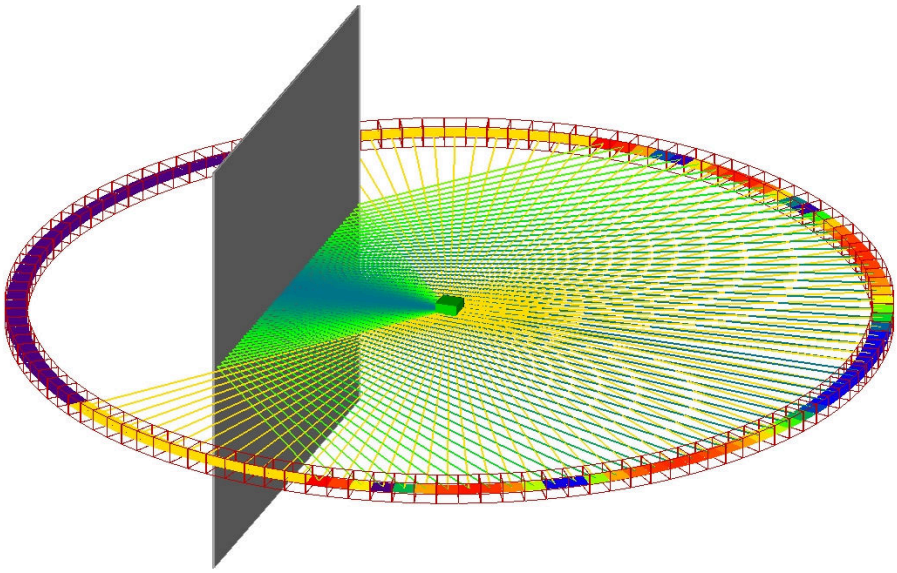


MIKROWELLEN-TECHNIK

von Prof. Dr.-Ing. H. Heuermann

Autor:

Prof. Dr.-Ing. Holger Heuermann

Lehrgebietsleiter für Hoch- und Höchstfrequenztechnik an der FH Aachen,

Geschäftsführender Direktor des Institutes für Mikrowellen- und Plasmatechnik (IMP) der FH Aachen

und

Geschäftsführer/ Entwicklungsleiter der Heuermann HF-Technik GmbH

5. Auflage 2015

Dieses Buch ist urheberrechtlich geschützt. Die dadurch begründeten Rechte gemäß Paragraph 53 des Urheberrechtsgesetzes, insbesondere die der Übersetzung, des Nachdrucks, der Entnahme von Abbildungen, der Mikroverfilmung oder ähnlichem Wege der Speicherung in Datenverarbeitungsanlagen bleiben, auch bei nur auszugsweise Verwertung, vorbehalten.

Bei Vervielfältigung für gewerbliche Zwecke ist gemäß Paragraph 54 des Urheberrechtsgesetzes eine Vergütung an dem Herausgeber zu zahlen, deren Höhe mit dem Herausgeber zu vereinbaren ist. Im Fall der Zuwiderhandlung wird Strafantrag gestellt.

Als Gesamtwerk darf es in unveränderter Form als E-Book (pdf-Datei) vervielfältigt und weitergegeben werden.

© by Prof. H. Heuermann 2015

Printed in Germany

Inhaltsverzeichnis

1 Hohlleiter **3**

1.1 Einleitung . . . 3

1.1.1 Kurzzusammenfassung der TEM-Welle . . . 5

1.1.2 Feldtheorie für Hohlleiter . . . 5

1.2 Grafische Herleitung der H_{10}-Welle . . . 6

1.2.1 Grenzbedingungen am idealen Leiter . . . 6

1.2.2 Reflexion einer HEW an einer metallischen Platte . . . 7

1.2.3 Konstruktion der H_{10}-Welle aus Mehrfachreflexionen . . . 8

1.2.4 Feldbilder der H_{10}-Welle im Rechteckhohlleiter . . . 9

1.3 Hohlleiterwellenlänge . . . 11

1.4 Phasen- und Gruppengeschwindigkeit . . . 12

1.5 Allgemeiner Feldwellenwiderstand und Feldwellenwiderstände der H_{10}-Welle 14

1.6 Ausbreitungskoeffizient und Feldwellenwiderstand der H_{10}-Welle über der Frequenz . . . 15

1.7 Stromverteilung im Rechteckhohlleiter . . . 16

1.8 Höhere Moden im Rechteckhohlleiter . . . 17

1.9 Rundhohlleiter- und Koaxialleitermoden . . . 20

1.10 Koaxial-Hohlleiterübergang . . . 23

1.11 Transmissionsresonator . . . 24

1.12 Frequenzbänder für Rechteckhohlleitungen . . . 25

2 Grundlagen der Feldsimulation **27**

2.1 Freiraumsimulation . . . 27

2.1.1 Sender und Empfänger . . . 28

2.1.2 Reflexion an Objekten . . . 30

2.1.3 Beugung und Durchdringung von Objekten . . . 32

2.1.4 Verfahren und Produkte 34
2.2 Numerische Feldsimulation 37
2.2.1 Allgemeine Lösung der Maxwellschen Gleichungen 37
2.2.2 Lösungen der Maxwellschen Gleichungen für quellfreie Geometrien 38
2.2.3 Methode der Finiten Elemente (FE) 40
2.2.4 Ablauf einer FE-Simulation 42
2.2.5 Methode der Finiten Differenzen (FD) 47
2.2.5.1 Eulersche Methode 47
2.2.5.2 Beispiel für allgemeine Potentialfunktion $u_{(x,y)}$ 48
2.2.6 Momentenmethode (MM) 51

3 Grundlagen der nichtlinearen HF-Technik 53
3.1 Beschreibungsformen für Bauelemente 55
3.2 Frequenzerzeugung durch Nichtlinearitäten 56
3.3 Nichtlineare Phänomene 58
3.4 Nichtlineare Bauelemente 62
3.4.1 Nichtlineare Leitwerte und Widerstände 62
3.4.2 Nichtlineare Kapazitäten 64
3.5 Übersicht: Nichtlineare Simulationsverfahren 66
3.6 Harmonic Balance für Großsignal-Einzeltöne 67
3.7 Einführung in die Streuparameter für frequenzumsetzende Messungen . . 74
3.7.1 S-Parameter für frequenzumsetzende Messungen 77
3.7.2 Vektorielle Intermodulationsmessungen 82
3.7.3 X-Parameter 86

4 Leistungsverstärker 89
4.1 Grundlagen für die Entwicklung von Leistungsverstärkern 91
4.1.1 Transistortechnologie 91
4.1.2 Die Signalflussmethode und deren Anwendung 94
4.1.3 Leistungsbegriffe 95
4.1.4 Weitere Grundbegriffe 97
4.1.5 Stabilität 99
4.1.6 Wahl der Lastimpedanz 99
4.1.7 Aufbau und Anwendung eines manuellen Tuners 103
4.2 Die klassischen Betriebsarten A, AB, B und C 106
4.3 Schaltungskonzepte von Leistungsverstärkern 113

4.3.1 H-Betrieb 113
4.3.2 F-Betrieb 115
4.3.3 D-Betrieb 117
4.3.4 E-Betrieb 119
4.3.5 Klasse J und weitere Verstärker mit Harmonic-Matching 121
4.3.6 Klasse S 123
4.4 Verschaltung von Leistungsverstärkern 124
4.4.1 0°-Koppler-Leistungs-Combiner 124
4.4.2 Der Doherty-Verstärker 126
4.4.3 Push-Pull-Verstärker 127
4.4.4 Balancierter Verstärker 128
4.5 Linearisierungstechniken 129
4.5.1 Direkte Rückkopplung 130
4.5.2 Predistortion 131
4.5.3 Feedforward 132
4.5.4 Indirect Feedback 132
4.5.5 Kartesische Schleife 133
4.5.6 Polare Schleife 134
4.6 Frequenzvervielfacher 135

5 Oszillatoren 137
5.1 Zweitoroszillatoren 139
5.1.1 Die Schwingbedingung 139
5.2 Aufbau eines rückläufigen HF-Oszillators 142
5.2.1 Kreuzgekoppelter und Colpitts-Oszillator 144
5.3 Eintoroszillatoren 146
5.3.1 Schwingbedingung von Eintoroszillatoren 147
5.3.2 Eingesetzter Reflexionsverstärker 148
5.3.3 Aufbauten von differentiellen Oszillatoren 149
5.3.4 Push-Push-Oszillatoren 151
5.3.5 Elektrisch abstimmbare Oszillatoren 154
5.4 Rauschverhalten von Oszillatoren 154

6 Detektoren und Mischer 157
6.1 Detektoren 157
6.2 Das Überlagerungs- bzw. Heterodynprinzip 157

6.3 Grundlagen der Frequenzumsetzung mit Mischern 158
6.4 Parametrische Rechnung 162
6.5 Leitwertelemente von Schottky-Dioden 165
6.6 Abwärtsmischung mit Schottky-Diode 166
6.7 Rauschverhalten des Mischers 166
6.8 Ausführungsformen von Mischern 167
6.9 Realisierung von Mischern mit Schottky-Dioden 171
6.9.1 Einseitenbandumsetzer und IQ-Modulatoren 174

7 Phasenregelkreise und Synthesegeneratoren 179
7.1 Grundlagen der Phasenregelkreise 179
7.2 Das Regelverhalten 181
7.3 Frequenzteiler 184
7.4 Diskriminatoren 184
7.4.1 Phasendiskriminatoren 185
7.4.2 Phasenfrequenzdiskriminatoren 187
7.4.3 Auslegung von Schleifenfiltern 189
7.5 Einschleifiger Regelkreis 189
7.6 Regelschleife mit Mischer 191
7.7 Mehrschleifige Regelkreise 192
7.8 Regelschleifen mit fraktionalen Teilern 194
7.8.1 $\Sigma\Delta$-Fractional-N Synthesegenerator 196
7.8.2 Direkte Digitale Modulation 197

8 Technisch erzeugte Plasmen 199
8.1 Grundlagen technisch erzeugter Plasmen 199
8.2 Niederdruckplasmen 205
8.2.1 Niederdrucklampen 207
8.3 Hochdruckplasmen 209
8.3.1 Klassische Zündkerze 210
8.4 Coronaplasmen 211
8.5 Mikroplasmen 211
8.6 Theorie der dreistufigen Transformation 211
8.7 Ansteuerelektronik für Mikrowellenplasmen 213
8.7.1 HF-Zündkerze 214
8.7.2 Lampentechnik 216

8.7.3 Plasmajets 218

Literaturverzeichnis **222**

Verzeichnis häufig verwendeter Formelzeichen und Kürzel **228**

Kapitel 1

Hohlleiter

1.1 Einleitung

Bis 1970 waren die so genannten Hohlleiter die am Häufigsten eingesetzten Leitersysteme in der Hochfrequenz- und Mikrowellentechnik. Alle überwiegend militärischen Anwendungen wie auch die Richtfunksysteme verwendeten Hohlleiter. Hohlleiter waren das am meisten genutzte Leitungssystem im GHz-Bereich. Halbleiterbauteile (insbesondere Dioden) hatte man in die Hohlleiter eingesetzt.

Definition: Hohlleiter: Rohrförmige metallische Leitung mit bestimmter Querschnittsform, innen hohl oder dielektrisch gefüllt

Hohlleiter leiten - ähnlich wie die Glasfaser das Licht - elektromagnetische Wellen. Anwendungen finden Hohlleiter hauptsächlich im GHz-Bereich. Hohlleiter unterscheiden sich in vieler Hinsicht von TEM-Wellenleiter.

	TEM-Leiter	Hohlleiter
Querschnitts-geometrie:	Mehrfach zusammenhängendes Gebiet	Einfach zusammenhängendes Gebiet

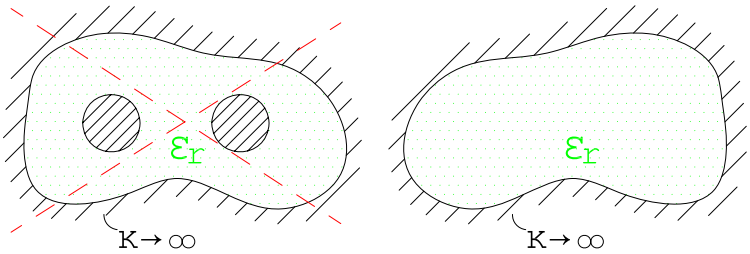


Bild 1.1: Querschnitte eines Mehrleiters (links) und eines Hohlleiters (rechts)

Heutzutage werden Hohlleiter insbesondere bei Anlagen mit sehr großen Leistungen - wie Radaranlagen, Mikrowellenöfen - eingesetzt. Im Komsumerbereich findet man Hohlleiter als Teil der Antennen von Low-Noise-Convertern (LNC oder LNB).

Sehr wichtig ist das Verständnis für Hohlleiter um Störer in elektronischen Hochfrequenzschaltungen zu finden: Jedes geschirmte Gehäuse entspricht einem Hohlleiter mit je einer Kurzschlussplatte am Ein- und Ausgang. Diese i.d.R. metallischen Gehäuse weisen Eigenresonanzen bei Frequenzen auf, die sich über die Wellenlängen $n \cdot \lambda/2$ (n : ganzzahlige Zahl) berechnen lassen. In diesen Frequenzbereichen wird die elektromagnetische Energie über den Hohlleitermode in der ganzen Schaltung eingekoppelt. Somit tritt bei einer aktiven Schaltung bei diesen Frequenzen oft eine Oszillation über diese Rückkopplung (über den Hohlleitermode) auf.

Merkmale der Hohlleiter:

- Kein Hin- und Rückleiter
- Keine Übertragung von Gleichstrom und -spannung

Technische Realisierungsformen:

- Rechteckhohlleiter (hauptsächlich)
- Rundhohlleiter (z.B. Antennen, Drehkopplungen)

Vorteile: Hohlleiter gegenüber Koaxialleiter

- Sehr verlustarm (bis verlustlos!)
- Sehr große Leistungsverträglichkeit
- Hochpassverhalten mit starker Filterwirkung

Nachteile: Hohlleiter gegenüber Koaxialleiter

- Starre Leitungsführung
- Teure Herstellkosten
- Bandbegrenzter Einsatz
- Multimoden-Problematik

Anwendung:

- Sendeanlagen mit großer Leistung wie Radar oder Richtfunk
- Mikrowellenöfen, GHz-Messtechnik, Antennentechnik (hier auch im Konsumerbereich bis 77 GHz)
- 77 GHz-Radar im Automobilbereich (hier auch innerhalb von Platinen)

Bevor auf die Theorie der Hohlleiter eingegangen wird, soll zunächst eine sehr kurze Zusammenfassung der TEM-Wellenleiter mit den zahlreichen Vertretern wie z.B. Mikrostreifen-, Koaxial- und Zweidrahtleitung gegeben werden.

