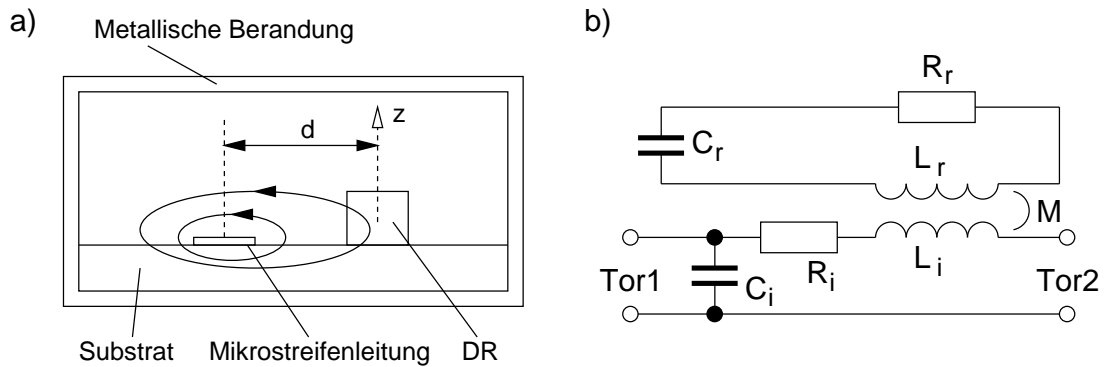


Abb. 3.27: Einseitige Ankopplung eines dielektrischen Resonators an eine Mikrostreifenleitung.
a) Aufbau; b) Ersatzschaltbild.

Die Kopplung erfolgt durch das Magnetfeld der Mikrostreifenleitung. Das Ersatzschaltbild nach **Abb. 3.27** kann in der Nähe der Resonanzfrequenz vereinfacht werden, so dass sich nur noch eine Kettenschaltung aus zwei gleich langen Leitungsstücken mit einer Phasenverschiebung Φ und einer Resonanzersatzimpedanz Z_T ergibt (**Abb. 3.28**).

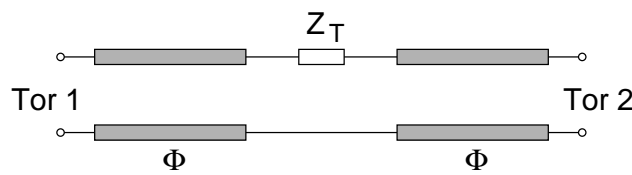


Abb. 3.28: Ersatzschaltbild in der Nähe der Resonanzfrequenz.

In der Nähe der Resonanzfrequenz ω_0 berechnet sich Z_T zu:

$$Z_T = \omega Q_0 \frac{M^2}{L_r} \frac{1}{1 + jx} \quad , \quad x = 2Q_0 \frac{\Delta\omega}{\omega}$$

$$\text{mit } Q_0 = \frac{L_r \omega_0}{R_r} \quad , \quad \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_r C_r}} \quad (3.41)$$

und $M =$ Gegeninduktivität

Bei der Resonanzfrequenz gilt mit $x = 0$:

$$Z_T = R = \omega_0 Q_0 \frac{M^2}{L_r} \quad (3.42)$$

Die Leerlaufgüte Q_0 erfasst nur die Verluste im dielektrischen Resonator selbst. Definiert man bei der Resonanzfrequenz den Koppelfaktor $\beta = Z_T(\Delta\omega = 0)/2Z_0$, dann erhält man für die belastete Güte $Q_e = Q_0/\beta$

$$Q_e = \frac{2Z_0 L_r}{\omega_0 M^2} \quad (3.43)$$

Das Verhältnis L_r/M^2 kann mit Hilfe der sogenannten „ H/I -Methode“ bestimmt werden. Bei Verwendung dieser Methode wird zur Vereinfachung folgendes angenommen: Magnetfelder H resultieren ausschließlich aus dem Strom auf der Streifenleitung (Breite w , Dicke vernachlässigt) und dem Strom auf der Massefläche, der über der Breite $3w$ als konstant angenommen wird.

Man erhält schließlich:

$$\frac{M^2}{L_r} = \mu_0^2 A^2 \left(\frac{H}{I} \right)^2 \quad (3.44)$$

$$\text{mit } \frac{H}{I} = \ln \frac{(d + w/2)^2 + (L/2)^2}{(d - w/2)^2 + (L/2)^2} - \frac{1}{3} \ln \frac{(d + 3w/2)^2 + (h_S + L/2)^2}{(d - 3w/2)^2 + (h_S + L/2)^2} \quad (3.45)$$

Hierbei bezeichnen h_S die Substrathöhe, d den Abstand zwischen Streifenleitung und Resonatormitte, L die Resonatorhöhe und A diejenige Fläche, innerhalb derer die magnetischen und elektrischen Felder als konstant angesehen werden können. Sie ergibt sich entweder durch Feldberechnung oder durch Abschätzung. Mit den berechneten Größen kann anschließend die Übertragungsfunktion des Zweitores (siehe **Abb. 3.28**) ermittelt werden:

$$S_{11} = \frac{Z_T/Z_0}{2 + Z_T/Z_0} \cdot e^{-2j\Phi} \quad (3.46)$$

$$S_{21} = \frac{2}{2 + Z_T/Z_0} \cdot e^{-2j\Phi} \quad (3.47)$$

Z_0 ist der Wellenwiderstand der Streifenleitung.

3.6.2 DR-Bandpass-Filter in Microstrip

Zwei über einen dielektrischen Resonator (DR) gekoppelte Mikrostreifenleitungen bilden ein Bandpassfilter, dessen Mittenfrequenz mit der Resonanzfrequenz des Resonators übereinstimmt. Bei Verwendung mehrerer DR erhält man mehrpolige DR-Filter.

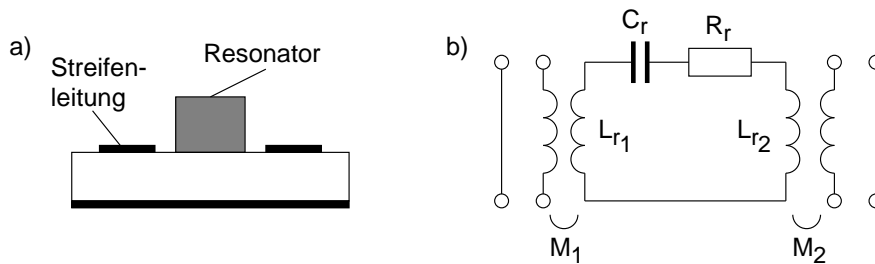


Abb. 3.29: Filter in Microstrip mit einem dielektrischen Resonator
a) Aufbau; b) Ersatzschaltbild.

3.6.3 Resonanzfrequenz und Verstimmung

Die Resonanzfrequenz des dielektrischen Resonators ist eine Funktion des Verhältnisses seiner Höhe L zum Durchmesser D . **Abb. 3.30** zeigt die Resonanzfrequenz für Zylinder mit $D = 16,5$ mm und $\varepsilon_r = 83$ als Funktion der Höhe L für verschiedene Schwingungsmoden.

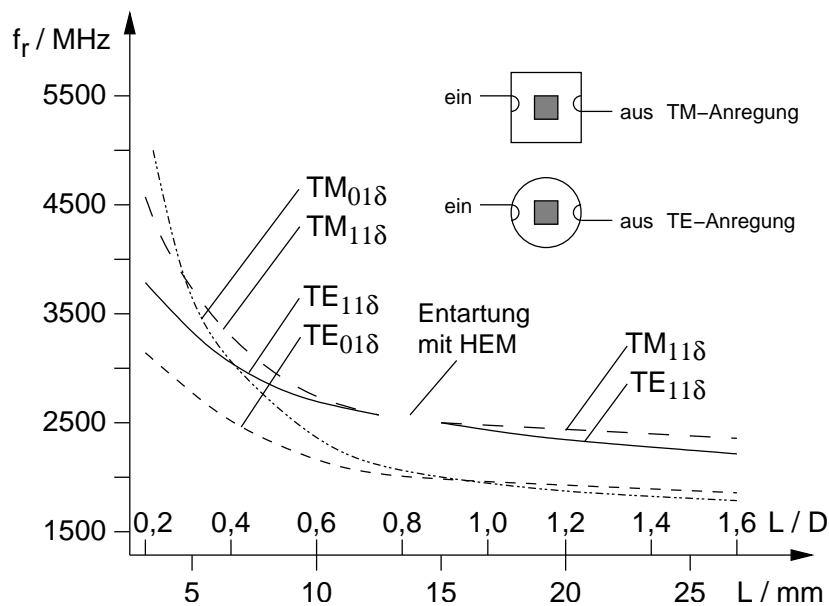


Abb. 3.30: Resonanzfrequenzen eines dielektrischen Zylinders mit $D = 16,5$ mm und $\varepsilon_r = 83$.

Vereinfacht gesagt ist die Resonanzfrequenz eine Funktion des elektrischen Durchmessers, wobei die Wellenlänge der Resonanzfrequenz etwa dem elektrischen Durchmesser gleichkommt. Eine exakte Analyse lässt sich nur durch rigorose Anwendung der Feldtheorie durchführen, wobei Verläufe zum Beispiel wie in **Abb. 3.30** zustandekommen. Gleichzeitig ist zur Resonanzfrequenzermittlung

die Umgebung zu berücksichtigen. Die Resonanzfrequenz ist abhängig vom Abstand des Resonators zur metallischen Berandung.

Dieser Effekt kann auch zur gezielten Verstimmung der Resonanzfrequenz ausgenutzt werden. Dazu wird eine metallische oder dielektrische Schraube dem dielektrischen Resonator von oben genähert, wodurch sich Frequenzanhebungen oder -absenkungen ergeben.

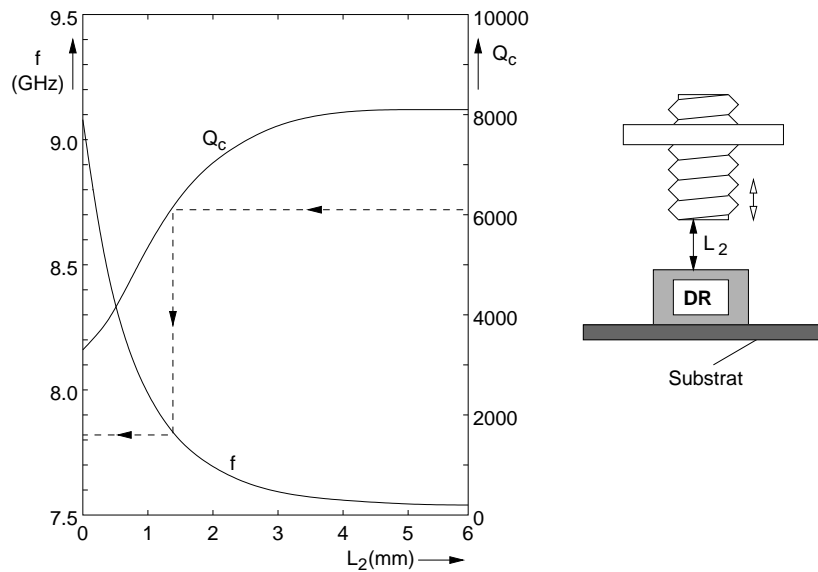


Abb. 3.31: Änderung von Güte und Resonanzfrequenz des $TE_{01\delta}$ Modus durch einen metallischen Stempel im Abstand L_2 .

Abb. 3.31 zeigt die Güte und Resonanzfrequenz des $TE_{01\delta}$ Modus eines Zylinders mit $D = 8,3$ mm, $L = 3,41$ mm und $\epsilon_r = 38$ als Funktion des Abstandes L_2 eines metallischen Abstimmstempels.

Beim Kauf dielektrischer Resonatoren muss darauf geachtet werden, dass die Resonanzfrequenz etwas niedriger gewählt wird, da im Allgemeinen das Messverfahren des Herstellers in dieser Weise vom realen Fall abweicht. Als Richtwert kann etwa 1–5 % angenommen werden.

3.6.4 Oszillatorschaltungen mit dielektrischen Resonatoren

Der dielektrische Resonator kann grundsätzlich auf zwei Arten zur Stabilisierung eingesetzt werden. Entweder liegt er am Eingang, d.h. im Rückkopplungszweig, und ist damit direkt frequenzbestimmend. In diesem Fall schwingt der Oszillator nicht ohne den Resonator. Ein Beispiel hierzu zeigt **Abb. 3.32**. Oder der

Resonator liegt am Ausgang und erzeugt durch seine bei Abweichung von der Resonanzfrequenz merkliche Serienimpedanz eine starke Reflexion in den Oszillator (**Abb. 3.33**). Dieses Verfahren hat nur bei stark lastabhängigen Schaltungen Erfolg („Load-Pulling“). Der Oszillator schwingt hier im Allgemeinen auch ohne Resonator.

Die **Abb. 3.32** und **Abb. 3.33** zeigen mögliche Oszillatortypen für beide Varianten.

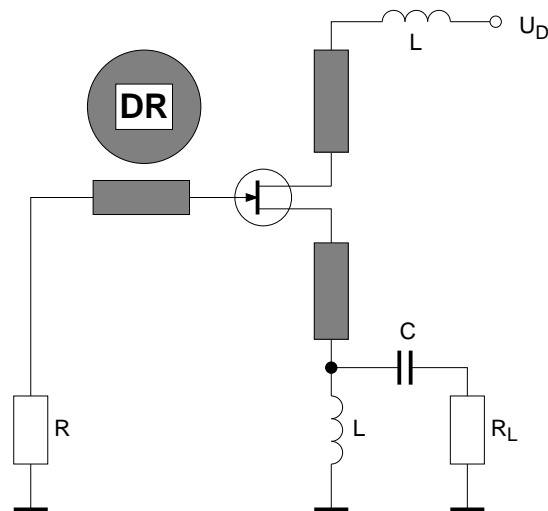


Abb. 3.32: Oszillator mit dielektrischem Resonator am Eingang.

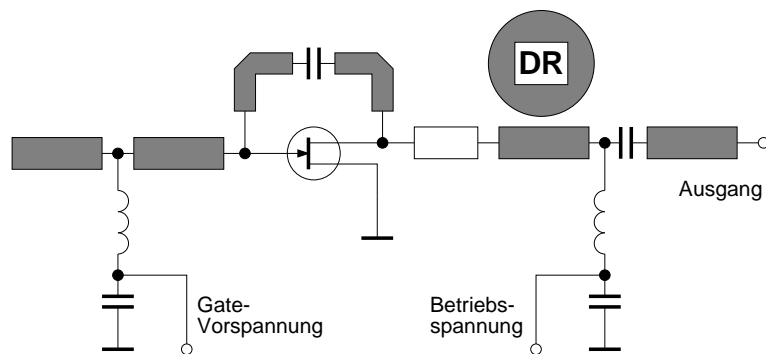


Abb. 3.33: Oszillator mit dielektrischem Resonator am Ausgang.