1.1.1 Kurzzusammenfassung der TEM-Welle

In Zweidrahtleitern breitet sich eine TEM-Welle aus, die keine Feldkomponente in Ausbreitungsrichtung aufweist. Für die so genannte "Rechte Handregel" gilt der einfache Zusammenhang:

Zweidrahtleiter: „$\vec{E}$ dreht nach $\vec{H}$"

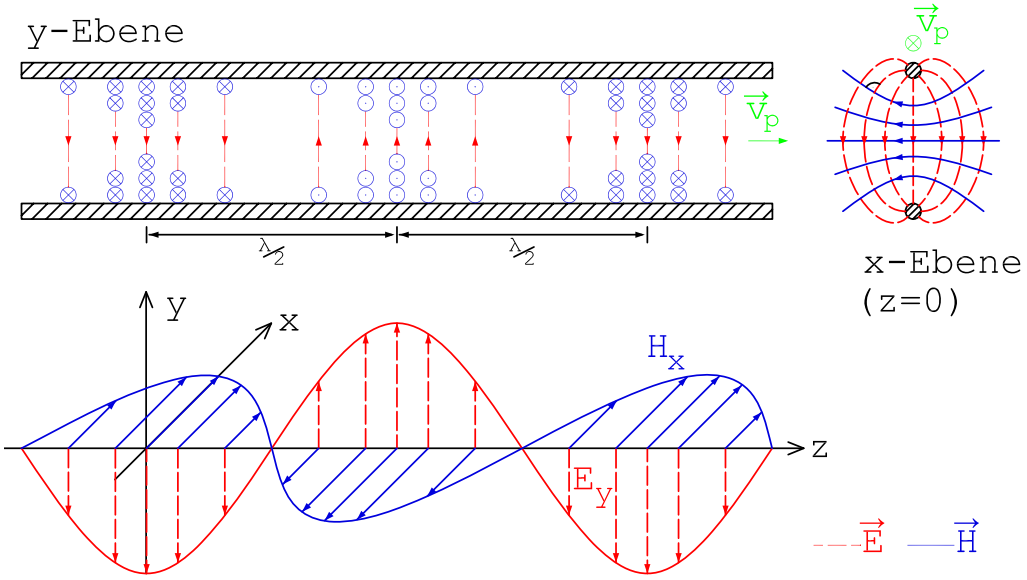


Bild 1.2: TEM-Welle entlang einer Zweidrahtleitung mit Ausbreitung in z-Richtung

In einer Zweidrahtleitung treten zwei transversale Feldkomponenten (hier E_y, H_x) auf. Die Ausbreitung ähnelt einer homogenen ebenen Welle (HEW) im freien Raum mit linearer Polarisation.

1.1.2 Feldtheorie für Hohlleiter

In zahlreichen Publikationen (z.B. [73, 95]) werden die exakten feldtheoretischen Herleitungen und Lösungen in analytischer Form dargestellt. In Kurzform sieht die Analytik wie folgt aus:

Verfahren: Geg.: Maxwellsche Gleichungen und Querschnitt mit Randbedingungen (z.B. $\vec{E} = 0$)

$\Rightarrow$ Ansatz: „Eigenwertproblem"

Ergebnis: Unendlich viele diskrete Feldtypen (nicht TEM)

a.) Wellentypen ($\lambda_C > \lambda$, Energietransport)

b.) Dämpfungstypen („Blinddämpfung", kein Energietransport aber Energiespeicherung)

Die Wellenausbreitung findet erst oberhalb einer bestimmten Grenzfrequenz f_c (Querabmessungen $\geq \lambda/2$) statt. Aus dieser Abschätzung kann man auch die Gefahr über mögliche Hohlleitermodenausbreitung in Gehäusen abschätzen.

Im Folgenden sollen die Felder innerhalb eines rechteckigen Hohlleiters über eine grafische Herleitung eingeführt werden.

1.2 Grafische Herleitung der H_{10}-Welle

1.2.1 Grenzbedingungen am idealen Leiter

Die Grenzbedingungen für das elektrische Feld sind im Bild 1.3 visualisiert.

<u>E-Feld:</u> senkrecht $\vec{n} \times \vec{E} = 0$

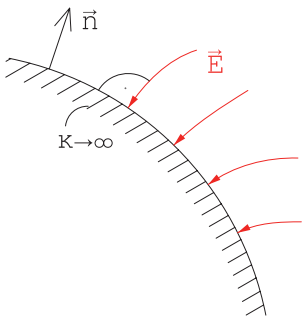


Bild 1.3: Typisches E-Feld an einer metallischen Oberfläche

Es wird (wie auch im Bild 1.4) das 2D-Schnittbild einer ausgedehnten metallischen Oberfläche gezeigt. In sehr guter Näherung haben die Feldlinien bei den in der Praxis verwendeten metallischen Werkstoffen das gleiche Verhalten.

<u>H-Feld:</u> tangential $\vec{n} \times \vec{H} = \vec{J_F}$

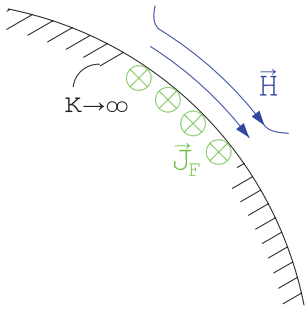


Bild 1.4: H-Feldlinien und über eine metallischen Oberfläche und zugehörige Stromdichte J

1.2.2 Reflexion einer HEW an einer metallischen Platte

Die einfallende homogene ebene Welle auf eine perfekt leitende Ebene ist im Bild 1.5 dargestellt.

Einfallende HEW

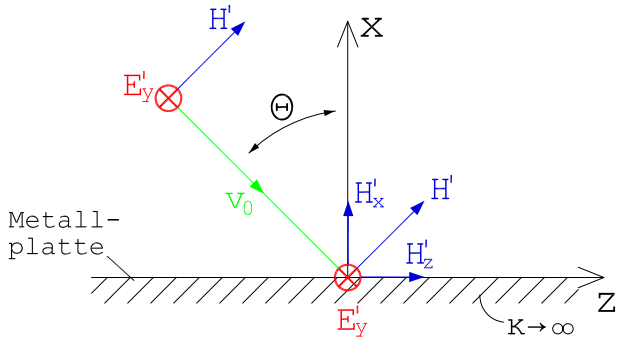


Bild 1.5: Feldkomponenten und zugehörige Winkel einer einfallende HEW

Diese einfallende Welle wird total reflektiert. Dabei muss die Randbedingung, dass das E-Feld Null auf der metallischen Oberfläche ist, erfüllt werden. Die zugehörige reflektierte Welle zeigt das Bild 1.6.

Reflektierte HEW

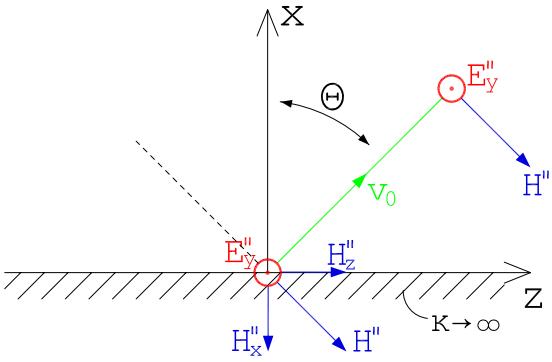


Bild 1.6: Feldkomponenten und zugehörige Winkel einer reflektierte HEW

Für die im geometrischen Nullpunkt dargestellten Feldkomponenten gilt somit:

$$-E'_y = E''_y \ , \qquad H'_x = -H''_x \qquad \text{und} \qquad H'_z = H''_z \quad . \tag{1.1}$$

1.2.3 Konstruktion der H_{10}-Welle aus Mehrfachreflexionen

Im Folgenden wird die so genannte H_{10}-Welle in ihrer Grundform als transversale elektrischen Welle im Rechteckhohlleiter konstruiert. Das folgende Bild 1.7 zeigt im oberen Teil eine einfallende HEW auf einer metallischen Platte. Diese Welle wird reflektiert. Der mittlere Teil im Bild 1.7 zeigt die reflektierte HEW auf einer metallischen Platte. Überlagert man die beiden Wellen, so ergibt sich ein Bild der H_{10}-Welle (unterer Teil im Bild 1.7).

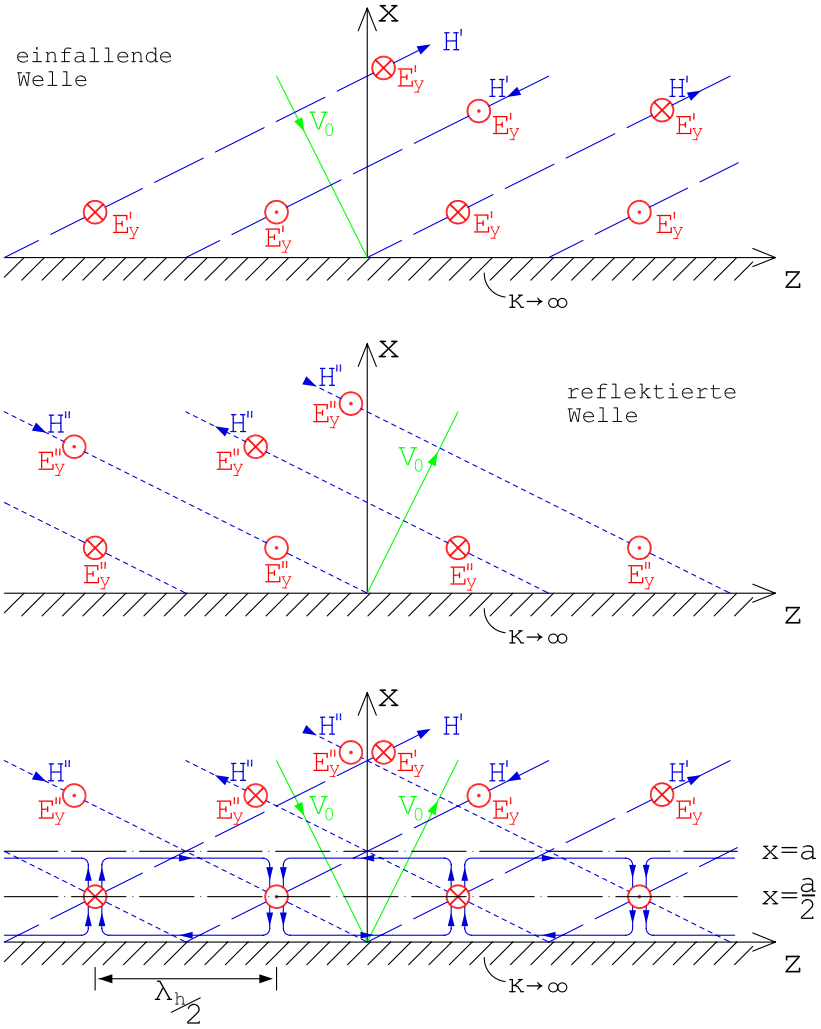


Bild 1.7: Einfallende und reflektierte Welle sowie deren Überlagerung zur Konstruktion der H_{10}-Welle (Ebene x=a ist später Wand des Hohlleiters)

In der Ebene x=a gilt E=0.

⇒ In dieser Ebene kann eine metallische Wand eingezogen werden!

Sofern die Implementierung eines Stoffes die elektromagnetischen Felder nicht ändert, ist es auch zulässig. Zwischen diesen beiden Platten breitet sich nunmehr eine H_{10}-Welle aus. Es werden keine Randbedingungen verletzt und somit ist die Feldlösung auch eine korrekte Lösung. Dem Bild 1.7 kann man die Hohlleiterwellenlänge $\frac{\lambda_h}{2}$ entnehmen.

1.2.4 Feldbilder der H_{10}-Welle im Rechteckhohlleiter

Die H_{10}-Welle ist die technisch genutzte Welle im Rechteckhohlleiter. Die folgenden Bilder illustrieren das Feld der H_{10}-Welle in verschiedenen Perspektiven.

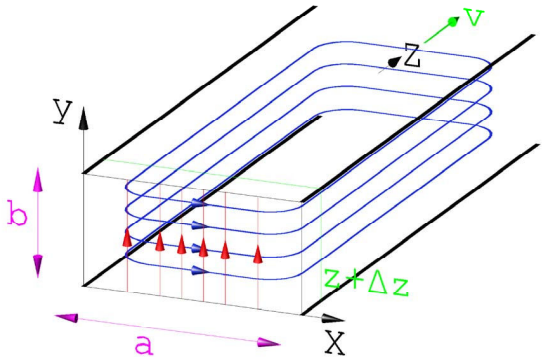


Bild 1.8: Darstellung der H_{10}-Welle als 3D-Bild

Bei allen Darstellungen sind die elektrischen Feldlinien in rot und die magnetischen Feldlinie in blau dargestellt. Mit λ_h wird die Wellenlänge im Hohlleiter bezeichnet.

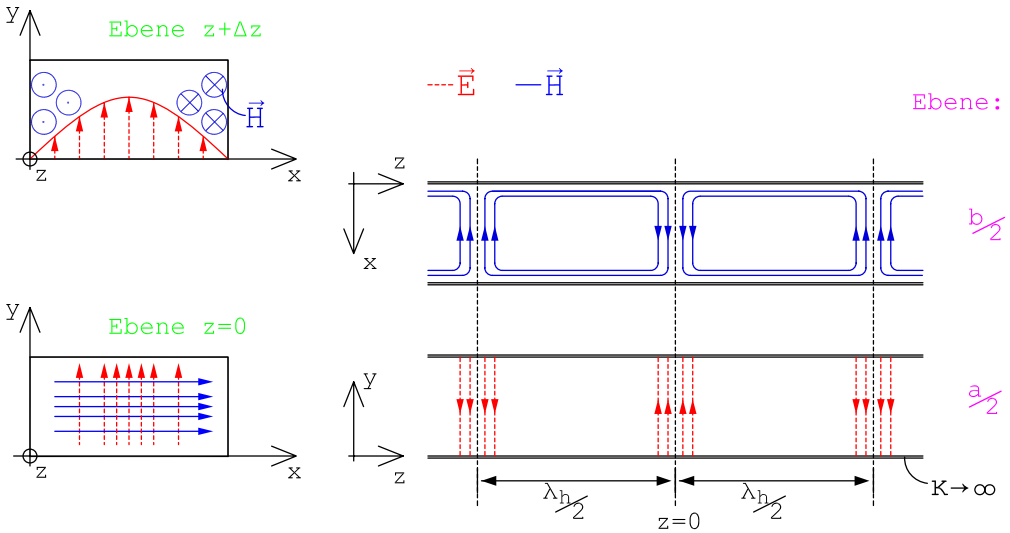


Bild 1.9: Schnittdarstellungen der H_{10}-Welle im Hohlleiter

Im Bild 1.10 ist die H_{10}-Welle, die mittels einer numerischen Feldsimulation erstellt wurde (diese werden nächstes Kapitel erläutert), abgebildet.

Die Intensitäten sind gemäß den Regenbogenfarben und den Längen der Pfeile dargestellt. Somit sind die roten Bereiche die Zonen mit einer großen Energiedichte.

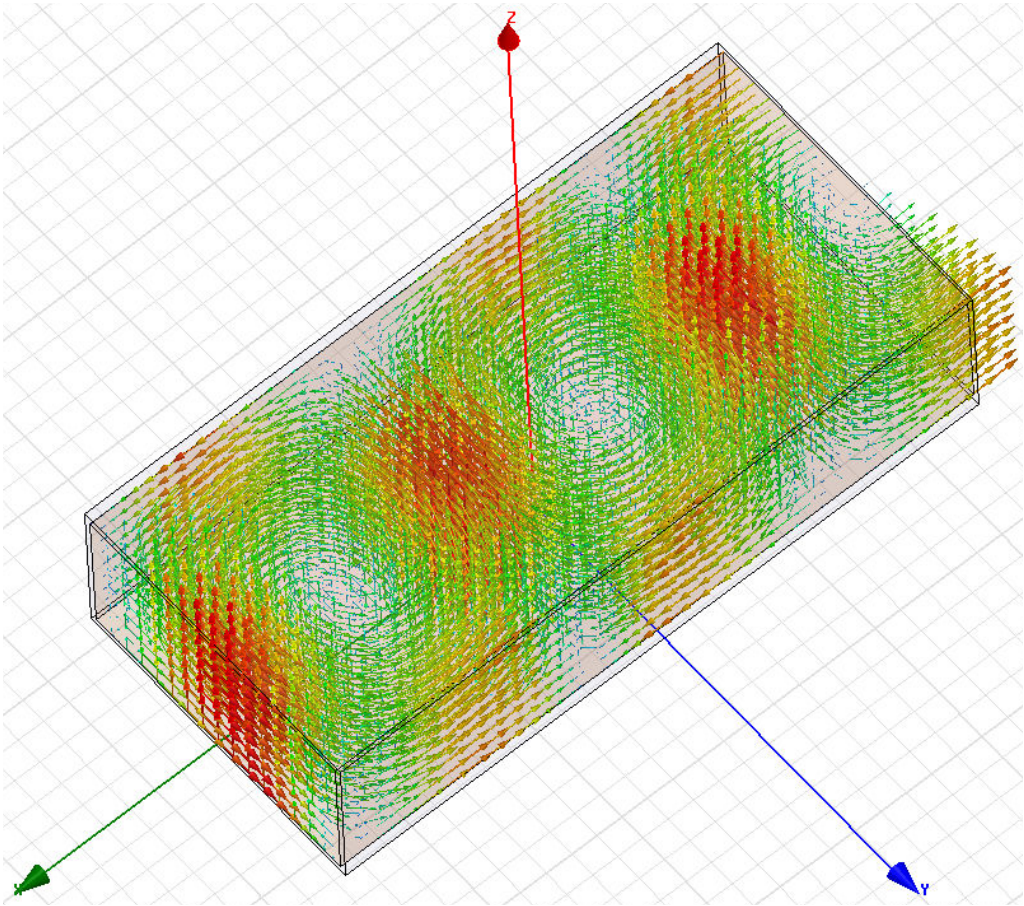


Bild 1.10: 3D-Darstellung des elektrischen und des magnetischen Feldes der H_{10}-Welle im Hohlleiter (hergestellt mittels dem Simulationsprogramm HFSS)

Am rechten Tor erkennt man an den herausstehenden Pfeilen sehr gut, dass der Startpunkt der Pfeile den Energiepunkt darstellt.

Das reine E-Feld ist im Bild 1.11 dargestellt.

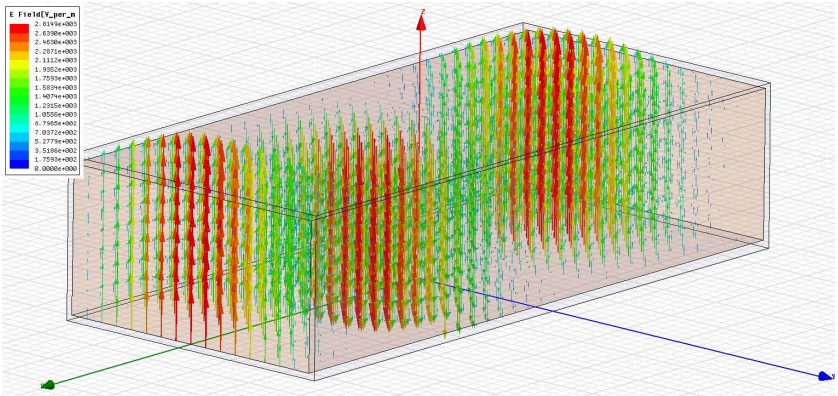


Bild 1.11: 3D-Darstellung des elektrischen Feldes der H_{10}-Welle im Hohlleiter (aus HFSS)

1.3 Hohlleiterwellenlänge

Aus einem vergrößerten Bild der H_{10}-Welle λ_h soll die Wellenlänge im Hohlleiter in Abhängigkeit der Geometrie und der Freiraumwellenlänge λ_0 berechnet werden.

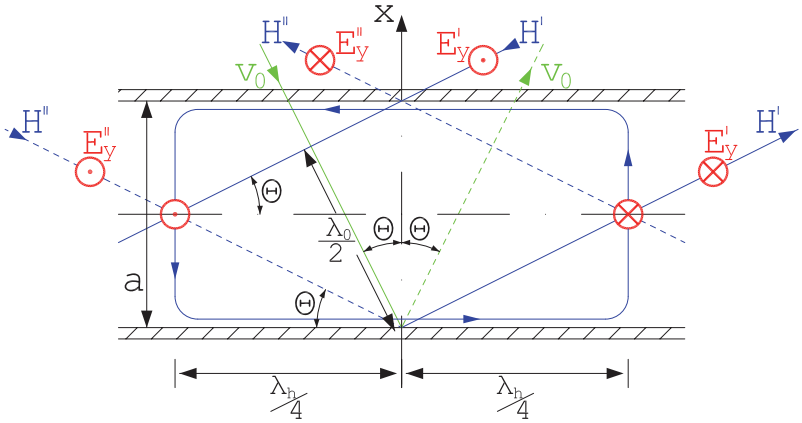


Bild 1.12: Vergrößerte H_{10}-Welle zwischen zwei metallischen Platten

Hohlleiter weisen i.d.R. Luft als Füllung auf und deshalb gilt $\epsilon_r = 1$ und somit gilt $\lambda = \lambda_0$.

Folgende weitere Zusammenhänge lassen sich aus Bild 1.12 entnehmen:

$$\cos\Theta = \frac{\lambda_0}{2 \cdot a} \qquad \text{sowie} \qquad \cot\Theta = \frac{\lambda_h/4}{a/2} = \frac{\lambda_h}{2 \cdot a} \quad , \tag{1.2}$$

$$\Rightarrow \frac{\lambda_0}{\lambda_h} = \sin\Theta \quad . \tag{1.3}$$

Mit

$$\sin\Theta = \sqrt{1-\cos^2\Theta} \qquad \text{bzw.} \qquad \sin\Theta = \sqrt{1-\left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2} \tag{1.4}$$

gilt

$$\lambda_h = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2}} \quad . \tag{1.5}$$

Somit ist die Hohlleiterwellenlänge größer als die Freiraumwellenlänge ($\lambda_h > \lambda_0$). Üblicherweise ist die Wellenlängen in einem mit Dielektrikum gefüllten Kabel oder auf einem Substrat kürzer als die Freiraumwellenlänge ($\lambda_{Substrat} < \lambda_0$).

Grenzfälle

Im Weiteren sollen die zwei Grenzfälle für die Einfallwinkel Θ (horizontal und vertikal) betrachtet werden.

$\Theta = 0°$ $\Rightarrow$ Keine Ausbreitung in z-Richtung
$\Theta = 90°$ $\Rightarrow$ Ausbreitung wie HEW

Grenzwellenlänge

Es wurde bereits gezeigt, dass gilt: $\lambda_h > \lambda_0$. Bei genauer Betrachtung der Gleichung (1.5) erkennt man, dass bei einer Höhe von $a = \lambda_0/2$ die Hohlleiterwellenlänge gegen unendlich geht. Daher wird die Wellenlänge

$$\lambda_C = 2a \tag{1.6}$$

als Grenzwellenlänge bezeichnet. Setzt man diesen Zusammenhang in Gleichung (1.5) ein, so erhält man für die Hohlleiterwellenlänge:

$$\boxed{\lambda_h = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda_0}{\lambda_C}\right)^2}}} \quad . \tag{1.7}$$

1.4 Phasen- und Gruppengeschwindigkeit

Im Grundlagenbuch [29] wurde detailliert die Phasenkonstante bzw. der Phasenkoeffizient eingeführt. Es gilt angewandt auf der Hohlleitung:

$$\beta_h = \frac{2\pi}{\lambda_h} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \sqrt{1-\left(\frac{\lambda_0}{\lambda_C}\right)^2} \quad . \tag{1.8}$$

Die Phasenkonstante ist proportional zur Transmissionsphase ($\sim\measuredangle S_{21}$). Für eine verlustfreie Leitung gilt $S_{21} = e^{j\beta l}$.

In [29] wird auch die Phasengeschwindigkeit allgemein und in Anwendung für TEM-Leitungen eingeführt. Angewandt auf den Hohlleiter gilt:

$$v_p = \frac{\Delta z}{\Delta t} = \frac{\omega}{\beta_h} = f\lambda_h = \frac{f \cdot \lambda_0}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda_0}{\lambda_C}\right)^2}} = \frac{v_0}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda_0}{\lambda_C}\right)^2}} = \frac{v_0}{\sin\Theta} \quad . \tag{1.9}$$

Es gilt $\lambda_0 > \lambda_C$. Setzt man diesen Zusammenhang in Glg. (1.9) ein, so erhält man das Resultat, dass die Phasengeschwindigkeit größer als die Lichtgeschwindigkeit ist: $v_p > c_0$.

Ausbreitung der elektromagnetischen Energie

Die elektromagnetischen Energie breitet sich mit der Gruppengeschwindigkeit v_g aus. Dieses wird im Bild 1.13 gezeigt.

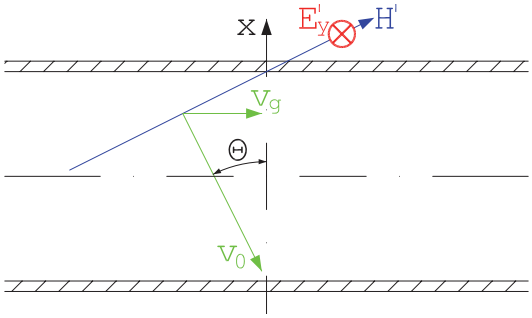


Bild 1.13: Gruppengeschwindigkeit v_g

Dem Bild 1.13 kann man den mathematischen Zusammenhang

$$v_g = v_0 \sin\Theta = v_0 \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_C}\right)^2} \tag{1.10}$$

entnehmen.

Die Multiplikation von Gruppen- und Phasengeschwindigkeit ergibt das Quadrat der Lichtgeschwindigkeit:

$$v_g \cdot v_p = v_0^2 \quad . \tag{1.11}$$

Frequenzabhängigkeiten des Hohlleiters

Die zuvor mathematisch beschriebenen Frequenzabhängigkeiten (auch als Dispersion bezeichnet) der Gruppen- und Phasengeschwindigkeit sowie der Hohlleiterwellenlänge sind im Bild 1.14 dargestellt. Bei der Grenzfrequenz f_C setzt der Energietransport ein und oberhalb von $4 \cdot f_C$ herrschen ähnliche Bedingungen wie im Freiraum.

Das Bild 1.14 zeigt auf, dass der Hohlleiter sehr dispersiv ist. Diese Eigenschaft ist für die Breitbandübertragungstechnik sehr störend, kann aber für spezielle analoge Signalformung hilfreich sein.

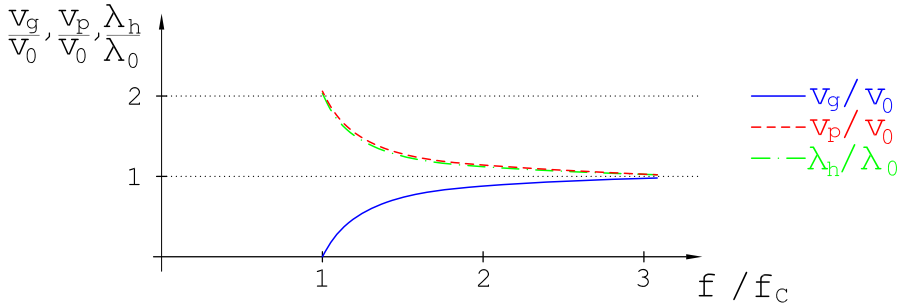


Bild 1.14: Frequenzabhängigkeiten der Gruppen- und Phasengeschwindigkeit sowie der Hohlleiterwellenlänge (i.d.R. gilt $c_0 = v_0$)

1.5 Allgemeiner Feldwellenwiderstand und Feldwellenwiderstände der H_{10}-Welle

Für den Feldwellenwiderstand Z_F des freien Raumes gilt:

$$Z_F = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120\,\pi\,\Omega \quad . \tag{1.12}$$

Der allgemeine Wellenwiderstand im Hohlleiter ist davon abhängig, ob es sich um eine Welle vom TE- bzw. H-Typen oder ob es sich um eine Welle vom TM- bzw. E-Typen handelt.

H-Typ: Es gibt keine E-Feldkomponente in Ausbreitungsrichtung z.

In diesem Fall gilt:

$$E_y = -Z_{FH} \cdot H_x \quad \text{und} \quad E_x = Z_{FH} \cdot H_y \qquad \text{mit} \tag{1.13}$$

$$Z_{FH_{10}} = \frac{Z_F}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_c}{f}\right)^2}} \tag{1.14}$$

E-Typ: Es gibt keine H-Feldkomponente in Ausbreitungsrichtung z.