Kapitel 4

Frequenzvervielfacher

Frequenzvervielfacher werden zur Erzeugung hoher, stabiler Frequenzen von Quarzoszillatoren und zur Vergrößerung von Phasen- und Frequenzhub in Senderschaltungen eingesetzt.

Prinzipiell können alle nichtlinearen Bauelemente zur Vervielfachung verwendet werden. Nichtlineare Wirkwiderstände (z.B. Schottky-Dioden) sind jedoch wegen ihres geringen Wirkungsgrades weniger gut geeignet als nichtlineare Reaktanzen.

Nichtlineare Reaktanzen zum Beispiel Kapazitätsdioden (Sperrschicht- oder Speichervariaktoren) erlauben im theoretischen Idealfall eine Umsetzung der gesamten bei der Grundschwingung zugeführten Leistung in die Leistung einer bestimmten Oberschwingung. Nichtlineare Reaktanzen sind zum Beispiel Kapazitätsdioden (Sperrschicht- oder Speichervariaktoren). Im Betrieb als Sperrschichtvariaktor wird der nichtlineare Verlauf der Sperrschichtkapazität ausgenutzt, beim Speichervariaktor nutzt man die beim Übergang vom Sperrbereich zum Flussbereich auftretende starke Nichtlinearität. Der Speichervariaktor ist eine spezielle PIN-Diode und ist auch unter der englischen Bezeichnung „step-recovery diode (SRD)“ oder „snap-off diode“ bekannt.

Für Frequenzen bis etwa 50 GHz lassen sich auch im C-Betrieb nichtlinear arbeitende Transistorverstärker als Vervielfacher einsetzen. Bis 1 GHz werden dafür Si-Transistoren, bis 30 GHz GaAs- und darüber HEMT-Transistoren verwendet.

Die nachstehende **Tabelle 4.1** fasst die wichtigsten Eigenschaften der hauptsächlich verwendeten Vervielfachertypen zusammen.

Am Beispiel eines idealisierten Speichervariaktors soll gezeigt werden, wie die Eigenschaften eines Frequenzvervielfachers theoretisch berechnet werden können. **Abb. 4.1** zeigt die Kennlinie eines idealen Speichervariaktors.

Der ideale Speichervariaktor mit Diffusionsspannung $U_D = 0$ hat die Kennlinie:

Tabelle 4.1: Eigenschaften hauptsächlich verwendeter Frequenzvervielfachertypen.

	Vervielfachungsfaktor n	Eingangsleistung P	Frequenzbereich nf_0	Bemerkung	Nichlinearität	Modellierung
Speicher- varaktor	$n > 4$	$P > 1 \text{ W}$	$f_0 \gg 1/\tau_p$ $nf_0 \lesssim 20 \text{ GHz}$	Untere Grenze: Lebensdauer der Minoritätsträger. ¹⁾ Obere Grenze: Abklingkonstante des bei Sperrspannung anliegenden Diffusionsstroms. ²⁾	Umschalten Sperr-/ Flußbereich	Blindwiderstände Manly, Rowe: $P(nf_0) = -P(f_0)$
Sperrschicht- varaktor	$n \leq 4$	$P < 1 \text{ W}$	$nf_0 > 10 \text{ GHz}$	Die Eingangsleistung wird durch die Durchbruchsspannung begrenzt.	Sperrschichtkapazität	
Schottky- diode	$n < 4$	$P < 0,1 \text{ W}$	$nf_0 > 25 \text{ GHz}$	geringe Durchbruchsspannung, kein Speicherbetrieb möglich	Kennlinie	Wirkwiderstände Page, Pantell:
Transistor- verstärker	$n < 4$	$P < 0,1 \text{ W}$	$nf_0 < 50 \text{ GHz}$	Arbeitspunkt im Sperrbereich (C-Betrieb), kurze Ausgangsimpulse	Kennlinie	$P(nf_0) = -\frac{P(f_0)}{n^2}$

¹⁾ Rekombinationsverluste

²⁾ Hystereseverluste

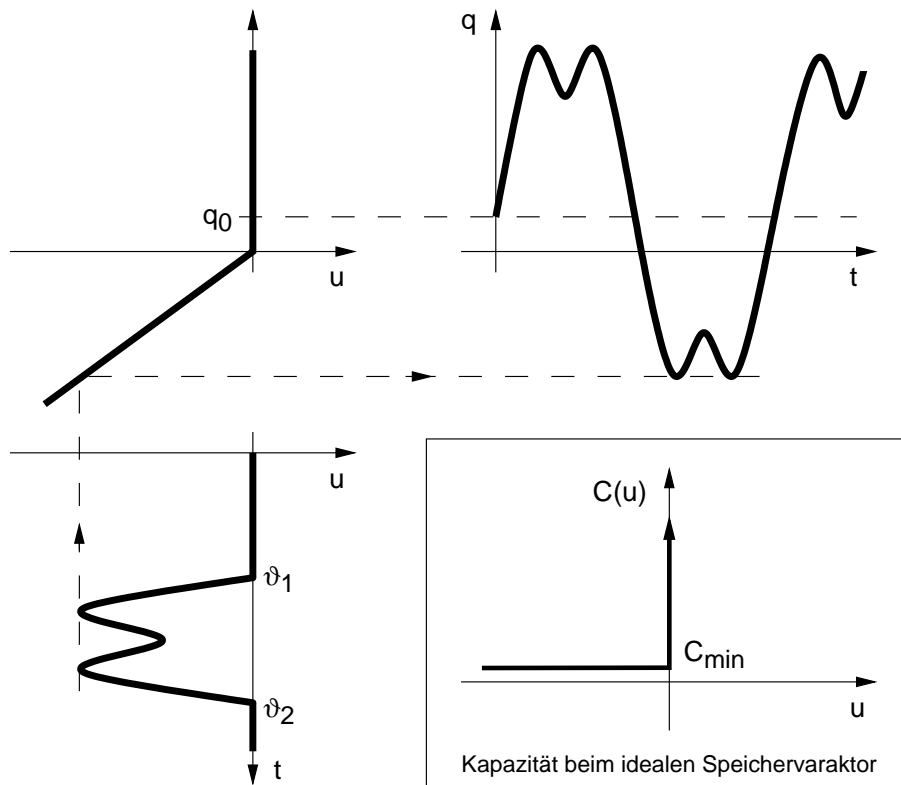


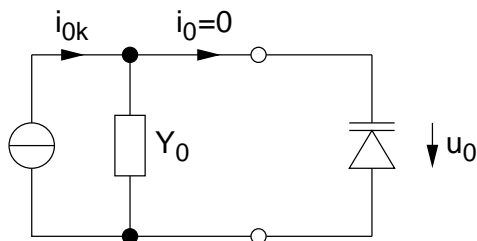
Abb. 4.1: Idealer Speichervaraktor mit Stromaussteuerung.

$$\begin{array}{llll}
 q = C_{\min} u & \text{für} & u < 0 & (C = \text{const.}) \\
 u = 0 & \text{für} & q > 0 & (C = \infty)
 \end{array} \quad (4.1)$$

Die im Varaktor gespeicherte Ladung ist $q(t)$.

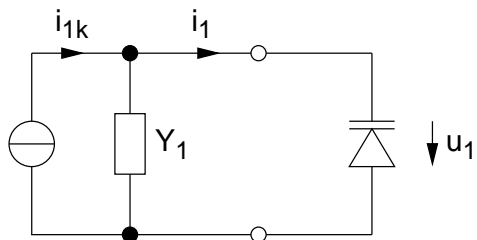
$$q(t) = q_0 + 2q_1 \cos \omega t + 2q_n \cos(n\omega t + \varphi) \quad (4.2)$$

Wegen $i = dq/dt$ fließt kein Gleichstrom ($i_0 = 0$). Für den Vervielfacherbetrieb ist ein Stromgenerator mit der Kreisfrequenz ω vorzusehen. Das den Varaktor umgebende lineare Netzwerk muss folgende Eigenschaften aufweisen (hierbei wurde $\sin \omega t = (e^{j\omega t} - e^{-j\omega t})/2j$ verwendet):



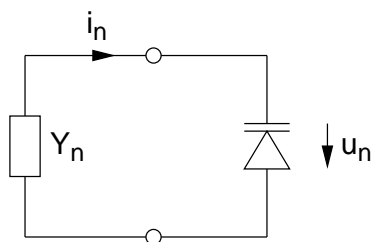
$$i_{0k} = Y_0 u_0 \quad (4.3)$$

Biasgleichstrom
(Diodenvorstrom)



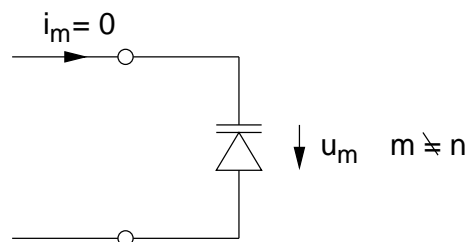
$$i_{1k} = j\omega q_1 + Y_1 u_1 \quad (4.4)$$

Grundwelle



$$0 = j n \omega q_n + Y_n u_n \quad (4.5)$$

n -te Oberwelle



$$i_m = 0 \quad (4.6)$$

Leerlauf für alle anderen
Frequenzen

Die Spannungen bei den verschiedenen Frequenzen werden aus der Fourier-Entwicklung von $u(t) = u(q(t))$ bestimmt.

$$u_k = \frac{1}{2\pi C_{min}} \int_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} [q_0 + 2q_1 \cos \omega t + 2q_n \cos(n\omega t + \varphi)] e^{-jk\omega t} d(\omega t) \quad (4.7)$$

Der Stromflusswinkel $\vartheta = \vartheta_2 - \vartheta_1$ ist definiert durch die Nulldurchgänge von $q(t)$:

$$0 = q_0 + 2q_1 \cos \omega t + 2q_n \cos(n\omega t + \varphi) \quad (4.8)$$

Damit sind alle Größen in den Gleichungen **Gl. 4.3** bis **Gl. 4.6** bekannt. Der Wirkungsgrad des Vervielfachers $\eta = P_n/P_1$ mit

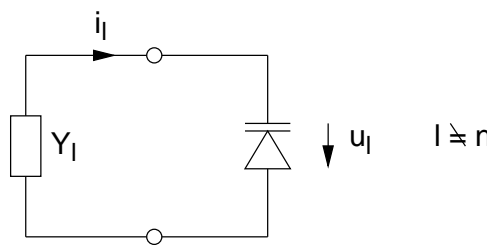
$$P_1 = \frac{1}{2}|i_1|^2/\operatorname{Re}\{Y_1\}, \quad P_n = \frac{1}{2}|i_n|^2/\operatorname{Re}\{Y_n\} \quad (4.9)$$

kann angegeben werden.

Für eine fundierte Betrachtung ist die in **Abb. 4.1** angenommene Kennlinie zu einfach. Beim Speichervaraktor treten Verluste durch den Bahnwiderstand auf.

Die endliche Lebensdauer τ_p der während der Flussphase in das Bahngebiet injizierten Minoritätsträger führt zu Rekombinationsverlusten. Diese bewirken einen Gleichstrom i_0 durch die Diode. Um die Verluste gering zu halten, muss die Periodendauer des HF-Signals klein gegen τ_p sein, also $f_0 \gg 1/\tau_p$. Bei der Herstellung von Speichervariatoren ist man bemüht, eine möglichst große Lebensdauer zu erreichen: Man verwendet Silizium mit $0,1 \mu\text{s} < \tau_p < 1 \mu\text{s}$. GaAs ist wegen $\tau_p \approx 1 \text{ ns}$ nicht geeignet. Der Spannungsabfall des Rekombinations-Gleichstroms an einem Widerstand kann zur Einstellung des Arbeitspunktes q_0 bzw. des Stromflusswinkels ϑ verwendet werden. Zum Zeitpunkt des Umschaltens der Diode in den Sperrbereich ist die Minoritätsträgerladung noch nicht voll abgebaut. Daher fließt bei anliegender Sperrspannung ein Diffusionsstrom, der mit einer Zeitkonstanten τ_D abklingt und zu sogenannten Hystereseverlusten führt. Um den Einfluss dieser Verluste gering zu halten, muss die HF-Periode groß gegen τ_D sein, also $f_0 \ll 1/\tau_D$. Werden bei der Berechnung des Vervielfachers statt **Gl. 4.1** kompliziertere Funktionen, die die genannten Verlustmechanismen berücksichtigen, verwendet, dann muss das Fourierintegral **Gl. 4.7** im allgemeinen numerisch gelöst werden.

Es zeigt sich auch, dass der Wirkungsgrad erhöht werden kann, wenn Ströme nicht nur auf der Grundfrequenz und deren gewünschten Vielfachen n , sondern auch auf anderen Vielfachen l zugelassen werden. In der Praxis wird dies durch Serienschwingkreise (sogenannte Idler-Kreise, Hilfskreise) erreicht. Das Gleichungssystem **Gl. 4.3** — **Gl. 4.7** muss also um



$0 = j\omega l q_l + Y_l u_l \quad (4.10)$
l-te Oberwelle

erweitert werden, wobei u_l wieder analog **Gl. 4.7** aus dem Fourierintegral berechnet wird.

Idler-Kreise sind insbesondere wichtig für Vervielfacher mit Sperrschichtvaraktoren, deren Sperrschichtkapazität den Verlauf $C(u) = C_0/(1 + u/U_D)^{1/2}$ aufweist. Ohne Idler-Kreise wäre mit diesen Bauteilen nur Verdopplung möglich.

Theoretische Untersuchungen haben auch gezeigt, dass der Wirkungsgrad vom Stromflusswinkel ϑ abhängt. In der Literatur (Schünemann und Schiek, 1968) findet man Angaben über die benötigte Anzahl der Idler-Kreise, günstigen Stromflusswinkel und den erreichbaren Wirkungsgrad.

Die in **Abb. 4.2** dargestellte Schaltung zeigt ein typisches Beispiel für einen praktischen Vervielfacher ($n = 6$).