In diesem Fall gilt:

$$E_x = Z_{FE} \cdot H_y \quad \text{und} \quad E_y = -Z_{FE} \cdot H_x \qquad \text{mit} \tag{1.15}$$

$$Z_{FE_{10}} = Z_F \sqrt{1 - \left(\frac{f_c}{f}\right)^2} \tag{1.16}$$

Eine Herleitung für die Gleichungen findet man in [73] unter dem Stichwort Wellenimpedanz und in [95].

1.6 Ausbreitungskoeffizient und Feldwellenwiderstand der H_{10}-Welle über der Frequenz

I.d.R. ist der Hohlleiter mit Luft gefüllt und somit gilt $\epsilon_r = 1$. Der Ausbreitungskoeffizient γ_h lässt sich in einem Dämpfungs- und einem Phasenkoeffizienten aufteilen.

$$\gamma_h = \alpha_h + j\beta_h \tag{1.17}$$

Zur Einführung des Feldwellenwiderstandes muss ein Integrationsweg im Hohlleiter festgelegt werden. Der übliche Integrationsweg ist im Bild 1.15 dargestellt.

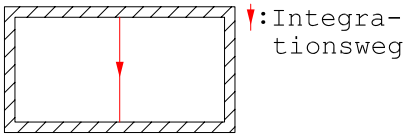


Bild 1.15: Integrationsweg für die H_{10}-Welle

Dieser Integrationsweg wird in der Praxis in der Feldsimulation benötigt. Wählt man einen anderen Weg, so erhält man bei der Hohlleiterwelle einen anderen Feldwellenwiderstand.

Für $\lambda_0 > \lambda_C$ gilt:

$\gamma_h = \alpha_h$, d.h. rein reell $\qquad Z_{FH_{10}}$: imaginär

Für $\lambda_0 \leq \lambda_C$ gilt:

$\gamma_h = \alpha_h + j\beta_h \simeq j\beta_h$: nahezu imaginär $\qquad Z_{FH_{10}}$: nahezu reell

In der Darstellung 1.16 werden die frequenzabhängigen Größen für die Wellenausbreitung der H_{10}-Welle wiedergegeben.

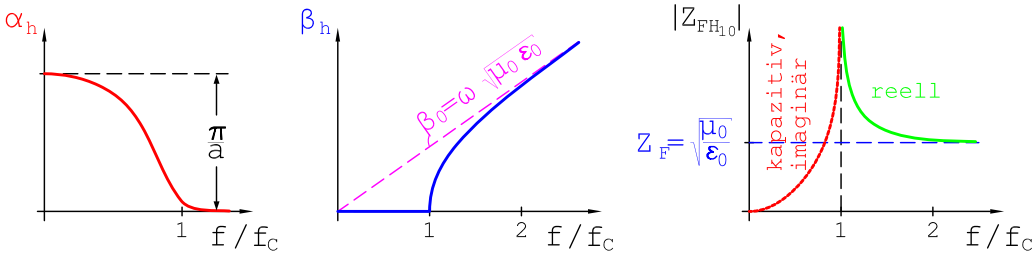


Bild 1.16: Frequenzabhängiger Ausbreitungskoeffizient und Feldwellenwiderstand der H_{10}-Welle

1.7 Stromverteilung im Rechteckhohlleiter

Im Bild 1.17 soll die Stromverteilung in den metallischen Wänden illustriert werden. Dafür wurde das Bild in zwei Teile zerlegt:

a) Magn. Feldlinien im Hohlleiter (Draufsicht im Schnitt),

b) Ströme in den Seitenwänden (Abwicklung: Unterseite und Seitenwände).

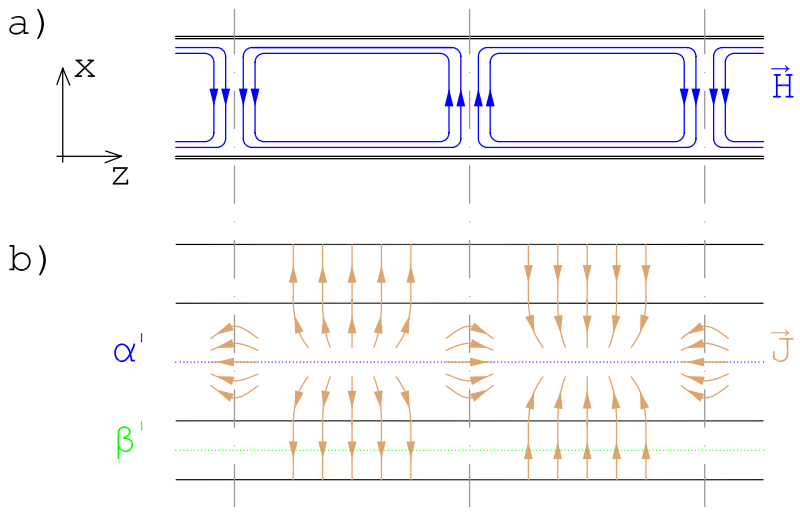


Bild 1.17: Stromverteilung für die H_{10}-Welle in den Seitenwänden des Rechteckhohlleiters (vierte fehlt)

Weiterhin werden im Bild 1.17 die Bereiche dargestellt, in denen sich optimal Sonden implementieren lassen und Auskoppelelemente eingefügt werden können.

Bereiche für Sonden: $\alpha' \parallel$ Strompfade, gewählt da:

- Wenig Feldstörung,
- Wenig Auskopplung.

Bereiche für starke Auskopplung: $\beta' \perp$ Strompfade, gewählt da:

- Starkes E-Feld im Auskoppelspalt.

Im Bild 1.18 visualisiert ein Ergebnis einer Feldsimulation die Stromverteilung.

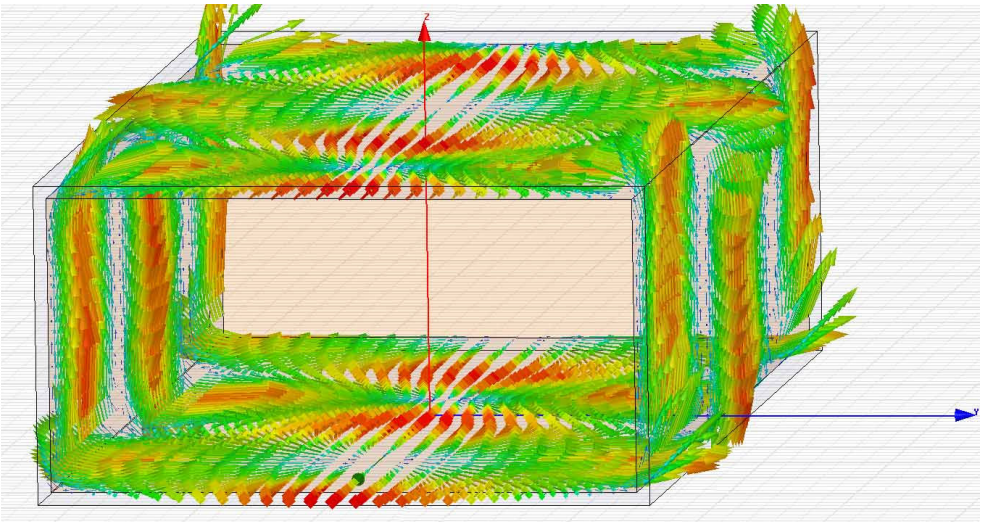


Bild 1.18: Stromverteilung der H_{10}-Welle in 3D aus HFSS

1.8 Höhere Moden im Rechteckhohlleiter

In Rechteckhohlleitern sind folgende Moden ausbreitungsfähig

1. H_{mn}-Wellen (auch TE_{mn} genannt)

m: Anzahl der Halbperioden des elektrischen Querfeldes längs der großen Innenseite (a)
n: Anzahl der Halbperioden des E-Feld längs (b)

2. E_{mn}-Wellen (auch TM_{mn} genannt)

m: Anzahl der Halbperioden des magn. Feldes längs (a)
n: Anzahl der Halbperioden des magn. Feldes längs (b)

Generell gilt, dass m und n ganzzahlig und positiv sind: m,n = 0, 1, 2 ... Es muss jedoch mindestens eine Halbperiode vorhanden sein.

Beispiel der H_{11}-Welle

Das Bild 1.19 zeigt als erstes Beispiel für einen höheren Mode das Bild für das E- und H-Feld der H_{11}-Welle.

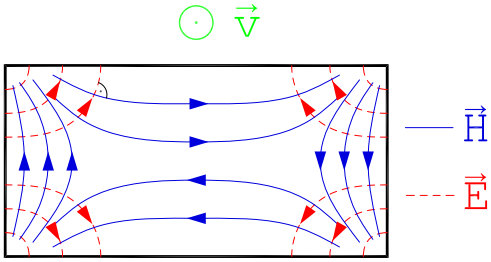


Bild 1.19: Beispiel des Feldbildes einer H_{11}-Welle im x-y-Schnitt

Cut-Off-Frequenzen

Die untere Grenzfrequenzen der Moden im Rechteckhohlleiter sind abhängig vom Querschnittverhältnis $\frac{b}{a}$, Bild 1.20.

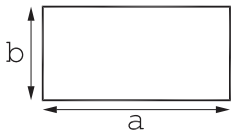


Bild 1.20: Verhältnis der Querschnitte (Standard $a = 2 \cdot b$)

Für die ersten fünf möglichen Moden sind die unteren Grenzfrequenzen im Rechteckhohlleiter im Bild 1.21 dargestellt. Man erkennt, dass für diesen Hohlleiter ein relativ großer Arbeitsbereich, in dem nur der H_{10}-Mode ausbreitungsfähig ist, ergibt.

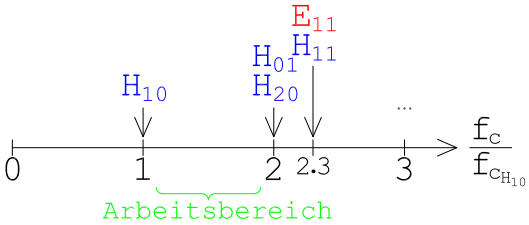


Bild 1.21: Untere Grenzfrequenzen der H_{11}-Welle und der höheren Moden im Rechteckhohlleiter für das Querschnittverhältnis $\frac{b}{a} = \frac{1}{2}$

Die Grenzwellenlänge der verschiedenen Moden berechnet sich aus:

$$\lambda_{cmn} = \frac{2\,a\,b}{\sqrt{m^2b^2 + n^2a^2}} \quad . \tag{1.18}$$

Die sogenannten Cut-Off-Frequenzen der verschiedenen Moden berechnen sich wie folgt:

$$f_{cmn} = c_0/2 \cdot \sqrt{(m/a)^2 + (n/b)^2} \quad . \tag{1.19}$$

Die zugehörigen Ausbreitungskoeffizienten erhält man aus:

$$\gamma_{cmn} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \sqrt{\left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{cmn}}\right)^2 - 1} \qquad . \tag{1.20}$$

Die Feldwellenwiderstände für H-Wellen werden über die folgenden Zusammenhänge berechnet:

$$Z_{FH_{mn}} = -\frac{E_y}{H_x} = \frac{E_x}{H_y} \qquad , \tag{1.21}$$

$$Z_{FH_{mn}} = \frac{Z_F}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{cmn}}\right)^2}} \qquad . \tag{1.22}$$

Ähnlich lassen sich die Feldwellenwiderstände für E-Wellen berechnen:

$$Z_{FE_{mn}} = Z_F \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{cmn}}\right)^2} \qquad . \tag{1.23}$$

1.9 Rundhohlleiter- und Koaxialleitermoden

Der erste ausbreitungsfähige Hohlleitermode (Grundmode) im Rundhohlleiter und im Koaxialleiter ist der H_{11}-Mode.

Als Abschätzung kann die Ausbreitungwellenlänge über den Durchmesser berechnet werden:

$$2 \cdot r \simeq \frac{\lambda_0}{2} \qquad . \tag{1.24}$$

Bild 1.22 zeigt die Feldbilder für die H_{11}-Welle im Rundhohlleiter.

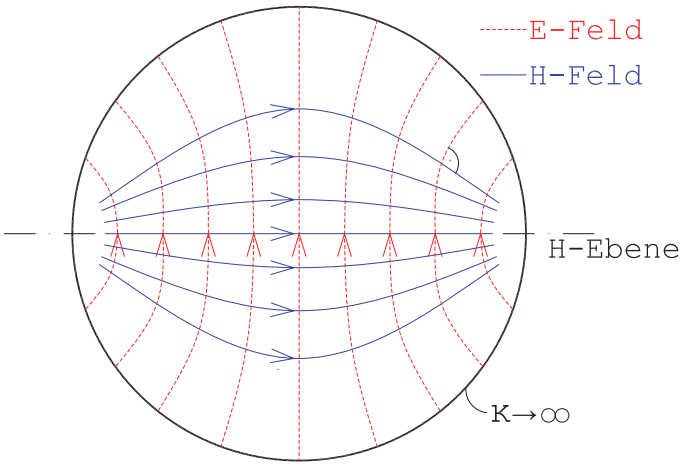


Bild 1.22: Grundwellenmode im Rundhohlleiter: H_{11}-Mode

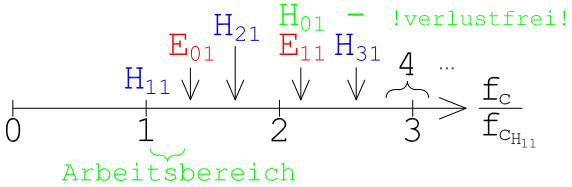


Bild 1.23: Cut-Off-Frequenzen der höheren Moden im Rundhohlleiter

Die zugehörigen Ausbreitungskoeffizienten der Rundhohlleitermoden (hier verlustfrei, d.h. $\alpha = 0$) erhält mit dem Durchmesser D man aus:

$$\lambda_{cmn} = \frac{\pi \cdot D}{x_{mn}} \qquad . \tag{1.25}$$

Für die H-Moden gelten folgende Werte:

$$x_{11} = 1.841 \qquad x_{21} = 3.054 \qquad x_{01} = 3.832 \qquad .$$

Für die E-Moden gilt:

$$x_{01} = 2.405 \qquad x_{11} = 3.832 \qquad .$$

Verlustfreier Mode H_{01}

Bei der H_{01}-Welle im Rundhohl- und im Koaxialleiter klingen die elektromagnetischen Felder zum Rand (metallische Begrenzung) ab. Deshalb werden fast gar keine Ströme (ideal für f$\rightarrow \infty$ im Rundhohlleiter) in den metallischen Leitern induziert. Somit weisen die Leitungen fast keine Verluste auf.