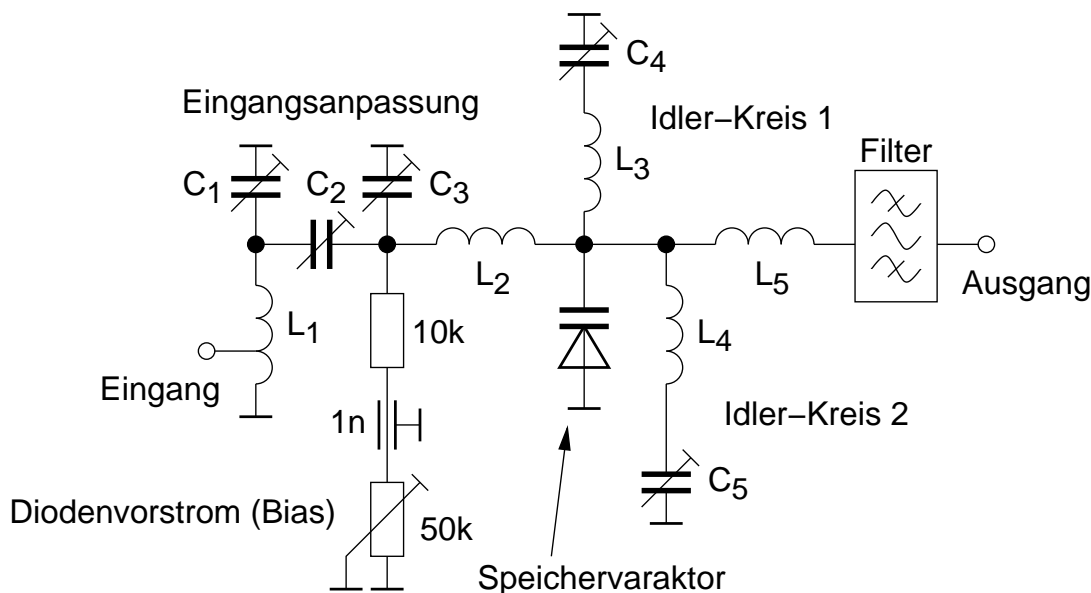


Abb. 4.2: Prinzipschaltbild eines Vervielfachers ($n = 6$) mit 2 Idler-Kreisen und Speichervaraktor.

C_1 , C_2 , C_3 und L_1 , L_2 passen den Generator mit 50Ω Innenwiderstand an den Varaktor an. C_4 , L_3 und C_5 , L_4 bilden Idler-Kreise. Das Bandpassfilter unterdrückt unerwünschte Vielfache ($n \neq 6$). Der Arbeitspunkt und damit der Stromflusswinkel wird mit dem $50 \text{ k}\Omega$ Trimmer eingestellt. Durch geeignete Abschirmmaßnahmen sind alle Induktivitäten voneinander entkoppelt.

Beim Hintereinanderschalten von mehreren Vervielfachern ist auf Entkopplung zwischen den einzelnen Stufen zu achten. Dies kann z.B. durch Richtungsleitungen erreicht werden.

Mit Schottkydioden als Sperrschichtvaraktor lassen sich Ausgangsfrequenzen von über 100 GHz erreichen. Die Eingangsleistung ist wegen der geringen Durchbruchspannung begrenzt. Obwohl prinzipiell kein Speicherbetrieb möglich ist (der Minoritätsträgerstrom verschwindet im Durchlassbetrieb), wird die Schottkydiode bei praktischen Anwendungen in den Durchlassbereich angesteuert.

Abb. 4.3 zeigt schematisch den Aufbau eines Verdopplers. Mit dieser Konstruktion wurde bei einer Ausgangsfrequenz zwischen 80 und 120 GHz mit einer Steuerleistung von 70 mW im Bereich von 40 bis 60 GHz ein Wirkungsgrad von 10 % erreicht. Die gezeigte Konstruktion wird als „crossed waveguide“ Verdoppler bezeichnet, da die Rechteckhohlleiter für das Eingangssignal (in **Abb. 4.3** als Pumpsignal bezeichnet, WR-15: $3.76 \times 1.88 \text{ mm}^2$) und für das Ausgangssignal (WR-8: $3.01 \times 1.55 \text{ mm}^2$) rechtwinklig zueinander angeordnet sind. Die Höhe des Ausgangshohlleiters ist im Kopplungsbereich verringert. Beide Hohlleiter sind an ihren Enden mit Kurzschluss-Schiebern versehen. Der Tiefpass in Streifenleitungstechnik auf Quarzsubstrat verhindert, dass Signalanteile mit der doppelten Frequenz in den Eingangshohlleiter gelangen. Die Diodenvorspannung wird über einen Bonddraht, der mit einem Durchführungskondensator und einer $\lambda/4$ -Leitung gegen HF abgeblockt ist, dem Tiefpassfilter und schließlich der Diode zugeführt.

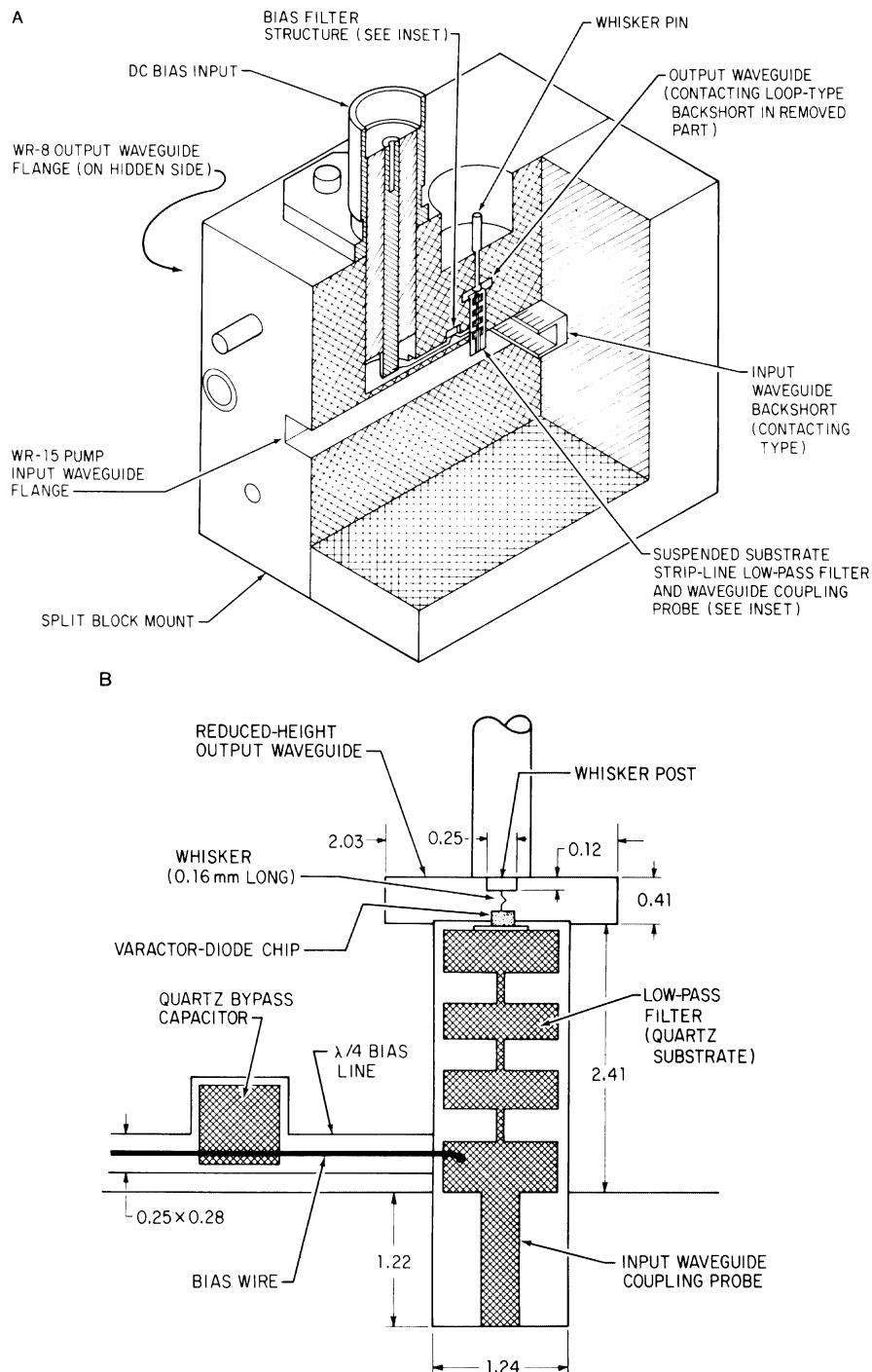


Abb. 4.3: Oben: Isometrische Zeichnung eines „crossed waveguide“ Verdopplers mit Schottky-Varactor-Diode für Ausgangsfrequenzen zwischen 80 und 120 GHz.

Unten: Details des Tiefpassfilters in Streifenleitungstechnik, der Diodenkontaktierung und der Vorspannungszuführung (Bias). Alle Maße sind in mm angegeben.

Kapitel 5

Mischer

5.1 Allgemeines

Unter Mischung versteht man im Allgemeinen das Verschieben eines Signals oder einer Nachricht auf der Frequenzachse unter Zuhilfenahme eines sogenannten Lokaloszillatorsignals (LO-Signal). Hierfür wird grundsätzlich ein nichtlineares Bauelement benötigt. Beim Mischprozess treten Signale in drei verschiedenen Frequenzbereichen auf: Der Frequenzbereich des auf der Frequenzachse zu verschiebenden Signals f_e , des LO-Signals f_{LO} und derjenige des sich ergebenden Mischproduktes f_{ZF} (ZF = Zwischenfrequenz, engl. IF = Intermediate Frequency). In der Literatur wird das LO-Signal oft als Pumpsignal bezeichnet, da es das nichtlineare Mischbauelement aussteuert. (Siehe auch Kap. 2.2.3, Parametrischer Verstärker.)

Abb. 5.1 zeigt zwei Schaltzeichen, die für Mischer verwendet werden. Links ist das Zeichen zu sehen, wie es in der Norm DIN EN 60617-10 enthalten ist. In der Literatur findet man aber überwiegend das aus dem angelsächsischen Sprachraum kommende Symbol auf der rechten Seite.

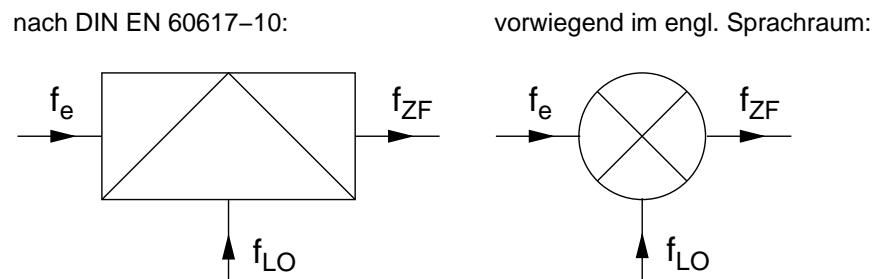


Abb. 5.1: Schaltzeichen für Mischer.

5.1.1 Unterscheidung der Mischer nach der Frequenzlage

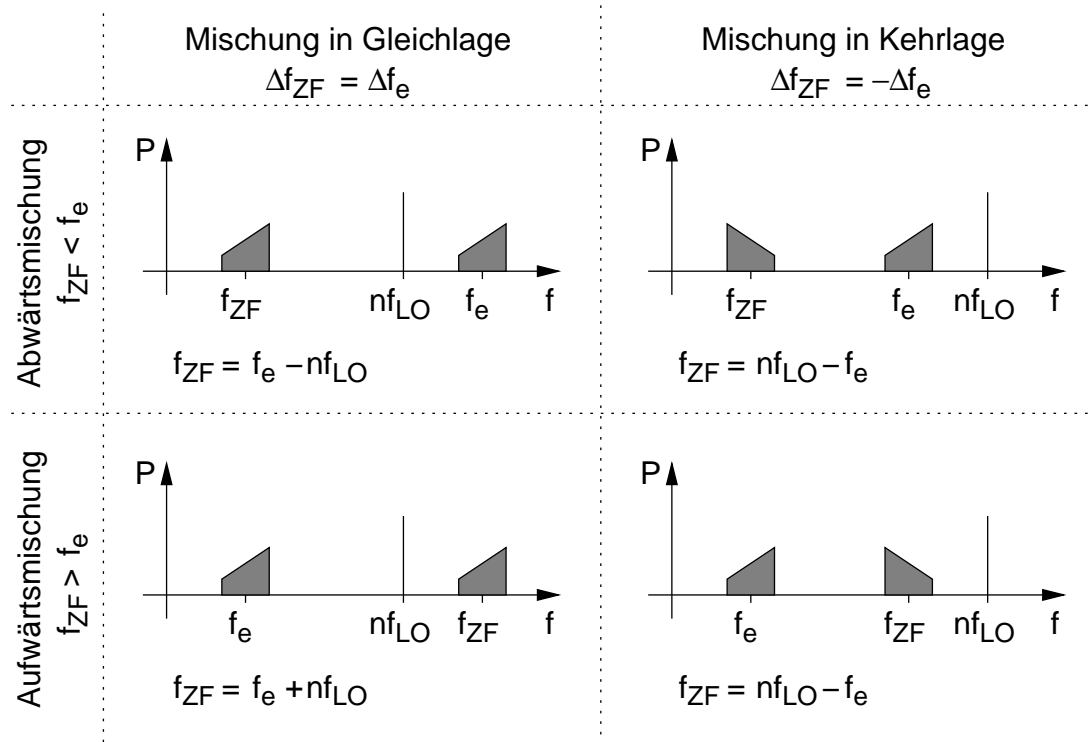


Abb. 5.2: Unterscheidung der Mischer nach der Frequenzlage.

Abb. 5.2 zeigt die möglichen Kombinationen der bei der Mischung beteiligten Frequenzen nach der Frequenzlage unterschieden. Anstatt einer einzelnen Frequenz f_e ist ein Spektrum um f_e gezeichnet, in dem die niederen Spektralanteile kleine und die hohen Spektralanteile große Leistungsanteile haben. Bei dieser Darstellung kann die Umkehrung des Spektrums bei der Mischung in Kehrlage bei der resultierenden ZF-Ebene einfach gezeigt werden.

Um auch bei sehr hohen Frequenzen das Prinzip der Mischung anwenden zu können, wird die Nichtlinearität des Mischelements zusätzlich zur Vervielfachung des LO-Signals verwendet. Der Vervielfachungsfaktor n ist ganzzahlig: $n = 1, 2, 3, \dots$. Gilt $n = 1$, dann spricht man von **Grundwellenmischung**; bei $n > 1$ von **Oberwellenmischung**, der hierzu verwendete Mischer wird als Oberwellenmischer bezeichnet (engl. Lit.: harmonic mixer). Oberwellenmischer werden zu diesem Zweck bei der Fertigung auf einen bestimmtem Vervielfachungsfaktor hin optimiert.

Aufwärtsmischung verwendet man meistens um aufwändig modulierte niederfrequente Signale in einen höherfrequenten Bereich zu verschieben (z.B. in Sendern) und in Spektralanalysatoren bis ca. 2 GHz.

Abwärtsmischung wird in Überlagerungsempfängern (Superheterodyn-Empfänger) benutzt, um z.B. komplizierte Filterungs- und Signalverarbeitungsverfahren bei besser handhabbaren Frequenzen durchführen zu können.

5.1.2 Weitere Unterscheidungskriterien

Nach dem verwendeten nichtlinearen Element:

Zum Mischen können nichtlineare Wirkwiderstände oder nichtlineare Blindwiderstände verwendet werden. In den praktischen Konstruktionen liegt zwar im Allgemeinen eine Kombination von beiden vor, jedoch ist immer entweder der Wirk- oder der Blindanteil dominierend. Mischung mit Wirkwiderständen liegt vor, wenn Dioden oder Transistoren in den nichtlinearen Bereich ihrer Kennlinie ausgesteuert werden. Nichtlineare Aussteuerung von Varaktoren bedeutet Mischung an einem Blindwiderstand.

Nach der Steuerung:

Hierbei wird wiederum unterschieden zwischen der Erzeugung des LO-Signals:

Selbstschwingende Mischstufe: Ein und dasselbe Bauteil wird gleichzeitig zur Erzeugung des LO-Signals und zur Mischung benutzt.

Fremdgesteuerte Mischstufe: Das LO-Signal wird von einer (externen) Baugruppe erzeugt und dem Mischer zugeführt.

Und der Zusammenführung der Eingangssignale:

Multiplikative Mischung: Eingangssignal und LO-Signal liegen an verschiedenen Klemmenpaaren desselben Bauteils an (z.B.: Doppelgate-MOSFET).

Additive Mischung: Eingangs- und LO-Signal liegen am selben Klemmenpaar des nichtlinearen Bauteils an.

Nach Art des Mischelements:

Aktive Mischer: Werden verstärkend wirkende Bauteile, wie z.B. Transistoren als Mischelemente verwendet, so kann diese Eigenschaft neben der Mischung ausgenutzt werden. Mischer die das Ausgangssignal gleichzeitig noch verstärken bezeichnet man daher als aktive Mischer. Aktive Mischer benötigen zusätzlich eine Versorgungsspannung.

Passive Mischer: Passive Mischer wirken nicht verstärkend auf das Ausgangssignal. Typische Vertreter sind Dioden- und Varaktor-Mischer. Dieser Typ Mischer benötigt keine Versorgungsspannung. Eine Versorgung (Bias-Spannung) kann den Mischer in einem optimalen Teil

der nichtlinearen Kennlinie betreiben; diese Spannung ist keine Versorgungsspannung in diesem Sinn.

5.1.3 Kombinationsfrequenzen

Im allgemeinen Fall entstehen bei Aussteuerung eines nichtlinearen Bauelementes mit Signalen unterschiedlicher Frequenz kompliziertere Spektren als in **Abschnitt 5.1.1** dargestellt. Die Kennlinie eines zum Mischen verwendeten Bauelementes, z.B. ein nichtlinearer Wirkleitwert, kann in eine Taylorreihe entwickelt werden:

$$i(u) = \sum_{k=0}^{\infty} G_k u^k \quad (5.1)$$

Am Ausgangstor erhält man allgemein Signale mit den Frequenzen:

$$f_{ZF} = |\pm m f_e \pm n f_{LO}| \quad m, n = 0, 1, 2, \dots \quad (5.2)$$

Die Anzahl der möglichen Frequenzen ist nur dann beschränkt, wenn die höchste Potenz der Reihe (**Gl. 5.1**) beschränkt ist. Verzerrungsfreies verschieben eines Signals auf der Frequenzachse ist nur für $m = 1$ möglich (Linearitätsbedingung).

In praktisch ausgeführten Mischern werden Hoch-, Tief- und Bandpässe kombiniert, um das Spektrum der Kombinationsfrequenzen aus **Gl. 5.2** einzuschränken. Man erhält als Ergebnis die in **Abschnitt 5.1.1** dargestellten Verhältnisse.

5.1.4 Leistungsbeziehungen von Manley und Rowe

An einer verlustlosen hysteresefreien Kapazität (Varaktor) wird die gesamte umgesetzte Wirkleistung zu Null. Wird eine solche Kapazität von zwei Signalen mit verschiedenen Frequenzen angesteuert, entstehen Kombinationsfrequenzen nach **Gl. 5.2** mit den jeweiligen Teilleistungen $P_{m,n}$ bei den Kreisfrequenzen $\omega_{m,n} = m\omega_e + n\omega_{LO}$. Es gilt:

$$P = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} P_{m,n} = 0 \quad (5.3)$$

$$P_{m,n} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \{ i_{m,n} \cdot u_{m,n}^* \} \quad , \quad P_{m,n} = P_{-m,-n} \quad (5.4)$$

An einer Kapazität gilt $P_{00} = 0$ (kein Gleichstrom). Umformen von **Gl. 5.3** ergibt die Manley-Rowe Beziehungen:

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n P_{m,n}}{m\omega_e + n\omega_{LO}} = 0 \quad , \quad \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{m P_{m,n}}{m\omega_e + n\omega_{LO}} = 0 \quad (5.5)$$

Unter der Voraussetzung, dass Ströme mit der Frequenz $|\omega_e - \omega_{LO}|$ nicht durch die nichtlineare Kapazität fließen können (diese Bedingung kann durch Schaltungsmaßnahmen sicher gestellt werden), gilt für einen Aufwärtsmischer in Gleichlage:

$$\frac{P_{0,1}}{\omega_{LO}} + \frac{P_{1,1}}{\omega_e + \omega_{LO}} = 0 \quad , \quad \frac{P_{1,0}}{\omega_e} + \frac{P_{1,1}}{\omega_e + \omega_{LO}} = 0 \quad (5.6)$$

Mit den Bezeichnungen aus **Abschnitt 5.1.1** gilt: $P_{0,1} = P_{LO}$ ist die Leistung des LO-Signals, $-P_{1,1} = -P_{ZF}$ ist die Leistung des bei der Zwischenfrequenz entnommenen Signals $\omega_e + \omega_{LO} = \omega_{ZF}$ und $P_{1,0} = P_e$ ist die Leistung des Eingangssignals. Entspricht P_e der verfügbaren Leistung des Eingangssignals, dann kann die maximal verfügbare Leistungsverstärkung G_{max} des Aufwärtsmischers definiert werden; für die mit der rechten **Gl. 5.6** folgt:

$$G_{max} = -\frac{P_{ZF}}{P_e} = \frac{f_{ZF}}{f_e} > 1 \quad (5.7)$$

Eine entsprechende Betrachtung für den Abwärtsmischer in Gleichlage ergibt:

$$G_{max} = -\frac{P_{ZF}}{P_e} = \frac{f_{ZF}}{f_e} < 1 \quad (5.8)$$

Während ein Aufwärtsmischer in Gleichlage unter den eingangs genannten Voraussetzungen Verstärkung ermöglicht (siehe **Kapitel 2.2.3**, Parametrischer Verstärker), ergibt sich beim Abwärtsmischer ein Leistungsverlust.

Wird z.B. $m = 0$ gesetzt, dann können die Manley-Rowe Leistungsbeziehungen auch auf Vervielfacher des LO-Signals mit verlustlosen hysteresefreien Reaktanzen angewendet werden. Mittels der linken **Gl. 5.6** erhält man:

$$P(n\omega) = -P(\omega) \quad (5.9)$$

5.1.5 Leistungsbeziehungen von Page und Pantell

Voraussetzung: Es wird ein nichtlinearer Wirkleitwert betrachtet. Dieser ist durch eine eindeutige Funktion beschreibbar. Der differentielle Leitwert ist nicht negativ. Für die an diesem Bauteil bei den Kreisfrequenzen $\omega_{m,n} = m\omega_e + n\omega_{LO}$ umgesetzten Wirkleistungen $P_{m,n}$ gelten folgende Beziehungen:

$$\text{Page:} \quad \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} P_{m,n} (m\omega_e + n\omega_{LO})^2 \geq 0 \quad (5.10)$$

$$\text{Pantell:} \quad \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} m^2 P_{m,n} \geq 0 \quad (5.11)$$

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} n^2 P_{m,n} \geq 0 \quad (5.12)$$

Für den Fall, dass bei den Frequenzen ω_e und ω_{LO} Leistung zugeführt und nur bei einer Kombinationsfrequenz $\omega_{ZF} = m_1\omega_e + n_1\omega_{LO}$ die Leistung $-P_{ZF}$ entnommen wird, erhält man für den maximalen Wirkungsgrad:

$$\eta_{max} = \frac{-P_{ZF}}{P_{1,0} + P_{0,1}} = \frac{1}{(|m_1| + |n_1|)^2} \quad (5.13)$$

(siehe hierzu: Zinke, Brunswig, Lehrbuch der HF-Technik, Band 2, Kap. 11)

Für Frequenzvervielfacher ($m = 0$) mit nichtlinearem Wirkwiderstand folgt daraus

$$P(n\omega) \leq -P(\omega)/n^2 \quad (5.14)$$

5.2 Mischer mit gesteuertem Wirkleitwert

Es wird ein Bauteil mit der Kennlinie $i = f(u)$, z.B. eine Diode, betrachtet. Dieses Bauteil ist auf folgende Weise in ein lineares zeitinvariantes Netzwerk eingebettet:

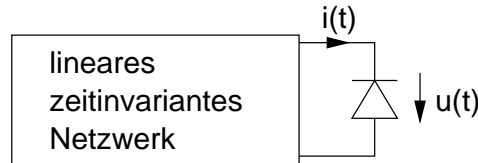


Abb. 5.3: Einbettung der Mischdiode im linearen Netzwerk.

Das lineare Netzwerk enthält Generatoren bei den Kreisfrequenzen $\omega = 0$ (Bias), $\omega = \omega_e$ und $\omega = \omega_{LO}$, sowie einen Verbraucher bei $\omega = \omega_{ZF}$. Ein Netzwerk mit diesen Eigenschaften kann im Prinzip durch eine Serienschaltung von Parallelschwingkreisen erreicht werden (**Abb. 5.4**).

Es wird vorausgesetzt: $P_{LO} \gg P_e$ und $P_{LO} \gg P_{ZF}$. Dies bedeutet, dass bei der Aussteuerung durch das LO-Signal $u_{LO}(t)$ die volle Nichtlinearität berücksichtigt werden muss. Dagegen kann die Kennlinie für die Kleinsignalaussteuerung bei den Kreisfrequenzen ω_e und ω_{ZF} mit einer Taylor-Reihenentwicklung linearisiert werden. Als Ergebnis erhält man eine Kleinsignalentwicklung mit zeitabhängigem Arbeitspunkt (so genannter parametrischer Ansatz, bzw. Kleinsignal-Großsignal-Näherung):

$$i(t) = i(u(t)) = i(u_0 + u_{LO}e^{j\omega_{LO}t} + u_{LO}^*e^{-j\omega_{LO}t}) + G(t) \cdot [u_e e^{j\omega_e t} + u_e^* e^{-j\omega_e t} + u_{ZF} e^{j\omega_{ZF}t} + u_{ZF}^* e^{-j\omega_{ZF}t}] \quad (5.15)$$

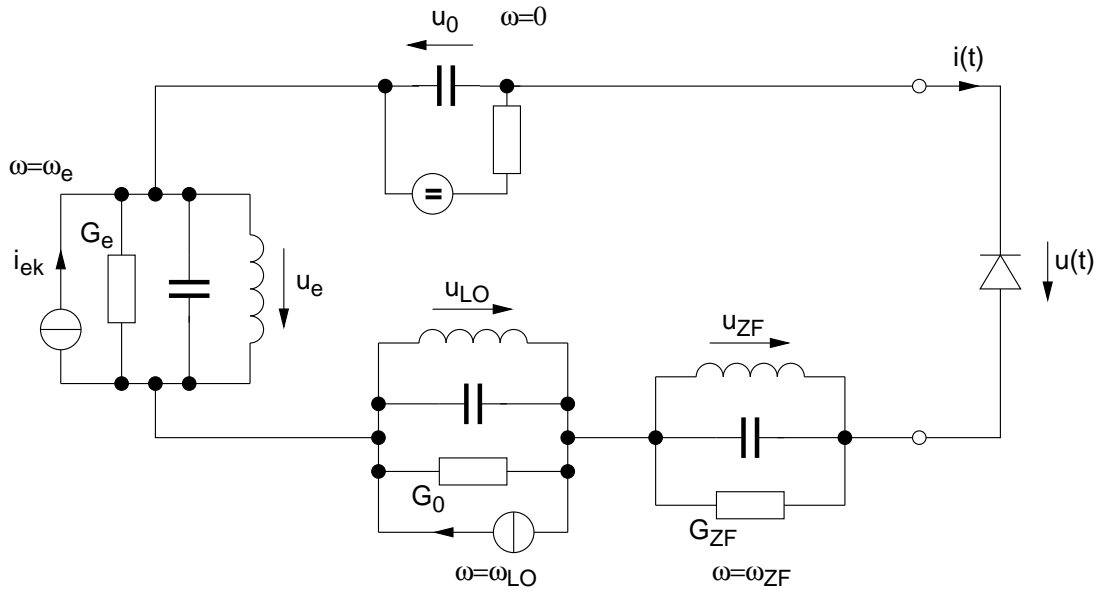


Abb. 5.4: Prinzipschaltbild einer Diodenmischstufe.

mit dem Momentanleitwert

$$G(t) = G(u_{LO}(t)) = \left. \frac{di}{du} \right|_{u_0 + 2\text{Re}\{u_{LO}e^{j\omega_{LO}t}\}} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} G_n e^{jn\omega_{LO}t} \quad (5.16)$$

wobei

$$G_n = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \left\{ \left. \frac{di}{du} \right|_{u_0 + 2\text{Re}\{u_{LO}e^{j\omega_{LO}t}\}} \right\} \cdot e^{-jn\omega_{LO}t} d(\omega_{LO}t) \quad (5.17)$$

$$G_{-n} = G_n^* \quad \text{da } G(t) \text{ reell} \quad (5.18)$$

Die Schaltung in **Abb. 5.4** lässt nur Ströme bei den Kreisfrequenzen $\omega = 0$, $\omega = \omega_e$, $\omega = \omega_{LO}$ und $\omega = \omega_{ZF}$ zu. Die Summe in **Gl. 5.16** hat daher nur eine beschränkte Anzahl von Gliedern. Im folgenden werden die Ströme bei $\omega = \omega_e$ mit $\omega_e = \omega_{ZF} - n_1\omega_{LO}$ und $\omega = \omega_{ZF}$ mit $\omega_{ZF} = \omega_e + n_1\omega_{LO}$ betrachtet (n_1 fest gewählt). Dies entspricht einem Mischer in Gleichlage.

$$\begin{aligned} i_e e^{j\omega_e t} &= G_0 u_e e^{j\omega_e t} + G_{n_1}^* u_{ZF} e^{j\omega_e t} \\ i_{ZF} e^{j\omega_{ZF} t} &= G_0 u_{ZF} e^{j\omega_{ZF} t} + G_{n_1} u_e e^{j\omega_{ZF} t} \end{aligned} \quad (5.19)$$

Dies führt auf die Konversionsmatrix in **Gl. 5.20** und auf das in **Abb. 5.5** gezeigte Ersatzschaltbild.

$$\begin{pmatrix} i_e \\ i_{ZF} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} G_0 & G_{n_1}^* \\ G_{n_1} & G_0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} u_e \\ u_{ZF} \end{pmatrix} \quad (5.20)$$

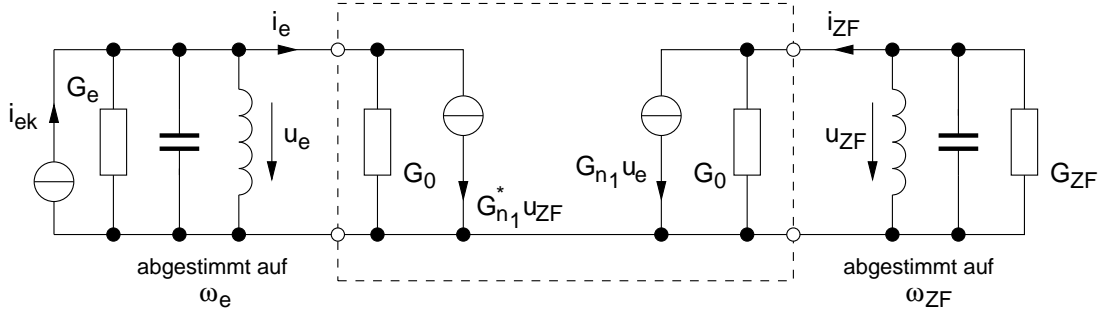


Abb. 5.5: Kleinsignalersatzschaltbild für den Mischer in Gleichlage.