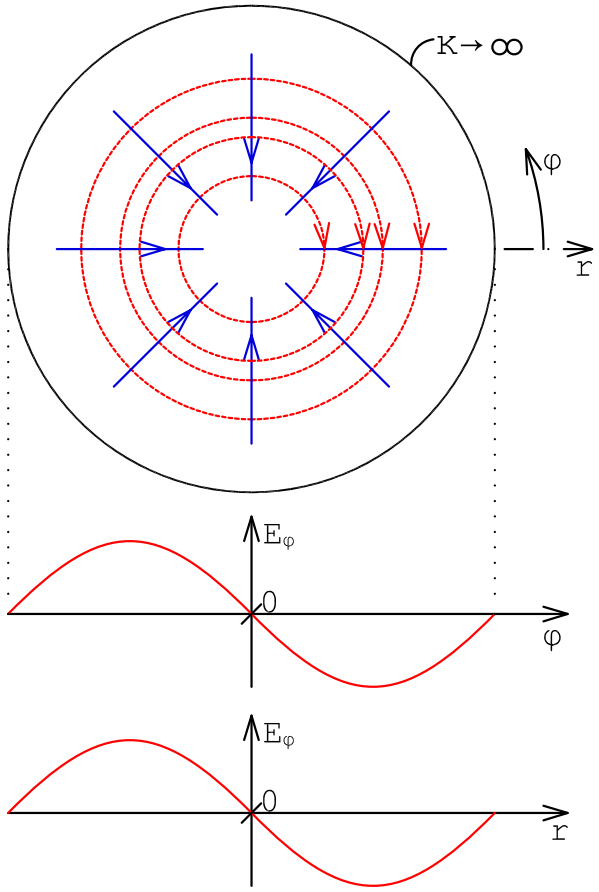


Bild 1.24: Verlustfreier Mode im Rundhohlleiter

Für die H_{01}-Welle im Koaxialleiter gilt folgende Abschätzung

$$\pi \cdot (r_a + r_i) \simeq \lambda_0 \qquad . \tag{1.26}$$

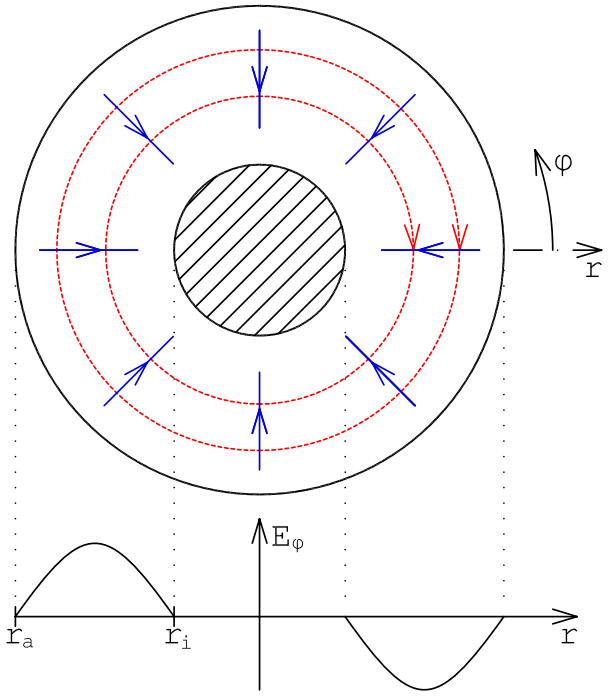


Bild 1.25: H_{01}-Mode im Koaxialleiter

Als Grundmode der Hohlleiterwelle im Koaxialleiter setzt als erstes der H_{11}-Mode ein. Dessen cutoff-Frequenz wird Innen- und Außendurchmesser (d+D) wie folgt abgeschätzt:

$$f_{c_{H_{11}}} \simeq \frac{1}{\pi \left(\frac{D+d}{2}\right) \sqrt{\mu\,\epsilon}} \qquad , \tag{1.27}$$

bezeihungsweise

$$f_{c_{H_{11}}} \simeq \frac{c}{\pi \left(\frac{D+d}{2}\right) \sqrt{\mu_r\,\epsilon_r}} \qquad , \tag{1.28}$$

1.10 Koaxial-Hohlleiterübergang

Zur Erregung von Hohlleiterwellen wird oft ein Koaxial-Hohlleiterübergang eingesetzt. Typisch erzielbare Anpasswerte dieser verlustarmen Übergänge liegen bei $|S_{11}| < -20\,\mathrm{dB}$. Bild 1.26 zeigt solch einen Übergang im Schnitt.

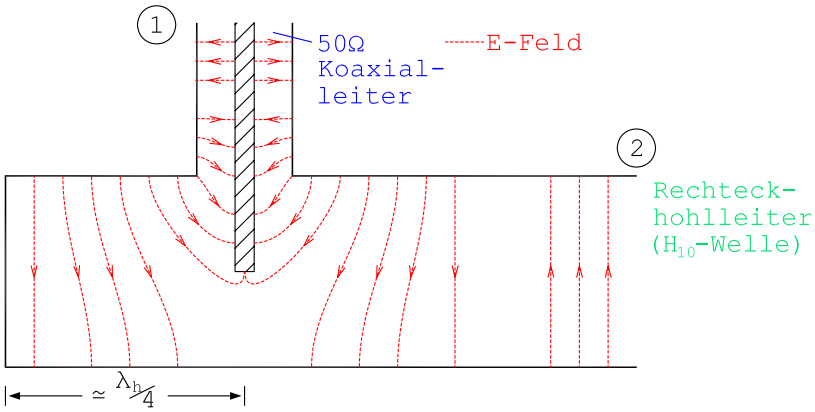


Bild 1.26: Koaxial- Hohlleiterübergang mit E-Feldbild

Ein Bild aus einer Feldsimulation ist in Bild 1.27 dargestellt. Hier sind nur die Beträge des elektrischen Feldes dargestellt.

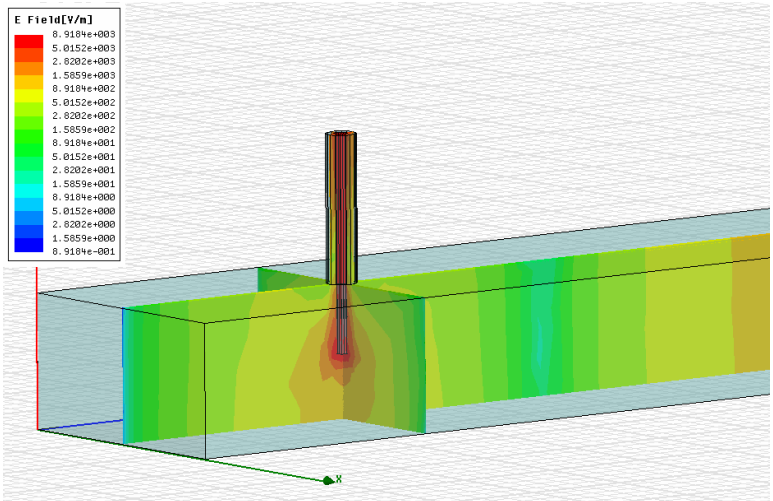


Bild 1.27: 3D-Darstellung eines Koaxial-Hohlleiterüberganges mit E-Feldbildern

1.11 Transmissionsresonator

Hohlleiter haben sehr wenig Verluste und eignen sich deshalb zum Aufbau von Resonatoren. Im Bild 1.28 sind die S-Parameter-Resultate einer Feldsimulation eines Transmissionsresonators, der im X-Band ausgelegt ist dargestellt.

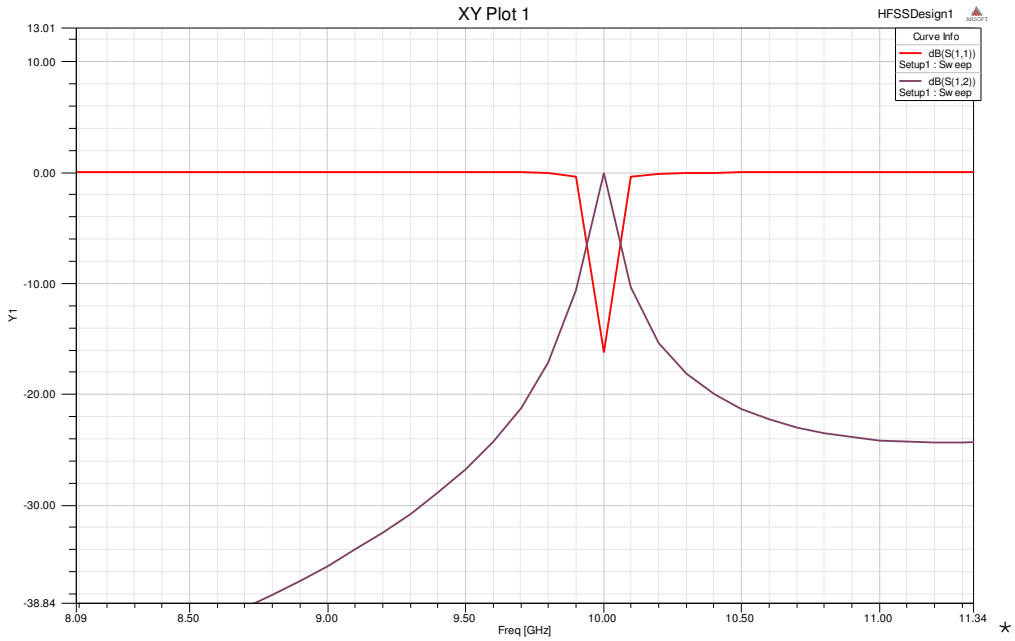


Bild 1.28: Streuparameter eines simulierten Transmissionsresonators

Die Ergebnisse zeigen das gewünschte schmalbandige Übertragungsverhalten eines Transmissionsresonators.

Ein Bild des zugehörigen E-Feldes aus dieser Feldsimulation ist in Bild 1.29 dargestellt. Hier sind die Feldstärken im Resonator so hoch, dass man die Felder der ein- und ausgekoppelten H_{10}-Welle kaum erkennt.

Das zugehörige H-Feld ist in Bild 1.30 iluustriert. Auch hier sind die Feldstärken im Resonator so hoch, dass man die Felder der ein- und ausgekoppelten H_{10}-Welle kaum erkennt.

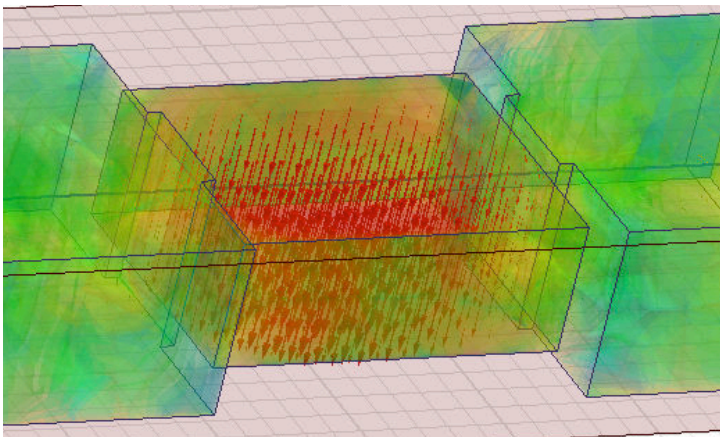


Bild 1.29: 3D-Darstellung eines Transmissionsresonators (eingebettet in X-Band-Hohlleitern) mit E-Feldbildern

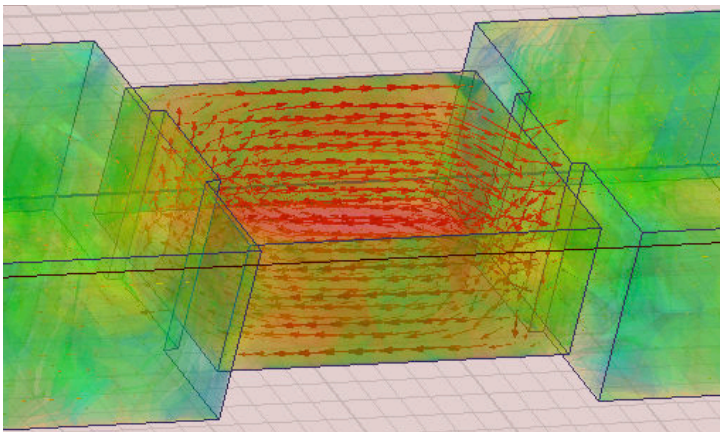


Bild 1.30: 3D-Feldbilddarstellung eines Transmissionsresonators mit H-Feldbildern

1.12 Frequenzbänder für Rechteckhohlleitungen

Hohlleiter sind in verschiedenen Standards genormt. Die folgende Tabelle zeigt die wichtigsten Standards für Rechteckhohlleiter, deren Bezeichnungen und die zugehörigen Ab-

messungen.

Frequenz-bereich (GHz)	Bandbe-zeichnung	Bezeichnung DIN47302 IEC153	EIA	Breite a (mm)	(Zoll)
0.77-1.14	UHF/L	R 9	WR 975	247.65	9.750
1.12-1.70	L	R 14	WR 650	165.10	6.500
1.70-2.60	LA	R 22	WR 430	109.22	4.300
2.20-3.30	LS	R 26	WR 340	86.36	3.400
2.60-3.95	S	R 32	WR 284	72.14	2.840
3.22-4.90	A	R 40	WR 229	58.17	2.290
3.95-5-85	G	R 48	WR 187	47.55	1.872
4.64-7.05	C	R 58	WR 159	40.39	1.590
5.85-8.20	J	R 70	WR 137	34.85	1.372
7.05-10.0	H	R 84	WR 112	28.50	1.122
8.20-12.4	X	R 100	WR 90	22.86	0.900
10.0-15.0	M	R 120	WR 75	19.05	0.750
12.4-18.0	P	R 140	WR 62	15.80	0.622
15.0-22.0	N	R 180	WR 51	12.95	0.510
18.0-26.5	K	R 220	WR 42	10.67	0.420
21.7-33.0		R 260	WR 34	8.64	0.340
25.5-40.0	R	R 320	WR 28	7.11	0.280
33.0-50.0	Q		WR 22	5.69	0.224
40.0-60.0	U		WR 19	4.78	0.188
50.0-75.0	V		WR 15	3.76	0.148
75 - 110	W		WR 10	2.54	0.100
90 - 140			WR 8	2.032	0.080
110 - 170			WR 6	1.651	0.065
140 - 220			WR 5	1.295	0.051
170 - 260			WR 4	1.092	0.043
220 - 325			WR 3	0.864	0.034
260 - 400			WR 2.8	0.711	0.028
325 - 500			WR 2.2	0.559	0.022
400 - 600			WR 1.9	0.483	0.019
500 - 750			WR 1.5	0.381	0.015
600 - 900			WR 1.2	0.305	0.012
750 -1100			WR 1.0	0.254	0.010

Die WRxxx-Bezeichnung der Hohlleiter leitet sich aus der Breite des Hohlleiters in Zoll (1 Zoll (inch) = 25.4 mm) ab. Ein WR 28-Hohlleiter ist somit 28 % eines Zolls = 7.11 mm breit.
Dieser Tabelle liegt das Höhen-Breiten-Verhältnis (b/a) von 1:2 zugrunde. Die unteren empfohlenen Übertragungsfrequenzen liegen um das 1.26 fache über der kritischen unteren Grenzfrequenzen f_c. Die oberen Übertragungsfrequenzen betragen das 1.48 fache der unteren empfohlenen Übertragungsfrequenzen. Der mittlere Faktor von 1.86 der oberen Übertragungsfrequenzen zur jeweiligen kritischen unteren Grenzfrequenz sichert monomodige Ausbreitung (Wert < 2) der H_{10}-Welle.