Für einen Mischer in Kehrlage erhält man:

$$\begin{pmatrix} i_e \\ i_{ZF}^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} G_0 & G_{n_1} \\ G_{n_1}^* & G_0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} u_e \\ u_{ZF}^* \end{pmatrix} \quad (5.21)$$

Die Amplitude der Pumpschwingung (u_{LO}) tritt nicht explizit in Erscheinung. Sie bestimmt jedoch die Größe der Matrixelemente G_n .

Unter dem Übertragungsgewinn G_T (Betriebsleistungsverstärkung) eines Mixers versteht man das Verhältnis aus der an den Lastleitwert abgegebenen Leistung $P_{ZF} = G_{ZF}|u_{ZF}|^2/2$ zur verfügbaren Leistung der Signalquelle $P_{ev} = |i_{ek}|^2/(8G_e)$.

$$G_T = \frac{P_{ZF}}{P_{ev}} = 4G_e G_{ZF} \left| \frac{u_{ZF}}{i_{ek}} \right|^2 \quad (5.22)$$

Aus dem Kleinsignalersatzschaltbild entnimmt man:

$$\begin{aligned} i_e &= i_{ek} - u_e G_e \\ i_{ZF} &= -u_{ZF} G_{ZF} \end{aligned} \quad (5.23)$$

Einsetzen von **Gl. 5.23** in die Konversionsmatrix **Gl. 5.20** ergibt für den Übertragungsgewinn des Mixers in Gleichlage:

$$G_T = \frac{4G_e G_{ZF} |G_{n_1}|^2}{[(G_0 + G_e)(G_0 + G_{ZF}) - |G_{n_1}|^2]^2} \quad (5.24)$$

Für Leistungsanpassung muss G_{ZF} gleich dem ausgangsseitigen Innenleitwert G_{ZF_i} der Schaltung in **Abb. 5.5** sein, also

$$G_{ZF} = G_{ZF_i} = G_0 - \frac{|G_{n_1}|^2}{G_0 + G_e} \quad (5.25)$$

Aus **Gl. 5.24** erhält man damit den verfügbaren Leistungsgewinn:

$$G_A = \frac{G_e |G_{n1}|^2}{(G_0 + G_e) [G_0(G_0 + G_e) - |G_{n1}|^2]} \quad (5.26)$$

Der Misch- oder Konversionsverlust L ergibt sich aus $L = 1/G_A$ und ist unabhängig vom Lastleitwert G_{ZF} . Analog kann Leistungsanpassung am Eingang gefordert und der maximal verfügbare Leistungsgewinn $G_{max} = 1/L_{min}$ berechnet werden. G_{max} lässt sich im Allgemeinen nur errechnen, wenn für den Mischer die Stabilitätsbedingungen

$$\begin{aligned} G_0 &\geq 0 \\ G_0^2 - |G_{n1}|^2 &\geq 0 \end{aligned} \quad (5.27)$$

erfüllt sind. Sind die Bedingungen **Gl. 5.27** erfüllt, ist der Mischer für beliebige Abschlüsse auf der ZF- oder Eingangsfrequenz stabil. **Gl. 5.27** ist immer erfüllt, wenn die Steigung der Kennlinie $i = f(u)$ im Bereich der Aussteuerung positiv ist. G_T ist dann kleiner als 1. Dies ist bei den üblichen Mischdioden immer der Fall, nicht jedoch bei Tunneldioden (vgl. **Kapitel 3.2.1**).

5.3 Verallgemeinerte Konversionsmatrix

In Wirklichkeit entstehen bei Mischprozessen viel mehr Kombinationsfrequenzen, als im vorherigen Abschnitt **5.2** angenommen wurde. Man muss davon ausgehen, dass jedes neu erzeugte Mischprodukt sogleich wieder am Mischprozess teilnimmt. Darüber hinaus wird jeder spektrale Anteil im nichtlinearen Element auch noch vervielfacht, sofern dessen Amplitude groß genug ist. Aus einem Frequenzpaar f_1 und f_{LO} können somit theoretisch unendlich viele Frequenzen erzeugt werden: $m f_1 + n f_{LO}$, wobei n und m positive und negative ganze Zahlen inklusive null sind. Nimmt man an, dass die Leistungsanteile bei f_1 so klein sind, dass sie keine Harmonischen erzeugen und dass die Lokaloszillatorquelle ein großes sinusförmiges Signal mit der Frequenz f_{LO} einprägt, dann sind die Mischfrequenzen $f = \pm f_1 + n f_{LO}$. Das Spektrum der Signale ist in **Abb. 5.6** gezeigt. Dick ausgezogen ist die Zweitonaussteuerung, dünn ausgezogen das beabsichtigte Mischprodukt f_0 und gestrichelt die zusätzlich auftretenden Mischprodukte.

Positive und negative Frequenzanteile sind jeweils konjugiert komplexe Paare, so dass es genügt nur einen Anteil davon zu berechnen. Dieser Umstand vereinfacht die mathematische Formulierung erheblich. Das Spektrum der Kleinsignalanteile kann nun folgenderweise formuliert werden:

$$f_n = f_0 + n f_{LO} \quad , \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm N \quad (5.28)$$

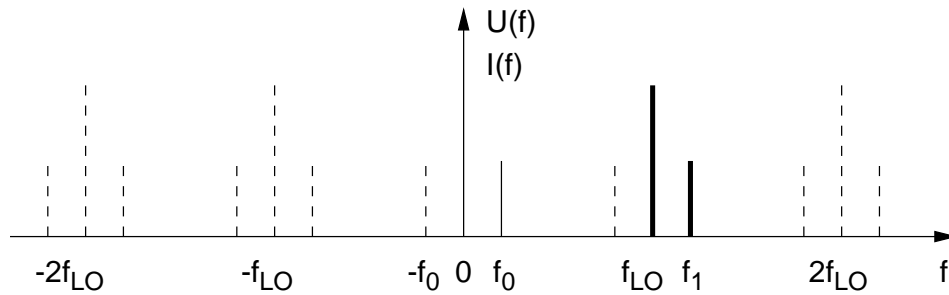


Abb. 5.6: Spektrum der am nichtlinearen Element anliegenden Frequenzen.

Mit dem Spektrum der Großsignalanteile

$$nf_{LO} \quad (5.29)$$

erhält man die in Abb. 5.7 dargestellten Verhältnisse:

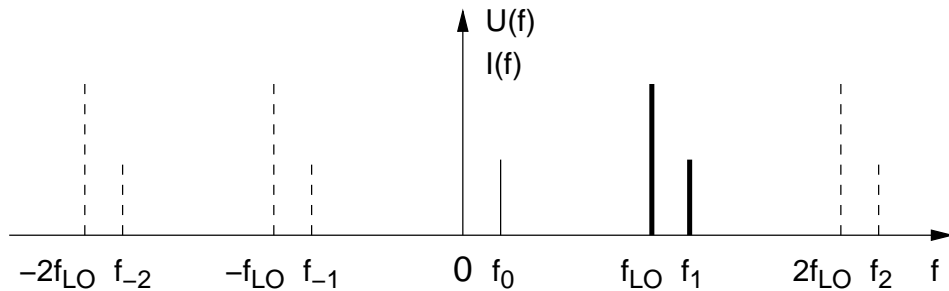


Abb. 5.7: Spektrum der Mischfrequenzen nach der Notation von Gl. 5.28 und Gl. 5.29.

Die Kleinleistungsanteile der einzelnen Frequenzen hängen sehr stark von den Eigenschaften des nichtlinearen Elements ab. Um diese Abhängigkeiten mathematisch formulieren zu können, führt man die so genannte verallgemeinerte Konversionsmatrix ein. Eine Skizze ihrer Herleitung soll im folgenden dargelegt werden:

Die Kleinsignalspannungen und -ströme können in der Frequenznotation aus Gl. 5.28 so dargestellt werden:

$$u'(t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} U_m e^{j2\pi f_m t} \quad (5.30)$$

$$i'(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} I_k e^{j2\pi f_k t} \quad (5.31)$$

Die gestrichenen Größen $u'(t)$ und $i'(t)$ sollen andeuten, dass es sich hierbei um die Summe von positiven (für $\omega > 0$) und negativen (für $\omega < 0$) komplexen

Amplituden handelt. D. h. es handelt sich nicht um eine Fourierzerlegung auch wenn es der Form danach aussieht.

Der zeitabhängige Wirkleitwert des nichtlinearen Elements, welches von der LO-Quelle angesteuert wird, kann durch seine Fourierzerlegung dargestellt werden (**Gl. 5.16**):

$$G(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} G_n e^{jn2\pi f_{LO}t} \quad (5.32)$$

Die Spannungen und Ströme in dem nichtlinearen Element folgen dem Ohm'schen Gesetz:

$$i'(t) = G(t)u'(t) \quad (5.33)$$

Setzt man die Gleichungen **5.30** bis **5.32** in **Gl. 5.33** ein, erhält man:

$$\sum_{k=-\infty}^{\infty} I_k e^{j2\pi f_k t} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} G_n U_m e^{j2\pi f_{m+n} t} \quad (5.34)$$

Rechnet man diese Gleichung aus, erhält man Terme die sich in Matrixschreibweise übersichtlicher schreiben lassen:

$$\begin{pmatrix} I_{-N} \\ I_{-N+1} \\ I_{-N+2} \\ \vdots \\ I_{-1} \\ I_0 \\ I_1 \\ \vdots \\ I_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} G_0 & G_{-1} & G_{-2} & \cdots & G_{-2N} \\ G_1 & G_0 & G_{-1} & \cdots & G_{-2N+1} \\ G_2 & G_1 & G_0 & \cdots & G_{-2N+2} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ G_{N-1} & G_{N-2} & G_{N-3} & \cdots & G_{-N-1} \\ G_N & G_{N-1} & G_{N-2} & \cdots & G_{-N} \\ G_{N+1} & G_N & G_{N-1} & \cdots & G_{-N+1} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ G_{2N} & G_{2N-1} & G_{2N-2} & \cdots & G_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_{-N} \\ U_{-N+1} \\ U_{-N+2} \\ \vdots \\ U_{-1} \\ U_0 \\ U_1 \\ \vdots \\ U_N \end{pmatrix} \quad (5.35)$$

Die seltsam anmutende Nummerierung der Matrizelemente (U und I jeweils von $-N$ bis N und G von $-2N$ bis $2N$) ergibt sich aus der Tatsache, dass man nur eine beschränkte Anzahl von unendlich vielen erzeugten Frequenzen betrachtet.

Um eine vollständige Analyse durchführen zu können, müssen zusätzlich die Blindanteile des nichtlinearen Elements berücksichtigt werden. Analog zu **Gl. 5.34** kann für aussteuerungsabhängige Kapazitäten über den Zusammenhang der Ladungsänderung im Kondensator zum Stromfluss, folgende Summe hergeleitet werden:

$$\sum_{k=-\infty}^{\infty} I_k e^{j2\pi f_k t} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} j2\pi f_{m+n} C_n U_m e^{j2\pi f_{m+n} t} \quad (5.36)$$

Die Matrixdarstellung zeigt, dass nur die Hauptdiagonale besetzt ist.

Addiert man die Matrizen der Wirk- und Blindleitwerte erhält man die gesamte Konversionsmatrix:

$$\begin{pmatrix} I_{-N} \\ \vdots \\ I_0 \\ \vdots \\ I_N \end{pmatrix} = \left\{ \begin{pmatrix} Y_{-N} & 0 & \cdot & \cdot & 0 \\ 0 & Y_{-N+1} & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & Y_{N-1} & \cdot \\ 0 & \cdot & \cdot & \cdot & Y_N \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} G_0 & \cdot & \cdot & \cdot & G_{-2N} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ G_{2N} & \cdot & \cdot & \cdot & G_0 \end{pmatrix} \right\} \begin{pmatrix} U_{-N} \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ U_N \end{pmatrix} \quad (5.37)$$

oder kurz:

$$\mathbf{I} = \{\underline{\mathbf{Y}} + \underline{\mathbf{G}}\} \mathbf{U} \quad (5.38)$$

Nach \mathbf{U} aufgelöst erhält man

$$\mathbf{U} = \{\underline{\mathbf{Y}} + \underline{\mathbf{G}}\}^{-1} \mathbf{I} = \underline{\mathbf{Z}} \mathbf{I} \quad (5.39)$$

5.4 Schaltungstechnik von Mischern

Abhängig von der Anwendung gibt es verschiedene Möglichkeiten der schaltungstechnischen Realisierung von Mischern. Dieses kann sich einerseits in der Art der Verschaltung der Mischelemente äußern. Andererseits hängt aber die äußere Beschaltung vom Einsatzfrequenzgebiet ab. Bei niedrigen Frequenzen bis in den unteren GHz-Bereich werden oft Spulen-Übertrager eingesetzt. Zu höheren Frequenzen hin findet man zunehmend Streifenleiterschaltungen mit Kopplern anstatt Übertragern. Im mm-Wellenbereich herrschen nach wie vor Mischer in Hohlleiter- und Flossenleitertechnik vor.

Der folgende Abschnitt stellt einige wichtige Vertreter von Mischerschaltungen vor. Es wird jeweils immer mindestens eine Schaltungsrealisierung in Übertragertechnik und in Streifenleitertechnik gezeigt. Am Ende wird ein Realisierungsbeispiel eines mm-Wellenmischers dargestellt.

5.4.1 Eintaktmischer

Eintaktmischer (auch Ein-Dioden-Mischer, engl. single-diode-mixer, unbalanced mixer) sind sehr einfach aufgebaut und können oft mit einfachen Laborkomponenten improvisiert werden. Neben der oft unzureichenden Entkopplung zwischen LO- und Signaleingang, führt das Amplituden- und Seitenbandrauschen des LO-Signals zu unerwünschten Mischprodukten in der Nähe der Zwischenfrequenz (Siehe hierzu die Vorlesung über Mikrowellen-Messtechnik). Ein weiterer Nachteil der Eintaktmischer ist, dass sie die von den Eingängen gelieferte Leistung

nicht voll ausnützen. Abhilfe schaffen hier Mischer, die im Gegentakt betrieben werden.

Die Schaltung eines einfachen Eintaktmischers für tiefe Frequenzen ist in **Abb. 5.8** gezeigt. Die Eingangs- und LO-Signale werden über Bandfilter der Mischdiode zugeführt. Ebenso wird die im Mischer erzeugte Zwischenfrequenz über ein Bandfilter entnommen. Die Entkopplung der Signale untereinander kann nach dieser Methode breitbandig so gut wie gar nicht und schmalbandig nur sehr schlecht gewährleistet werden. Da das LO-Signal mit relativ hohem Pegel am Mischer anliegt ist ein Übersprechen an den Ein- und Ausgang und damit unter Umständen in andere Teile der Schaltung zu erwarten.

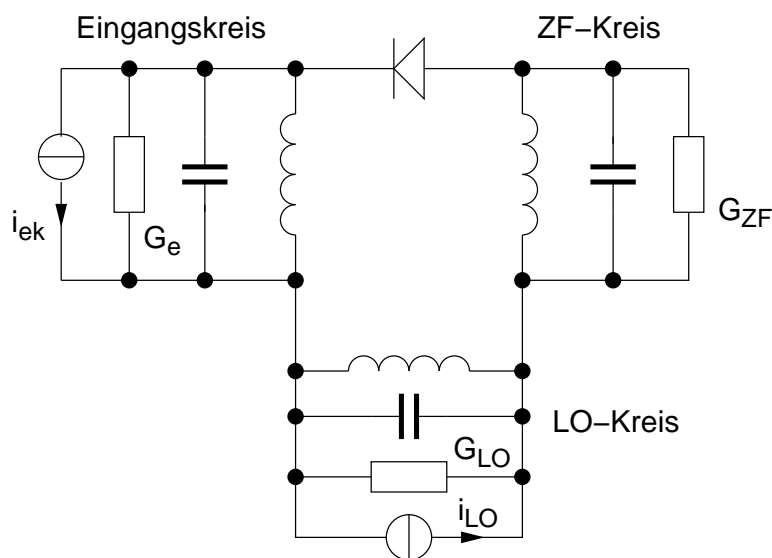


Abb. 5.8: Schaltung eines einfachen Eintaktmischers.

Ein Prinzipschaltbild für den Mikrowellenbereich zeigt **Abb. 5.9**. Eingangssignal und LO-Signal werden mit Hilfe eines Kopplers zusammengeführt, wobei es auf die spezielle Art des Kopplers nicht ankommt. Die Bandbreite des Mixers entspricht im wesentlichen der des verwendeten Kopplers.

5.4.2 Gegentaktmischer

Gegentaktmischer, auch Zwei-Dioden Mischer (engl. single balanced mixer, two-diode mixer) vermeiden einige der beim Eintaktmischer genannten Probleme. Mit einer geschickten Verschaltung zweier Dioden und entsprechender Ansteuerung kann eine Entkopplung des LO- und des ZF-Ausgang-Tores erreicht werden. Die Dioden werden dabei einmal von der Summe und einmal von der Differenz der beiden Eingangssignale angesteuert. **Abb. 5.10** zeigt das Schaltungsprinzip. Diese Art der Zusammenschaltung nennt man Differentialübertrager. Die Ein-

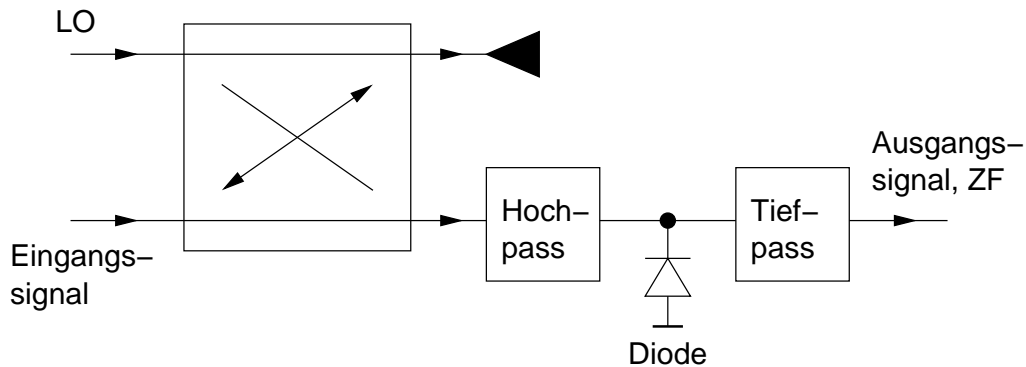


Abb. 5.9: Prinzipschaltbild eines einfachen Eintaktabwärtsmischers.

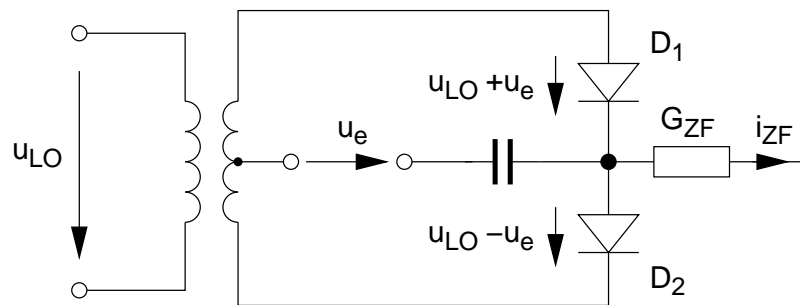


Abb. 5.10: Differentialübertrager im Gegentaktmischer.

gangssignale f_e und f_{LO} werden mit einem Übertrager so verteilt, dass an Diode D_1 die Spannung $u_{LO} + u_e$ und an Diode D_2 die Spannung $u_{LO} - u_e$ abfällt (unter Berücksichtigung der eingezeichneten Zählpfeile). Durch den ZF-Leitwert G_{ZF} fließt dann der Strom

$$i_{ZF} = G_{ZF}(u_{D_2} - u_{D_1}) = G_{ZF}(u_{LO} - u_e) - G_{ZF}(u_{LO} + u_e) = -2G_{ZF}u_e \quad (5.40)$$

Jeder Strom der vom Lokaloszillator alleine herrührt wird unterdrückt, dadurch wirken sich auch Amplitudenschwankungen des Lokaloszillators nicht auf den Mischprozess aus. Der Eingang für das LO-Signal ist damit von dem ZF-Kreis entkoppelt. Zusätzlich fließt ohne Eingangssignal u_e im ZF-Kreis überhaupt kein Strom. Das Maß der Entkopplung und damit die Funktion des Gegentaktmischers hängt sehr stark von der Symmetrie der Schaltung ab. Dies bedeutet, dass die Dioden so gut es nur geht gleiche Daten aufweisen müssen und der Aufbau (Platzierung der Bauteile, Wicklung des Übertragers) sehr genau erfolgen muss.

Dem Differentialübertrager entspricht in Streifenleitungstechnik einem 180° -3 dB-Koppler (z.B. Rat-Race-Koppler).

Abb. 5.11 zeigt die Schaltung eines Diodengegentsmischers mit Bandfiltern. Die Einspeisung des LO-Signals erfolgt symmetrisch in der Mitte der Schwingkreisinduktivitäten. Falls die Schaltung genau symmetrisch aufgebaut ist, sind

Ein- und ZF-Ausgang frei von der LO-Spannung. Die beiden Dioden werden von dem LO-Signal im Gleichtakt angesteuert. Das Eingangssignal u_e liegt dazu im Gegentakt an den Dioden an. Wegen der verwendeten Schwingkreise eignet sich dieses Konzept nur für schmalbandige Anwendungen. Für breitbandige Versionen würde man die Schwingkreise gegen Übertrager austauschen.

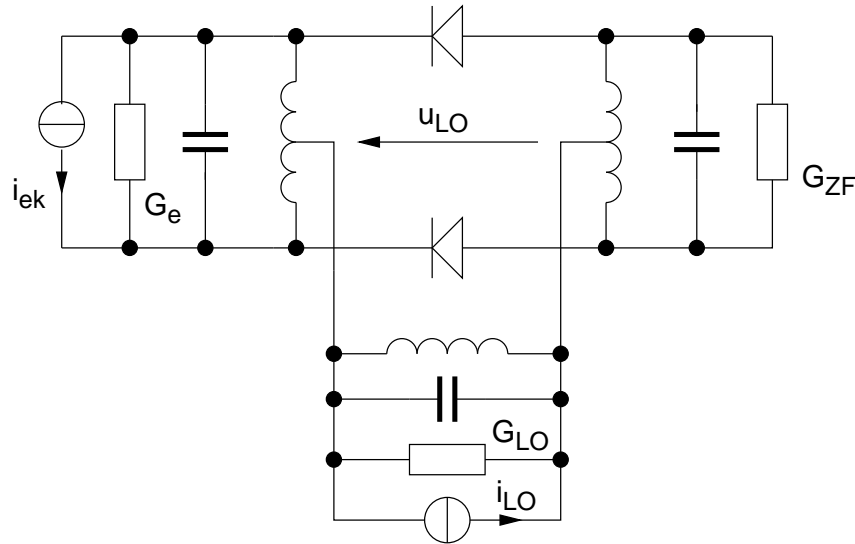


Abb. 5.11: Schaltung eines Gegentaktmischers mit Bandfiltern.

Abb. 5.12 zeigt einen aktiven Gegentakt-Mischer mit Feldeffekttransistoren als Mischelementen. Das Eingangssignal wird über einen Übertrager dem Drainstrom hinzu addiert. Der Lokalszillator steuert die Feldeffekttransistoren über die Gateleitungen. An den Sourceanschlüssen kann das Mischprodukt über einen Übertrager abgenommen werden. Dieser Mischer besitzt einen Gleichstromanschluss um den Drainstrom über die Mittelanzapfung des Eingangsübertragers zuführen zu können. Der Verstärkungsfaktor liegt in der Größenordnung von 6–10 dB.

Für den höheren Frequenzbereich wird man anstatt Übertragern, wie zuvor schon erwähnt, Koppler einsetzen. Der Eintaktmischer aus **Abb. 5.9** kann gemäß **Abb. 5.13** leicht zu einem Gegentaktmischer erweitert werden.

Ring-Hybrid (Rat-Race)-Mischer

Gegentaktmischer dieser Bauweise werden heute für Frequenzen oberhalb von 20 GHz eingesetzt. Für tiefere Frequenzen lassen sich Doppelgegentaktmischer mit besseren Entkopplungseigenschaften konstruieren (siehe **Abschnitt 5.4.3**). Die in **Abb. 5.14** gezeigte Schaltung wurde für eine LO-Frequenz von 26,5 GHz und eine ZF von 3,5 GHz ausgelegt. Die Eingangsfrequenz beträgt 30 GHz. Die Bandbreite wird mit 1 GHz angegeben.

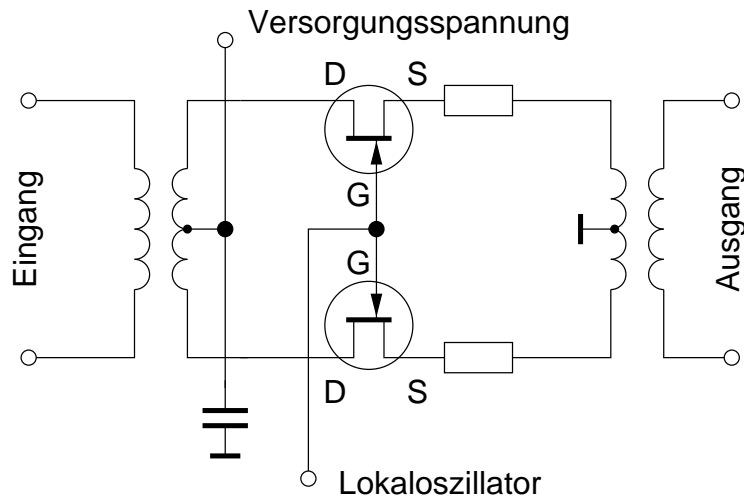


Abb. 5.12: Aktiver Gegentakt-Mischer mit Feldeffekttransistoren.

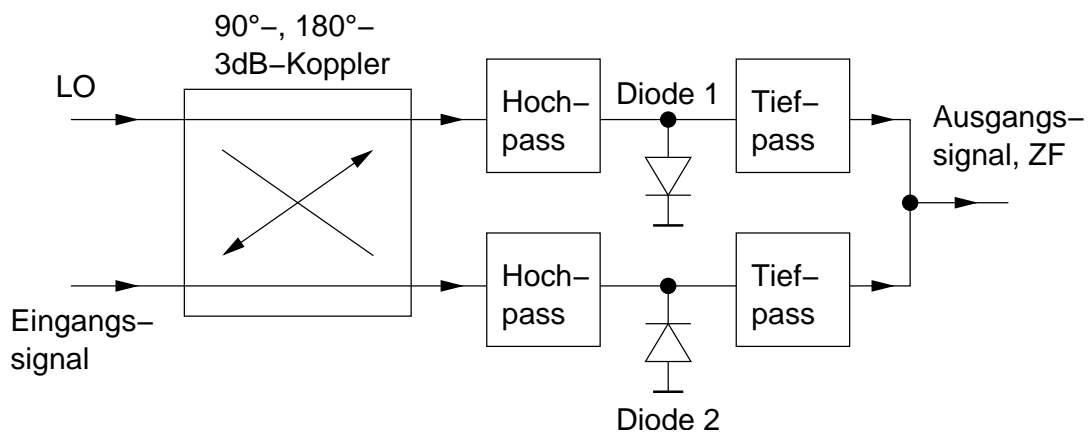


Abb. 5.13: Prinzipschaltbild eines einfachen Gegentaktabwärtsmischers.

5.4.3 Doppelgegentaktmischer

Noch bessere Entkopplung der Tore untereinander, als beim Gegentaktmischer, kann durch eine doppelt balancierte Anordnung erreicht werden. Die Schaltung des Gegentaktmischers wird durch einfügen zweier weiterer Dioden zu einem Doppelgegentaktmischer (engl. double balanced mixer, four-diode mixer) erweitert. Damit sind, bei symmetrischem Aufbau und ausgesuchten Dioden, alle Ein- und Ausgänge voneinander entkoppelt. Einen Doppelgegentaktmischer, der aus Abb. 5.11 hervorgeht ist in Abb. 5.15 gezeigt.