Kapitel 2

Grundlagen der Feldsimulation

In den letzten Jahrzehnten wurde eine Vielzahl von Softwarelösungen entwickelt, die es dem Mikrowellentechniker ermöglichen elektromagnetische Feldprobleme mit guter Qualität zu berechnen und somit gute Vorhersagen zu treffen.

Dieses Kapitel stellt zwei Aspekte zur praktischen Berechnung elektromagnetischer Felder mittels kommerziell verfügbarer Software dar:

1.: Grundlagen zur Berechnung von Feldern über große Entfernungen,

2.: Grundlagen zur präzisen numerischen Analyse der elektromagnetischen Felder in 3D-Volumen.

2.1 Freiraumsimulation

Die Simulationssoftware zur Berechnung der elektromagnetischen Felder basiert auf geschlossenen Lösungen für Antennen und Objekte, die sich im 2D- oder 3D-Fernfeld befinden.

Bei 2D-Betrachtungen handelt es sich lediglich um Schnitte (horizontale Ebenen) eines 3D-Problems.

Das folgenden Bild 2.1 zeigt ein Objekt (z. Beispiel kubisch geformtes Haus) sowie eine Sende- und zwei Empfangsantennen und die möglichen Ausbreitungspfade zwischen dem Sender und den Empfängern.

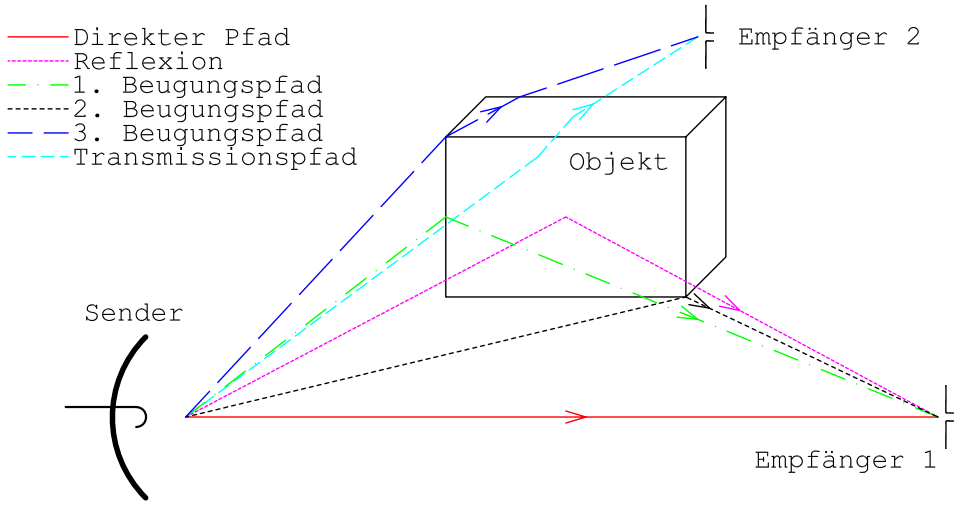


Bild 2.1: Objekt in einer Freiraumsimulation mit den von Simulatoren unterstützten Signalpfaden

2.1.1 Sender und Empfänger

In diesen Freiraumsimulationen müssen Sender und Empfänger wie folgt dargestellt erstellt werden.

Der Sender wird definiert durch

a) Signalform und Leistung,

b) Antenne und deren Lage.

Der Empfänger wird nur durch die Antenne und ihre Lage definiert.

Eine zentrale Rolle kommt den Antennen zu. Die genaue Kenntnis über die technischen Eigenschaften der Antennen ist notwendig.

Antennen allgemein:

- i.d.R. linear polarisiert,
- verschiedene Bauformen (⇒ Richtcharakteristik),
- durch Abmessungen bzw. Gewinn definiert,
- Dateieingabe der Richtcharakteristik ist möglich.

Eingesetzte Antennentypen:

- Isotroper Kugelstrahler, Dipole, Aperturantenne,
- Hornstrahler, Patchantennen.

Am Beispiel des Hertz'schen Dipols soll erläutert werden, was der programmtechnische Hintergrund in einer Freiraumsimulation ist.

Hertzscher Dipol:

Der Hertz'sche Dipol[1] (nach Heinrich Hertz benannt) besteht aus zwei kurzen dünnen Drähten, die von einer konzentrierten Stromquelle gespeist werden.

Das folgende Bild 2.2 zeigt im Ursprung den Hertz'schen Dipol und die Koordinaten für einen Aufpunkt, für den sich das elektromagnetischen Feld aus geschlossenen analytischen Lösungen präzise berechnen lässt.

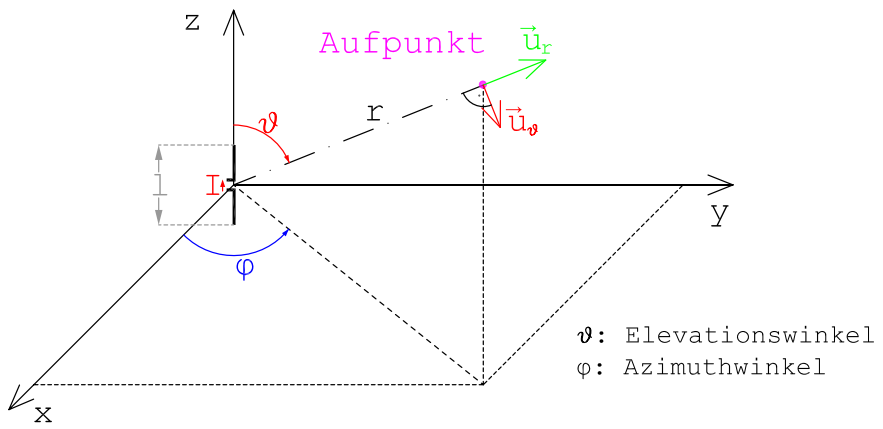


Bild 2.2: Dargestellung des Hertz'schen Dipols im Zentrum des Koordinatensystems und die zugehörigen Koordinaten zum Aufpunkt

Die Hauptstrahlrichtung (= x-Achse) ist definiert durch die Winkelwerte: $\varphi = 0°$; $\vartheta = 90°$.

Der für Empfänger gerne eingesetzte isotrope Kugelstrahler weist für alle φ- und ϑ-Werte die gleichen Detektionswerte auf, d.h. er ist richtungsunabhängig. Ein Dipol strahlt jedoch nur für alle φ-Werte mit gleicher Intensität. Über die ϑ-Winkelwerte ist die Abstrahlung stark unterschiedlich.

Es ergibt sich exakt für „Freiraumbedingungen“:

$$\begin{aligned}\vec{E}(r,\vartheta) &= \mathrm{j}Z_0 \tfrac{Il}{2\lambda_0 r} e^{-\mathrm{j}k_0 r} \quad \{\left[1 + \frac{1}{\mathrm{j}k_0 r} + \frac{1}{(\mathrm{j}k_0 r)^2}\right] \sin\vartheta \cdot \vec{u}_\vartheta \\ &+ \quad 2\left[\frac{1}{\mathrm{j}k_0 r} + \frac{1}{(\mathrm{j}k_0 r)^2}\right] \cos\vartheta \cdot \vec{u}_r\} \qquad (2.1)\\ \vec{H}(r,\vartheta) &= \mathrm{j}\tfrac{Il}{2\lambda_0 r} e^{-\mathrm{j}k_0 r} \quad \left[1 + \frac{1}{\mathrm{j}k_0 r}\right] \sin\vartheta \cdot \vec{u}_\varphi \qquad (2.2)\end{aligned}$$

Die elektromagnetische Welle breitet sich mit der Ausbreitungskonstante $\gamma_0 = \mathrm{j}\,\mathrm{k}_0$ aus. In der Antennentechnik wird bevorzugt die Wellenzahl $\mathrm{k}_0 = (2\pi)/\lambda_0$ verwendet.

[1] Man bezeichnet diese Antenne auch als Elementarstrahler oder -dipol.

Alle in den Gleichungen (2.1) und (2.2) enthaltenen Informationen werden über die zuvor dargestellten Punkte in der Software für den Sender und den Empfänger sowie den involvierten Antennen eingegeben. Mittels diesen Gleichungen werden die Felder der auf das Objekt einfallenden Wellen und für den direkten Pfad von Bild 2.1 berechnet!

2.1.2 Reflexion an Objekten

Gegeben ist das elektrische Feld auf einer rechteckigen Fläche. Dieses wurde beispielsweise durch die Gleichung (2.2) für die Oberfläche des Objektes berechnet.

In der Antennentechnik und Freiraumsimulation gibt es zwei Anwendungen für die folgenden Berechnungen.

Quellen: a) Feld einer Sendeantenne ⇒ Objektreflexion
b) Innere Quelle ⇒ Hornstrahler bzw. allg. Aperturantenne

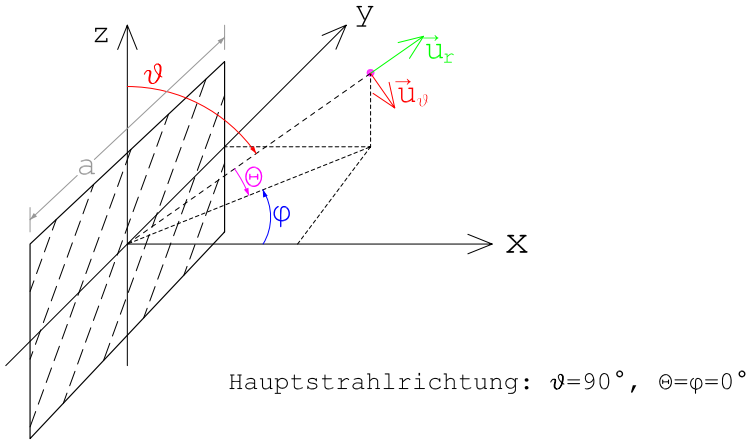


Bild 2.3: Darstellung einer Oberfläche mit bekannter Feldbelegung zur Berechnung der Reflexion an Objekten

Mit den so genannten Richtcharakteristiken W(sin φ), W(sin Θ) gilt für dieses Problem die exakte Lösung:

$$\vec{E}(r,\Theta=0,\varphi) = \frac{\mathrm{j}(1+\cos\varphi)}{2\lambda_0}\left[\vec{u}_\varphi W_y(\sin\varphi) - \vec{u}_\vartheta W_z(\sin\varphi)\right]\frac{e^{-\mathrm{j}k_0 r}}{r} \tag{2.3}$$

$$\vec{E}(r,\Theta,\varphi=0) = \frac{\mathrm{j}(1+\cos\Theta)}{2\lambda_0}\left[\vec{u}_\varphi W_y(\sin\Theta) - \vec{u}_\vartheta W_z(\sin\Theta)\right]\frac{e^{-\mathrm{j}k_0 r}}{r} \tag{2.4}$$

mit

$$W_y(\sin\varphi) = \frac{1}{\lambda_0}\int\int E_y(y,z)\cdot e^{\mathrm{j}k_0 y\sin\varphi}\cdot dy\cdot dz... \tag{2.5}$$

Der Übersicht halber wurde Gleichung (2.5) nicht vollständig abgedruckt[2].

[2]Die vollständige Lösung ist mit der Herleitung im frei verfügbaren Antennenskript [31] zu finden.

Für eine gleichmäßige Belegung E_0 von E_y über y und z gilt:

$$W(\sin\varphi) = \frac{a \cdot E_0}{\lambda_0} \cdot \frac{\sin(\sin(\varphi) \cdot k_0 \cdot a/2)}{\sin(\varphi) \cdot k_0 \cdot a/2} \quad , \tag{2.6}$$

$$W(\sin\varphi)|_{\sin\varphi \simeq \varphi} \approx \frac{a \cdot E_0}{\lambda_0} \cdot \mathrm{si}(\varphi \cdot k_0 \cdot (a/2)) \tag{2.7}$$

mit der 3 dB-Grenze $\hat{=}$ Halbwertsbreite

$$\Delta\varphi = 0.886 \cdot \tfrac{\lambda_0}{a} \quad \Rightarrow \quad \Delta\varphi \simeq 51° \cdot \tfrac{\lambda_0}{a} \quad .$$

Gleichung (2.7) beinhaltet die si-Funktion für die Richtcharakteristik. Diese ist im Bild 2.4 dargestellt.

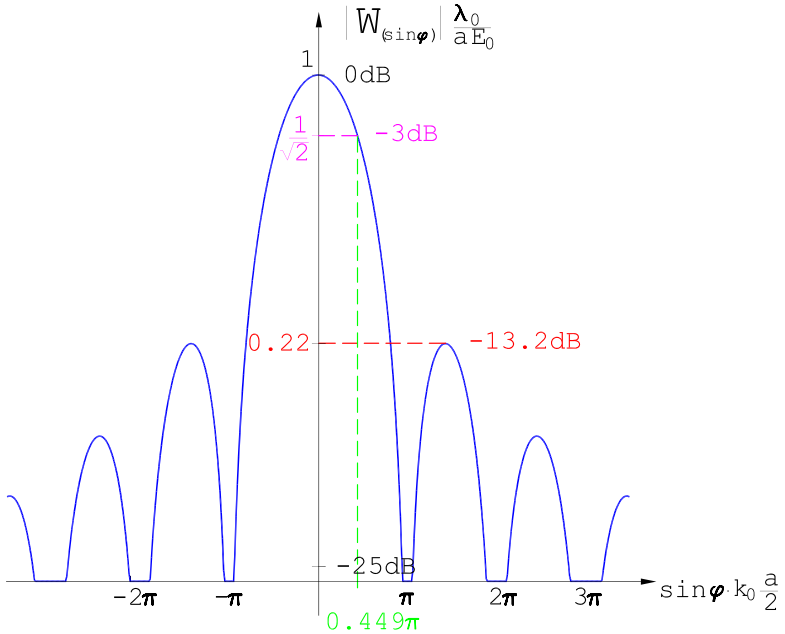


Bild 2.4: Richtcharakteristik einer gleichmäßig ausgeleuchten Oberfläche

Bei schrägem Einfall der elektromagnetischen Welle mit dem Winkel φ_0 nach Bild 2.5 gilt Gleichung (2.8).

$$W(\sin\varphi) = \frac{a \cdot E_0}{\lambda_0} \cdot \frac{\sin((\sin\varphi - \sin\varphi_0)k_0 \cdot (a/2))}{(\sin\varphi - \sin\varphi_0)k_0 \cdot (a/2)} \tag{2.8}$$

In der Gleichung (2.8) gibt es ein Maximum für $\varphi = \varphi_0$. Jedoch gilt für das E-Feld: $\vec{E}(r, \Theta, \varphi) \sim (1 + \cos\varphi)$. Dieser Faktor beeinflusst das Maximum der reflektierten Welle.