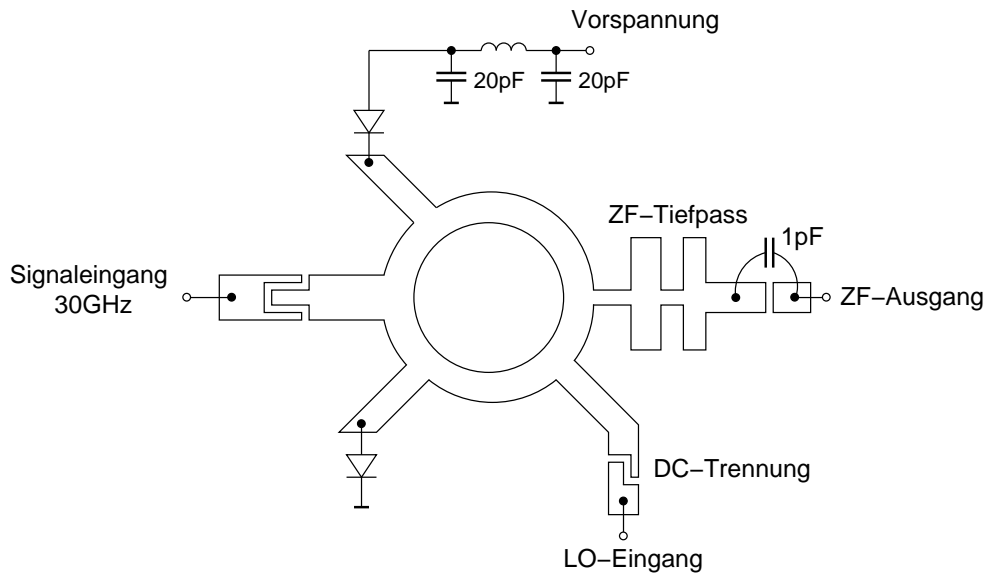


Abb. 5.14: Sonderform eines Ring-Hybrid-Mischers mit fünf Anschlüssen.

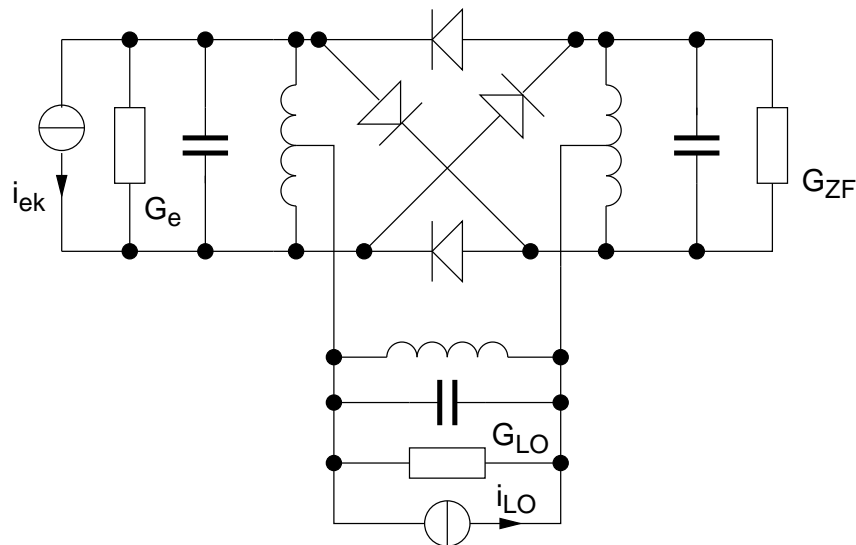


Abb. 5.15: Schaltung eines Doppelgegentaktmischers.

Ringmodulator

Die vier Dioden bilden einen Diodenring der sehr oft in Schaltbildern auch als Ring gezeichnet wird. Daher, und weil dieser Mischertyp in der Nachrichtentechnik oft zur Modulation verwendet wird, bezeichnet man ihn auch als Ringmodulator.

Abb. 5.16a und b zeigen zwei solche Ringmodulatoren. Oft ist eine symmetrische und damit massefreie Ansteuerung der Dioden vorteilhaft. Dieses führt

zu einer erhöhten Isolation der Ein- und Ausgänge, um z.B. Brummschleifen zu vermeiden. **Abb. 5.16b** zeigt den gegenüber **Abb. 5.16a** deutlich vergrößerten Aufwand beim Übertragernetzwerk, bei voll symmetrischer Ansteuerung der Dioden.

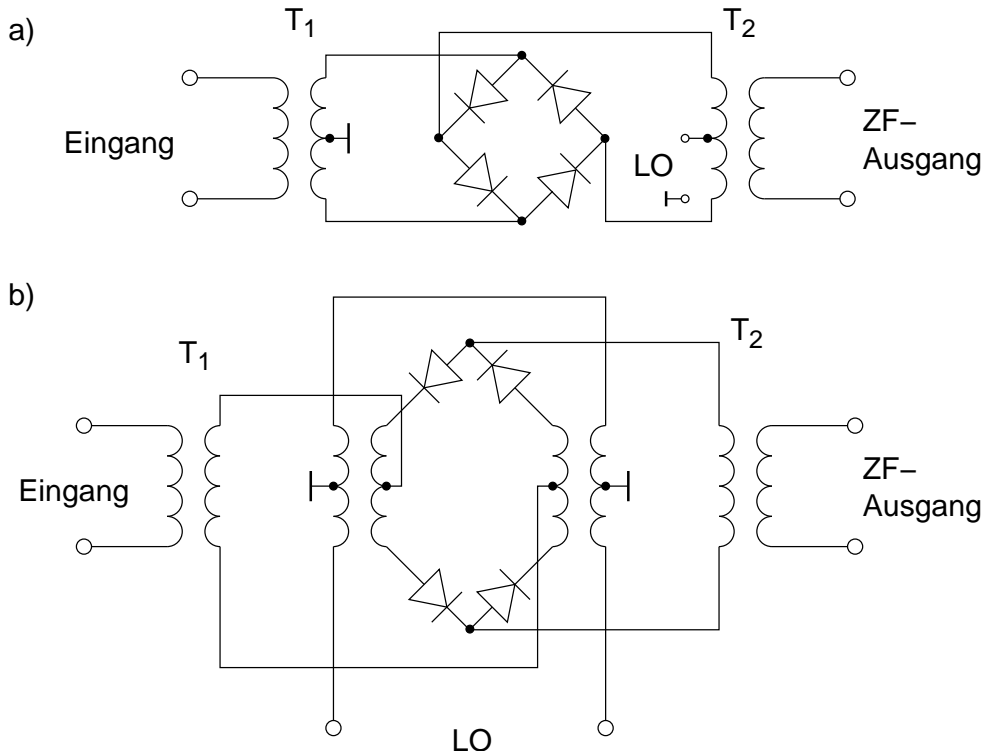


Abb. 5.16: Ringmodulator a) mit und b) ohne DC-Kopplung des Diodenringes.

Die für die Schaltungen in den **Abb. 5.16a** und **b** verwendeten Spulen-Übertrager lassen sich mit den heute erhältlichen Kernmaterialien für Frequenzen bis etwa 5 GHz verwenden. Für höhere Frequenzen müssen Streifenleitungen eingesetzt werden.

Die Skizze in **Abb. 5.17** zeigt das prinzipielle Layout eines Doppelgegentaktmischers mit Symmetriergliedern aus Streifenleitungselementen. Die Frequenzen von Eingangs- und LO-Signal können zwischen 2 und 18 GHz variieren. Die Übertrager von Eingangs- und LO-Signal sind durch stetige Übergänge von Microstrip- auf Koplanar-Leitung realisiert (sogenannte *Marchand-Tapered-Balun*). Auf beiden Seiten des Substrats befindet sich in der ZF-Auskopplung eine Induktivität (L_1, L_2) um einen Kurzschluss des LO-Signals zu verhindern. Dadurch ist die ZF prinzipiell bandbegrenzt und kann höchstens einige hundert MHz betragen. Die 4 Mischdioden sind meist monolithisch auf dem selben Substrat integriert.

Auch mit Streifenleitungen kann eine vollständig symmetrische Ansteuerung des Diodenringes erreicht werden. Die in **Abb. 5.18** eingesetzte Anordnung von

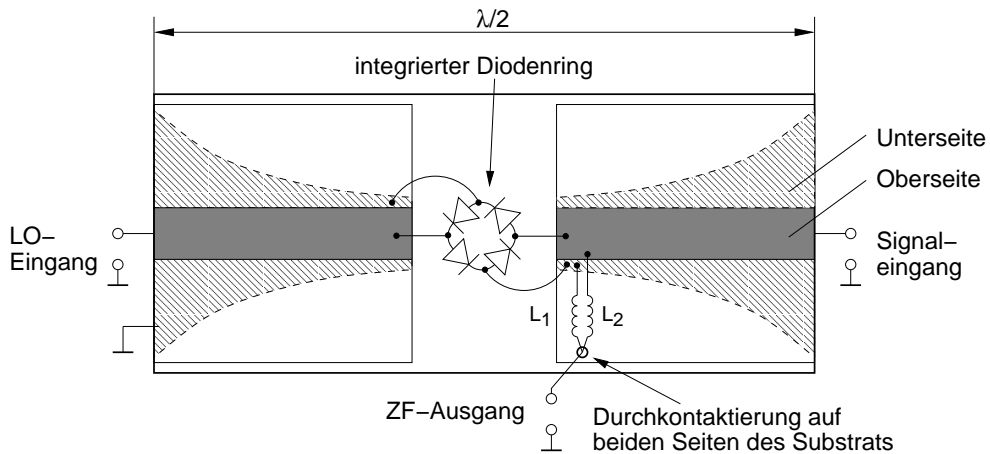


Abb. 5.17: Prinzip-Layout eines breitbandigen Doppelgegentaktmischers mit Marchand-Tapered-Balun.

Streifenleitungsbaluns (gleichzeitig Koppler und Symmetrierglied) ergibt eine so gute Entkopplung der Tore voneinander, dass sich die einzelnen Frequenzbänder der HF-, LO- und ZF-Signale sogar überlappen dürfen.

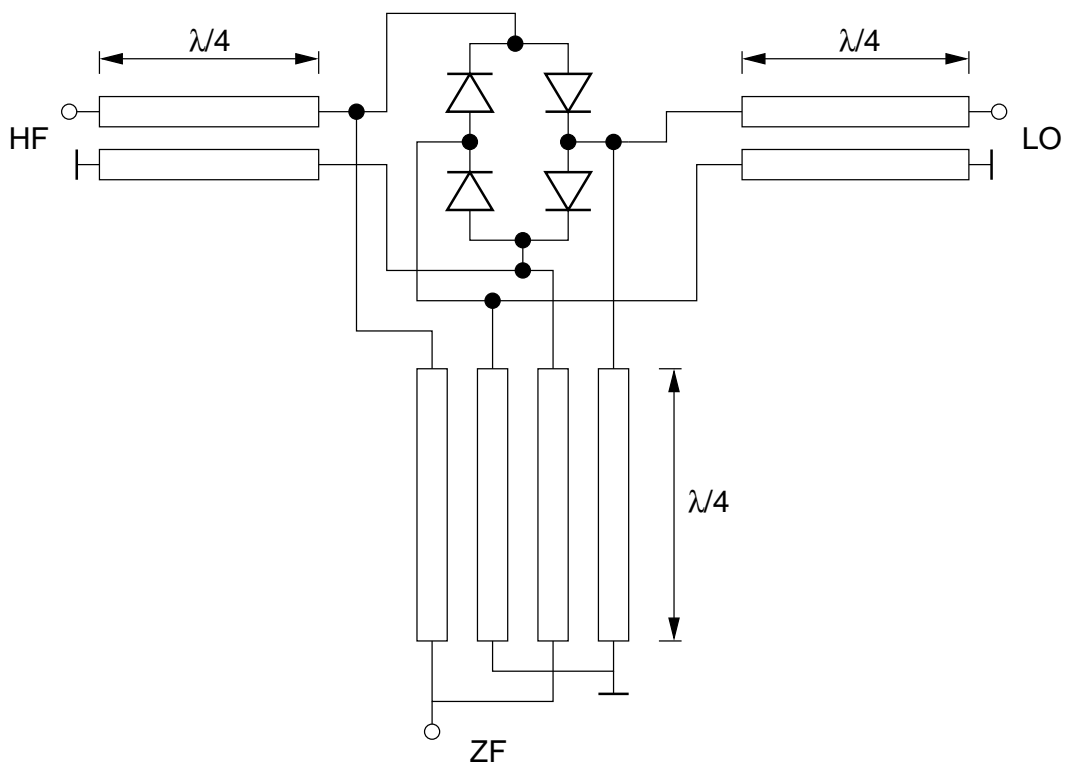


Abb. 5.18: Balun-Übertrager mit Leitungsbauerelementen.

Sternmischer

Der Sternmischer (star mixer) ist ein doppelt balancierter Mischer, bei dem die Dioden gemäß **Abb. 5.19** geschaltet sind. In der Mikrowellenversion erfolgt die Einkopplung der Signale durch zwei über Kreuz geschaltete *Marchand* ähnliche Baluns. Wegen deren zueinander rechtwinkligen Anordnung ergibt sich somit eine sehr gute Entkopplung zwischen dem RF- und LO-Eingangssignal. Das Zwischenfrequenzsignal wird in der Mitte des Diodenkreuzes abgenommen. Durch den vollkommen symmetrischen Aufbau der Koppelstruktur ist der Zwischenfrequenzanschluss sowohl vom RF- also auch vom LO-Eingang entkoppelt. Dieser Mischer kann über mehrere Oktaven Bandbreite eingesetzt werden und zeichnet sich durch eine ebenfalls breitbandige gute Anpassung im Zwischenfrequenzbereich aus.

Ein großer Nachteil des Sternmischers ist, dass die Eingangssignale, bedingt durch den eingesetzten Koppler, das gleiche Frequenzband abdecken müssen. Im Gegensatz dazu können beim Ringmischer die Baluns für verschiedene Frequenzbereiche ausgelegt werden.

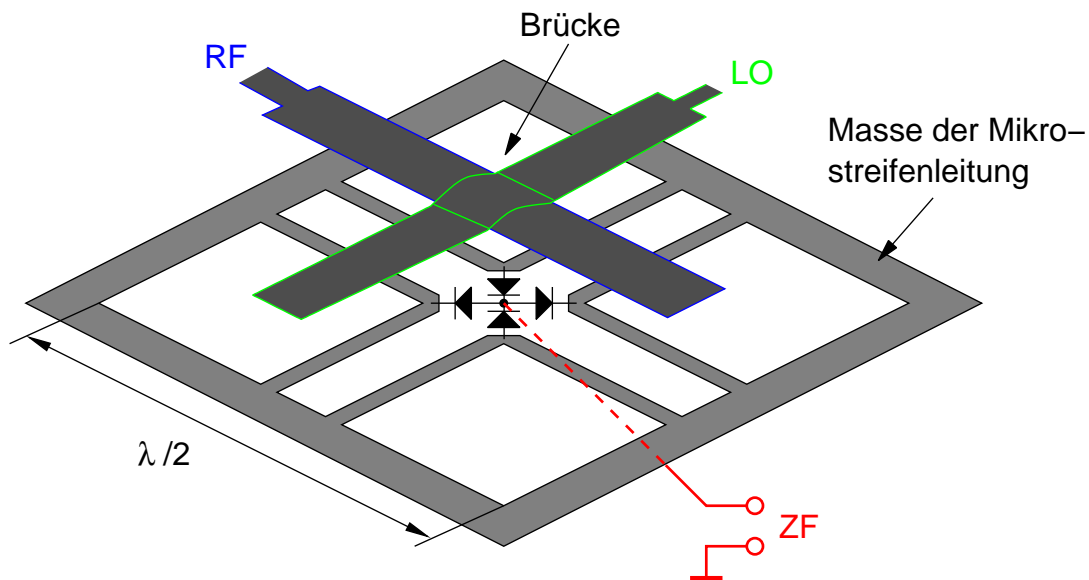


Abb. 5.19: Sternmischer mit gekreuzten Marchand-Baluns.

5.4.4 Konstruktionsbeispiel eines mm-Wellen-Mischers

Eintaktmischer mit Schottky-Diode für 200–270 GHz

Ein Mischer aus der Radioastronomie für den Frequenzbereich 200–270 GHz wird als Beispiel für die praktische Ausführung eines Ein-Dioden-Mischers in Hohlleitertechnik betrachtet. Bei diesen hohen Frequenzen ist es nicht möglich, die Mischdiode in einem Gehäuse unterzubringen. Vielmehr wird der Metall-Halbleiter-Übergang mit einem Whisker-Kontakt versehen. Darunter ist eine haarförmig geätzte Metallspitze (z.B. Wolfram), die von einem speziellen Gehäuseteil geführt wird zu verstehen. Die zur Kontaktierung von Schottky-Dioden verwendeten Whisker sind etwa $12\ \mu\text{m}$ dick und $0,1\ \text{mm}$ lang. **Abb. 5.20** zeigt den Querschnitt durch eine typische Schottky-Diode mit Whisker-Kontakt.

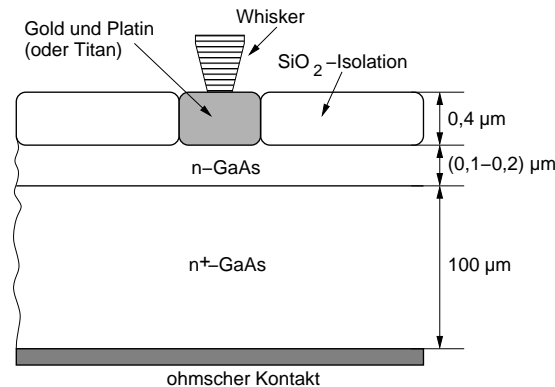


Abb. 5.20: Querschnitt durch eine typische Schottky-Diode mit Whisker-Kontakt.

In **Abb. 5.21** sind zwei Querschnitte durch den gesamten Mischer dargestellt, aus denen die Anordnung der Schottky-Diode im Hohlleiter hervorgeht.

Das Schaltbild des Mischers ist in **Abb. 5.22** gezeigt. Eingangs- und LO-Signal gelangen zusammen über ein Rillenhorn an den Eingang eines Rechteckhohlleiters, dessen Höhe stufenweise stark reduziert wird. Dies verringert die Eingangsimpedanz des Mischers für Eingangs- und LO-Signal. Der Kontakt-Whisker befindet sich am Ort der größten elektrischen Feldstärke und ist parallel zu den elektrischen Feldlinien orientiert. Der ohmsche Kontakt der Schottky-Diode ist mit einem Tiefpass in Streifenleitungstechnik verbunden. In **Abb. 5.22** wird für die Schottky-Diode ein einfaches Ersatzschaltbild angenommen. Hier entspricht L_W der Whiskerinduktivität, R_B ist der Bahnwiderstand und C_{RL} ist die Kapazität der Raumladungszone. Typische Werte sind etwa $R_B = 12\ \Omega$ und $C_{RL} = 7\ \text{fF}$. Die Größe und Länge des Whisker-Kontaktes werden so gewählt, dass die Serienresonanz von L_W und C_{RL} über der größten vorgesehenen Eingangsfrequenz liegt.

Bei der Berechnung und Konstruktion des Tiefpassfilters ist folgende Forderung zu beachten: Das Tiefpassfilter darf für Frequenzen zwischen 200 und 270 GHz

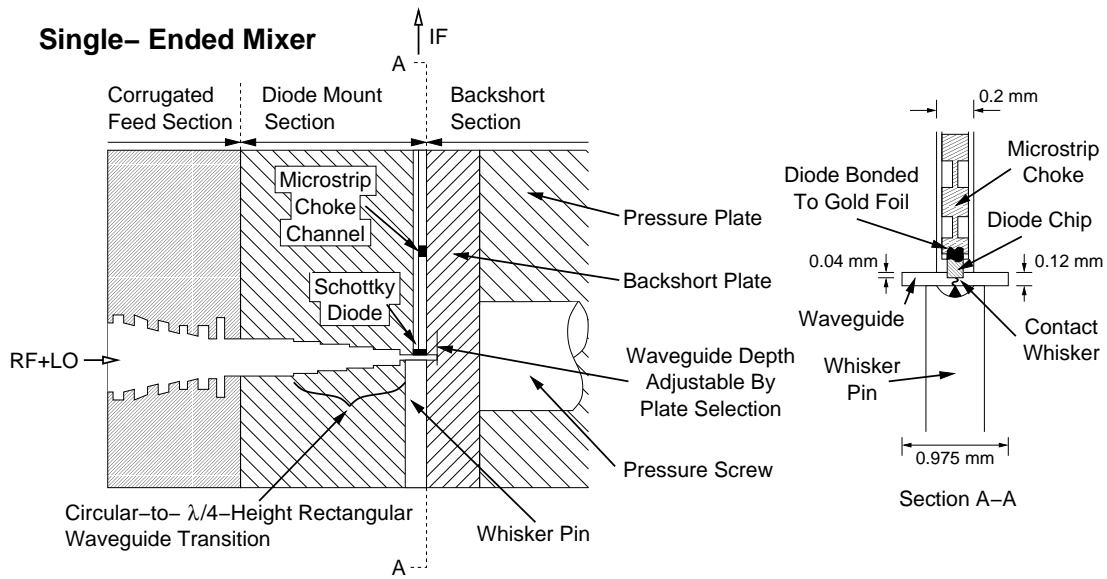


Abb. 5.21: Querschnitte durch einen 200–270 GHz Eintaktmischer.

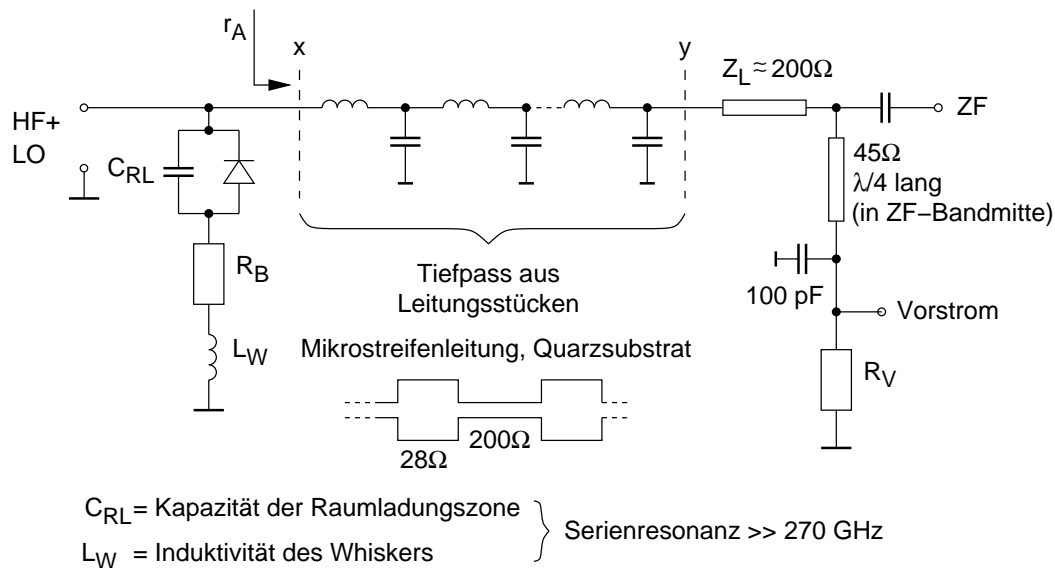


Abb. 5.22: Eintaktmischer mit Schottky-Diode für 200–270 GHz (ZF: 1,2–1,8 GHz).

nur eine kleine Kapazität darstellen, wenn der ZF-Ausgang mit 50Ω abgeschlossen ist. Das dem Tiefpass folgende Netzwerk transformiert die Impedanz der Diode bei der ZF von etwa 300Ω auf den Bezugswiderstand von 50Ω . Vor dem ZF-Ausgang wird durch eine leer laufende Serienstichleitung eine DC-Trennung bewirkt (in Abb. 5.22 als Kondensator dargestellt). Über die am Ende kapazitiv kurzgeschlossene Parallelverzweigung kann der Arbeitspunkt der Mischdiode eingestellt werden. Dies geschieht entweder über den in Abb. 5.22 eingezeich-

neten Vorwiderstand R_V (self biasing) oder durch eine externe Stromquelle. Die resonanten Leitungskreise werden auf die Mitte des vorgesehenen ZF-Bereiches von 1,2–1,8 GHz abgestimmt.

5.4.5 Äußere Beschaltung

Das Leistungsverhalten eines Mischers ist stark abhängig von seiner äußeren Beschaltung. Durch eine Fehlbeschaltung wird die Funktion eines Mischers in der Regel eingeschränkt.

Die äußere Beschaltung muss innerhalb des jeweiligen Betriebsfrequenzbereiches mindestens folgende Punkte gewährleisten:

- Anpassung der Impedanzen des Mischelements an die Signalführungen.
- Aufrechterhaltung des Gegentaktbetriebs und der Symmetrierung bei Gegentaktbetrieb.
- Filterung des Betriebsfrequenzbereichs zur Unterdrückung von störenden Mischprodukten (z.B. Spiegelfrequenzunterdrückung).
- Die Ströme der verschiedenen Frequenzlagen müssen ungehindert von der jeweiligen Quelle zur Senke fließen können.

Der letzte Punkt soll nochmals näher beleuchtet werden, da er bei Nichtbeachtung zum totalen Versagen eines Mischers führen kann.

In **Abb. 5.23** ist nochmals der Eintaktmischer aus **Abb. 5.9** mit den jeweiligen Strompfaden der verschiedenen Frequenzlagen gezeichnet. Der Koppler wurde in der Darstellung leicht verändert, damit der Stromverlauf einfacher nach zu vollziehen ist. Das Mischelement wurde so integriert, dass es direkt Kontakt zur Schaltungsmasse hat. Es handelt sich um einen Abwärtsmischer, d.h. die Frequenzen f_e und f_{LO} liegen oberhalb von f_{ZF} . Die Trennung der Frequenzlagen kann hier einfach mit einem Hoch- und einem Tiefpass erreicht werden. Die Ströme von f_e und f_{LO} werden im Koppler zusammengeführt, passieren den Hochpass, durchströmen danach das Mischelement und können über dieses nach Masse abfließen. Der Tiefpass sperrt diese Signale, so dass nur der Masseweg über die Diode bleibt. Die erzeugten niederfrequenten Mischsignale f_{ZF} werden von dem Hochpass gesperrt und fließen daher über den Tiefpass in den ZF-Teil (im Bild durch einen Widerstand dargestellt), wo sie nach Masse abfließen können. Bemerkenswert ist, dass die Beschaltung um das Mischelement in diesem Fall keine direkte Verbindung nach Masse benötigt.

In der folgenden **Abb. 5.24** ist der Eintaktmischer so modifiziert worden, dass das Mischelement nun in Serie zum Signalfluss liegt und daher keine direkte Masseverbindung mehr hat. Der Signalfluss bleibt prinzipiell wie zuvor beschrieben,

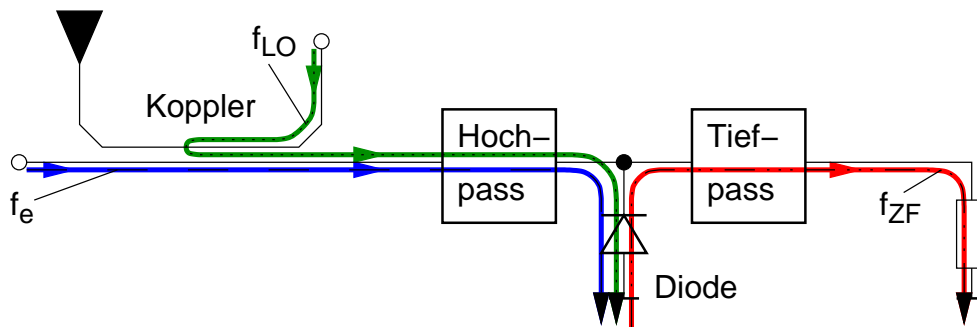


Abb. 5.23: Signalfluss im Eintaktabwärtsmischer mit äußerer Beschaltung. Massewege über das Mischelement.

nur dass die Ströme nun nicht mehr über das Mischelement nach Masse abfließen können. In diesem Fall sind in der Beschaltung um das Mischelement die Masseverbindungen zwingend notwendig, damit die Stromkreise der entsprechenden Frequenzlagen geschlossen werden können.

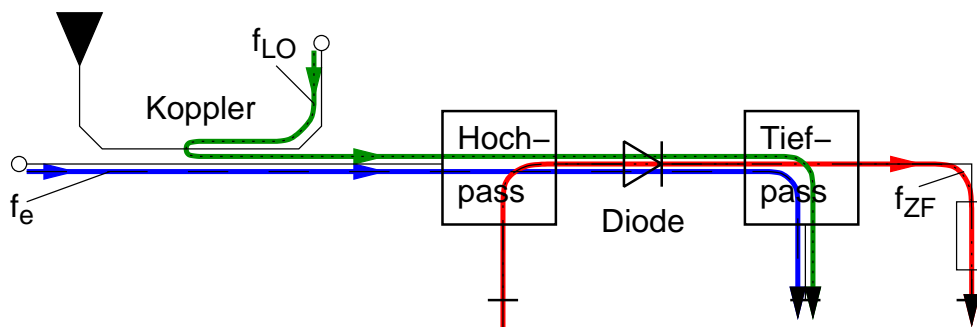


Abb. 5.24: Signalfluss im Eintaktabwärtsmischer mit äußerer Beschaltung. Massewege über die äußere Beschaltung.