Erst für eine Oberfläche mit der Ausdehnung $a \to \infty$ gilt:

Einfallswinkel = Ausfallwinkel.

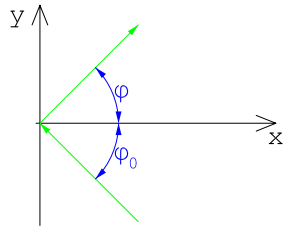


Bild 2.5: Darstellung der Winkel für den schrägen Einfall (oft $\varphi_0 \neq \varphi$)

2.1.3 Beugung und Durchdringung von Objekten

Beugung

Im Weiteren soll zunächst auf die Phänomene bei der Beugung einer elektromagnetischen Welle eingegangen werden.

Verbreitet sind die Lösungen für die Beugung an

a) Rechtwinklige Kanten und

b) „Messerschneiden“.

Phänomen zu a):

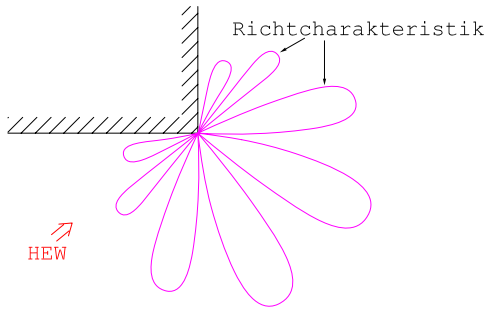


Bild 2.6: Beugung an rechtwinkliger Kante

Die homogene ebene Welle (HEW) im Bild 2.6 fällt auf der Kante ein. Es werden bei endlicher Leitfähigkeit beidseitig der Kante Ströme induziert. Diese erzeugen (ähnlich wie zuvor bei den Reflexionen an Oberflächen) neue Felder. Es entstehen konstruktive und destruktive Überlagerungen und somit ein komplexeres Beugungsverhalten, wie es auch im Bild 2.6 dargestellt ist.

Beugungseffekte sind i.d.R. deutlich kleiner als Reflexions- und Transmissionseffekte, aber oft nicht vernachlässigbar.

Durchdringung

Die Anteile, die nicht an einem Objekt (Wand) reflektiert werden, dringen ein, werden ggf. gedämpft, Teile werden vor dem Austritt nochmals reflektiert und der Rest tritt aus. Diese Restenergie durchdringt das Objekt. Dieses ist im Bild 2.7 illustriert.

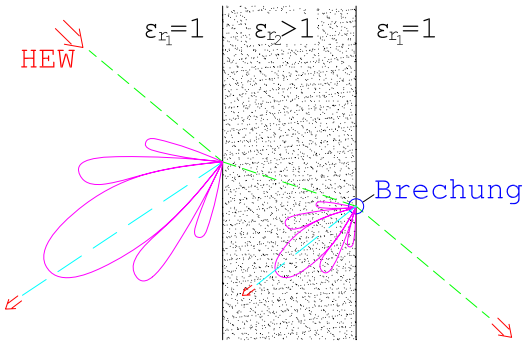


Bild 2.7: Durchdringung (grün gestrichelte Linie) der elektromagnetischen Energie durch eine Wand bei gleichzeitiger Reflexion von Signalanteilen

Bei Objekten mit kleinen dielektrischen Stoffkonstanten sind die Reflexionen sehr gering der der Durchdringungsanteil überwiegt.

Im Weiteren wird auf die Polarisation des elektrischen Felder zur Oberfläche eingegangen. Es werden zwei Fälle unterschieden und im Bild 2.8 visualisiert.

Fall 1: $\vec{E}_e \parallel$ Einfallsebene (Bildebene)

Fall 2: $\vec{E}_e \perp$ Einfallsebene (Bildebene)

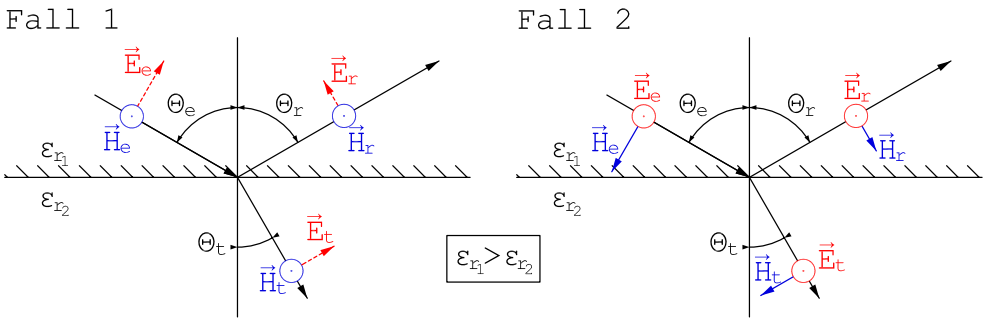


Bild 2.8: Darstellung der Durchdringung für unterschiedliche Polarisationen des E-Feldes

Man erkennt im Bild 2.8, dass im Fall 1 nur das E-Feld und im Fall 2 nur das H-Feld in der Richtung verändert werden.

<u>Für unendlich ausgedehnte Flächen gilt:</u>

Reflexionsgesetz: $\Theta_e = \Theta_r$

Brechungsgesetz: $\mathrm{k}_1 \cdot \sin\Theta_e = \mathrm{k}_2 \cdot \sin\Theta_t$

mit den Wellenzahlen $\mathrm{k}_i = \frac{2\pi}{\lambda_i} = \frac{2\pi}{\sqrt{\epsilon_{ri}} \cdot \lambda_0}$

Daraus folgt

$$\Rightarrow \sqrt{\epsilon_{r2}} \cdot \sin\Theta_e = \sqrt{\epsilon_{r1}} \cdot \sin\Theta_t \qquad . \tag{2.9}$$

Der Gleichung (2.9) kann man folgende Aussage entnehmen:
$\hookrightarrow$ große Winkelunterschiede bei Transmissionspfade

2.1.4 Verfahren und Produkte

Verfahren

Folgende Verfahren sind in kommerziellen wie auch wissenschaftlichen Softwarelösungen implementiert:

a) PO: Physical Optic,
b) GTD: Geometrical Theorie of Diffraction (Brechung),
c) UTD: Uniform geometrical Theorie of Diffraction.

Diese drei Verfahren weisen folgende Eigenschaften auf.

zu a) Nur Reflexions- und Brechungsgesetz
- Keine Beugung
- Falsche Reflexionswinkel
- Keine Nebenkeulen

zu b) - Falsche Reflexionswinkel
geht von unendlich ausgedehnten Flächen aus.

zu c) Kann alles das, was hier dargestellt wurde, durch

Produkte

Viele Einrichtungen zur Analyse von Ausbreitungen im Freiraum haben eine hauseigene Software.

Kommerzielle Software: Wireless Insite von Remcom
Radioplan

Freie Software: Cloud RF unter www.cloudrf.com

Die freie Software ClouRF basiert auf dem GTD-Verfahren, beinhaltet komplexe Geländeprofile der gesamten Welt. Gebäude sind jedoch nicht implementiert und können es auch nicht.

Tipp: Beim Arbeiten mit der Software ist es wichtig immer mehr Reflexionen als Beugungen zulassen, da die Energie hinter der ersten Beugung deutlich stärker abfällt als die Energie hinter der ersten Reflexion.

Beispiele

Sehr deutlich zeigt Bild 2.9 die Berechnungswege zwischen dem Sender, der grün markiert in der Mitte steht und den Empfängern auf.

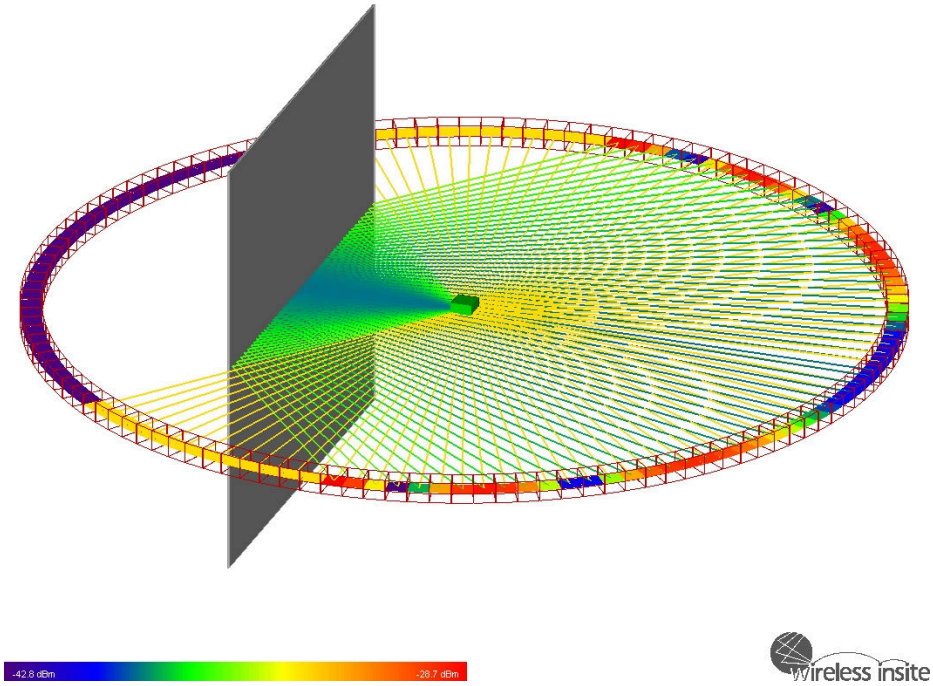


Bild 2.9: Ausbreitungsberechnung eines Dipoles vor einer metallischen Wand

Es gibt nur einen direkten Weg und ggf. noch einen zweiten Weg über die Reflexion an der Metallwand. Neben den Wegen wird auch die Energie an den Empfängern in einer farblichen Kodierung dargestellt. Man erkennt deutlich die konstruktive und die destruktiv überlagerten Winkelbereiche.

In den Bildern 2.10 und 2.11 ist der praktische Einsatz einer solchen Freiraumsimulationssoftware dargestellt. In diesem Fall wurde vor dem Bau von großem Wartungshallen deren Beeinflussung für Nachtlandesystem berechnet.

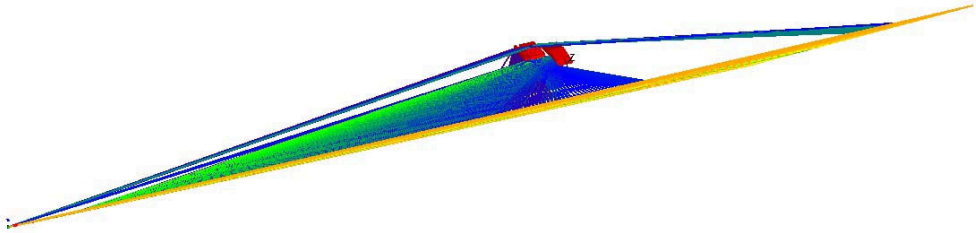


Bild 2.10: Berechnung des Einflusses der neuen A360-Wartungshallen auf das ILS-Landesystem: Gesamtansicht

Im linken Bildteil des Bildes 2.10 steht der Sender, der einerseits direkt den Anflugbereich ausstrahlt und andererseits die Wartungshallen ebenfalls anstrahlt. Die von den Wartungshallen (Bild 2.11) reflektierten Signale interferieren ggf. mit dem Hauptsignal,

das dann verfälscht ist.

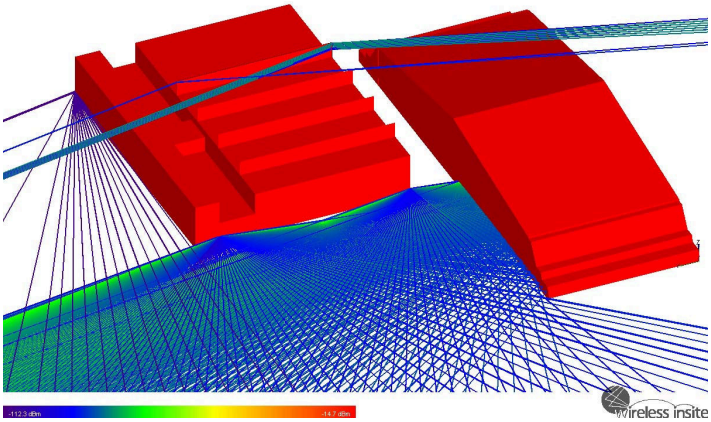


Bild 2.11: Berechnung des Einflusses der neuen A360-Wartungshallen auf das ILS-Landesystem: Hallenansicht

Im letzten Beispiel ist nur die empfangene Energie in einem Stadtteil dargestellt. Der Sender ist wiederum grün markiert. Er ist plaziert im Bereich mit der stärksten Empfangsleistung.

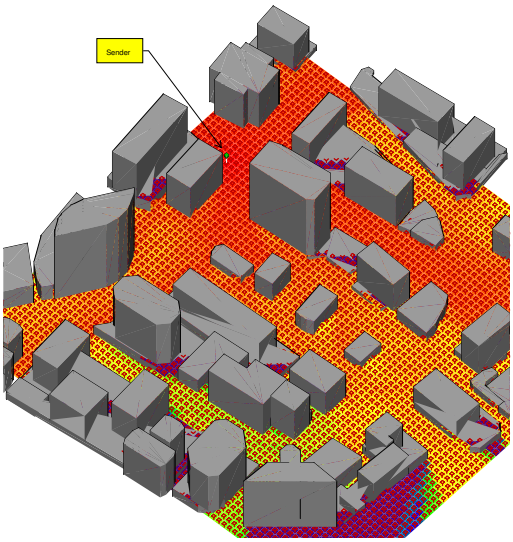


Bild 2.12: Berechnung der Empfangsenergie und der verschatteten Bereiche

2.2 Numerische Feldsimulation

Feldsimulationen basieren auf numerischen Lösungen der Maxwellschen Gleichungen im Frequenz- (FD: frequency domain) oder im Zeitbereich (TD: time domain).
Im Frequenzbereich für zeitharmonische Felder gilt:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot}\vec{H} &= \vec{J} + \mathrm{j}\omega\vec{D} \quad , && (2.10)\\ \operatorname{rot}\vec{E} &= -\mathrm{j}\omega\vec{B} \quad . && (2.11) \end{aligned}$$

$\vec{J}$: Stromdichte
$\vec{D}$: elektrische Verschiebungsdichte $\vec{D} = \epsilon \cdot \vec{E}$
$\vec{B}$: magnetische Induktion $\vec{B} = \mu \cdot \vec{H}$

Es gibt zwei Wege der Lösung der Maxwellschen Gleichungen:

1.: Die allgemeine Lösung der Maxwellschen Gleichungen <u>mit</u> innere Quellen,

2.: Die spezielle Lösung der Maxwellschen Gleichungen <u>ohne</u> innere Quellen.

2.2.1 Allgemeine Lösung der Maxwellschen Gleichungen

Die zunächst vorgestellte allgemeine Lösung der Maxwellschen Gleichungen enthält innere Quellen.

Zugehöriges Beispiel: Antennenproblem

Lösungsweg mit skalarem Potential Φ
und vektoriellem Potential $\vec{A}$

Eine innere Quelle wird als Stromdichte $\vec{J}$ im Aufpunkt $\vec{r}'$ eingeprägt.

Als erste Lösungsschritt wird das Vektorpotential berechnet:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu}{4\pi} \iiint \frac{\vec{J}(\vec{r}') \cdot e^{-\mathrm{j}k|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|}\, dV' \quad . \tag{2.12}$$

Das skalare Potential, das man ggf. benötigt, kann im zweiten Schritt über die sogenannte Lorentz-Eichung berechnet werden:

$$\Phi = \frac{\mathrm{j}}{\omega\mu\epsilon} \operatorname{div}\vec{A} \quad . \tag{2.13}$$

Im letzten Schritt erfolgt die Berechnung der elektromagnetische Felder über:

$$\begin{aligned} \vec{B} &= \operatorname{rot}\vec{A} \quad , && (2.14)\\ \vec{E} &= \frac{1}{\mathrm{j}\omega\epsilon\mu}\left(\operatorname{rot}\vec{B} - \mu\vec{J}\right) \quad . && (2.15) \end{aligned}$$

<u>Beispiel:</u> Ansatz Hertzscher Dipol

Bild 2.13 illustriert den Hertz'schen Dipol und einen Aufpunkt.

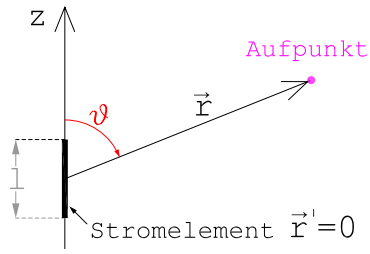


Bild 2.13: Grafische Darstellung zum Lösungsansatz Hertzscher Dipol

Die folgenden Gleichungen geben die Rechenschritte zur Berechnung des Vektorpotential wieder.

$$\vec{J} \cdot dV' = I \cdot \vec{e}_z \cdot ds' \tag{2.16}$$

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \vec{e}_z \int_0^l \frac{I \cdot e^{-\mathrm{j}kr}}{r} \cdot ds' \tag{2.17}$$

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} I \cdot l \cdot \frac{e^{-\mathrm{j}kr}}{r} \cdot \vec{e}_z \tag{2.18}$$

Im letzten Schritt kann die Berechnung der Gleichungen (2.14) und (2.15) der Felder des Hertz'schen aus den obrigen Ergebnissen erfolgen. Die zugehörigen Ergebnisse wurden bereits unter Gleichung (2.1) und (2.2) vorgestellt.

2.2.2 Lösungen der Maxwellschen Gleichungen für quellfreie Geometrien

Die meisten Feldsimulationsprobleme sind quellenfrei. Viele lassen sich unter den verschiedenen Leitungstypen und den verschiedenen passiven Schaltungen zuordnen.

Als Beispiele folgen zwei Berechnungsarten von Hohlleitern.

Beispiel 1: 2D-Hohlleiter

Hier müssen nur die Stoffkonstante und die Geometrien gegeben sein.

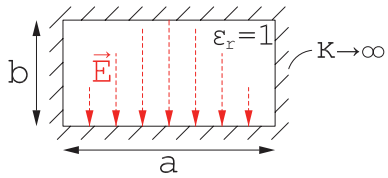


Bild 2.14: 2D-Hohlleiter (Praxis: hier muss κ unendlich sein)

Mittels dieses 2D-Problems können nur die möglichen Hohlleitermoden berechnet werden.

Beispiel 2: 3D-Hohlleiter

Geg.: Stoffkonstante, Geometrien und Randbedingungen an den Toren (2D-Lösung)

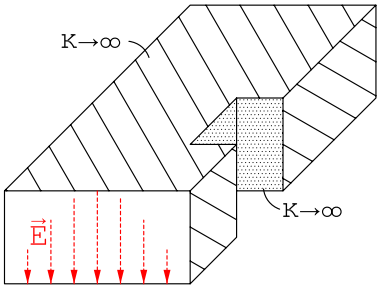


Bild 2.15: 3D-Hohlleiter (Praxis: hier kann κ auch endlich sein)

Die Lösung der Maxwellschen Gleichungen erfolgt über die homogenen Helmholtz-Gleichungen über den skalaren Operator

$$\Delta\vec{H} = \text{grad div}\vec{H} - \text{rot rot}\vec{H} \tag{2.19}$$

und den beiden Gleichung

$$\Delta\vec{H} + k^2\ \vec{H} = 0 \quad , \tag{2.20}$$

$$\Delta\vec{E} + k^2\ \vec{E} = 0 \quad . \tag{2.21}$$

Diese beiden Gleichungen (2.20) und (2.21) entsprechen elliptischen Differentialgleichungen und können für eine Aufteilung in TE- und TM-Wellen sogar mit Hilfe der skalaren Hilfsgrößen Ψ_E und Ψ_H vereinfacht werden.

$$\Delta\Psi_E + k^2\ \Psi_E = 0 \tag{2.22}$$

$$\Delta\Psi_H + k^2\ \Psi_H = 0 \tag{2.23}$$

Die jeweils fünf Feldkomponenten für die E- und die H-Wellen werden aus Ψ_E bzw. Ψ_H berechnet.

TM- bzw. E-Typ: $\mathrm{E}_x = \frac{1}{\mathrm{j}\omega\epsilon}\frac{\delta^2\Psi_E}{\delta x\delta z} \quad \cdots \quad H_z = 0$

TE- bzw. H-Typ: $\mathrm{H}_x = -\frac{\delta\Psi_H}{\delta y} \quad \cdots \quad E_z = 0$

Die kompletten Resultate sind zum Beispiel in [73] abgedruckt.

Als erstes numerisches Verfahren wird die Methode der Finiten Elemente vorgestellt.

2.2.3 Methode der Finiten Elemente (FE)

Die Methode der Finiten Elemente (FE) oder auch Finite-Elemente-Methode (FEM) ist ein numerisches Lösungsverfahren von partiellen Differentialgleichungen.

Vorbemerkung:

FE-Methode:	Hierbei handelt es sich um eine spezielle Technik zur direkten numerischen Lösung von „Variationsaufgaben“.
Variationsrechnung:	Extremwertbestimmung von Funktionalen, die auf einer Klasse von Funktionen definiert sind. Ggf. liefert sie eine Funktion, die einer Differentialgleichung genügen muss.

Eine Differentialgleichung (DGL) in implizierte Form wird wie folgt dargestellt:

$$F(y_{(x)}, y'_{(x)}, x) = F(y, y', x) \qquad . \tag{2.24}$$

Beim Variationsproblem wird das Funktional I mittels

$$I = \int_{x_1}^{x_2} F(y, y', x)\ dx \stackrel{!}{=} \text{Extremwert} \tag{2.25}$$

berechnet. Die zugehörige Lösung lautet:

$$\frac{\delta F}{\delta y} - \frac{d}{dx}\frac{\delta F}{\delta y'} = 0 \qquad . \tag{2.26}$$

Im Folgenden soll zunächst in einer Kurzübersicht das Prinzip der FE-Rechnung vorgestellt werden. Die einzelnen Schritte werden im Anschluss detailliert erläutert.

Prinzip des FE-Verfahrens (Übersicht)

1. Schritt: Zerlegung des Lösungsgebietes in Teilgebiete wie im Bild 2.16 dargestellt. Oft wird für 2D-Probleme eine Triangulierung mit Dreiecken und für 3D-Objekt eine Tetraederbildung gewählt.

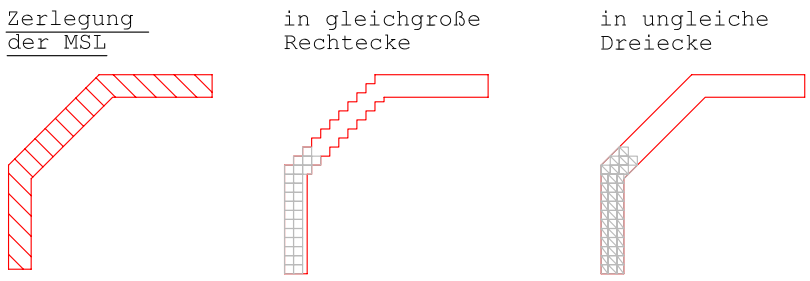


Bild 2.16: Zerlegung einer Mikrostreifenleitung (MSL)

2. Schritt: Festlegung von Knotenpunkten in den einzelnen Teilgebieten und Definition von Näherungslösungen U_i unter Verwendung der „Knotenpotentiale“.

3. Schritt: Bestimmung der Knotenpotentiale unter Ausnutzung der Extremalwerteigenschaften des Variationsintegrals.

4. Schritt: Post-processing: Interpolationsrechnung u.ä..

Prinzip des FE-Verfahrens (Details)

zu Schritt 1: Als Funktion für Knotenpotential $u(x, y)$ soll beispielsweise

$$u(x, y) = a + b\,x + c\,y \tag{2.27}$$

mit den drei Hilfsgrößen a, b und c gewählt werden. An den Konten werden mittels dieser Funktion die Knotenpotentiale U berechnet. Oft werden für die Knotenpunktpotentiale die Beträge der Vektorpotentiale $|\,\vec{A}\,|$ eingesetzt.

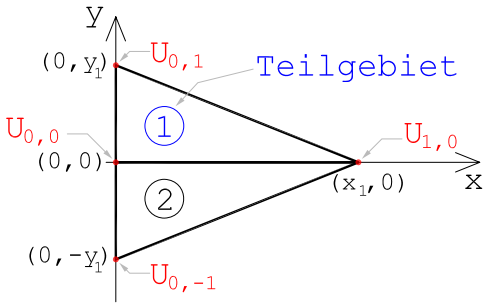


Bild 2.17: Darstellung der Knotenpotentiale U über 2 Teilgebiete

zu Schritt 2: Für das Teilgebiet 1 wird Gleichung (2.27) wie folgt formuliert:

$$u^{(1)}_{(x,y)} = a^{(1)} + b^{(1)}x + c^{(1)}y \qquad . \tag{2.28}$$

Im Weiteren werden die Hilfsgrößen a, b und c durch die verschiedenen Kontenpotentiale ersetzt.

$$U_{0,0} = a^{(1)} \quad \Rightarrow \quad a^{(1)} = U_{0,0} \tag{2.29}$$

$$U_{1,0} = U_{0,0} + b^{(1)}x_1 \quad \Rightarrow \quad b^{(1)} = \frac{1}{x_1}(U_{1,0} - U_{0,0}) \tag{2.30}$$

$$U_{0,1} = U_{0,0} + c^{(1)}y_1 \quad \Rightarrow \quad c^{(1)} = \frac{1}{y_1}(U_{0,1} - U_{0,0}) \tag{2.31}$$

Die berechneten Hilfsgrößen a, b und c werden nunmehr in die Gleichung (2.28) eingesetzt.

$$u^{(1)}_{(x,y)} = U_{0,0} + (U_{1,0} - U_{0,0})\frac{1}{x_1}x + (U_{0,1} - U_{0,0})\frac{1}{y_1}y \tag{2.32}$$

$$= U_{0,0}(1 - \frac{1}{x_1}x - \frac{1}{y_1}y) + U_{1,0}\frac{1}{x_1}x + U_{0,1}\frac{1}{y_1}y \tag{2.33}$$

Die Stetigkeitsbedingung zwischen den Teilgebieten 1 und 2 lautet: $U^{(1)}_{(x,0)} = U^{(2)}_{(x,0)}$.

Für Teilgebiet 2 wird basierend auf der Gleichung

$$u^{(2)}_{(x,y)} = a^{(2)} + b^{(2)}x + c^{(2)}y \tag{2.34}$$

wie bereits gezeigt verfahren, wobei aufgrund der Stetigkeit die beiden Potentiale $U_{0,0}$ und $U_{1,0}$ bereits gegeben sind.

zu Schritt 3: Präzise numerische Berechnung der Potentiale $U^{(m)}_{(x,y)}$, wobei die Potentiale $U^{(m)}$ an den Rändern bekannt ist.

2.2.4 Ablauf einer FE-Simulation

Der folgende tabellarische Überblick soll den Ablauf eine Finite Elemente-Simulation illustrieren:

1.:	Project öffnen	
2.:	3D-Zeichnung erstellen	
3.:	Materialien zuordnen	
4.:	Randbedingungen und Tore angeben	
5.:	Simulationsparameter eingeben	(Kontrolle Port Only)
6.:	Feldproblem lösen lassen	
7.:	Post Processing durchführen	
7.1.:	Mesh kontrollieren	(Opt.)
7.2.:	E-, H-, J-Felder darstellen	(Opt.)
7.3.:	De-embedden & Renormalisieren	(Opt.)
7.4.:	Streuparameter ausgeben	

Dieser Ablauf soll am Beispiel der Berechnung eines Hohlleiters verdeutlicht werden. Als FE-Simulator wurde von Ansys das Programm *High Frequency Structure Simulator*, kurz HFSS zur Illustration eingesetzt.

Beispiel: Es ist ein Rechteckhohlleiter bei 5 GHz zu berechnen, wobei die H_{10} sich bereits bei der Frequenz $f_{cH_{10}} = 4$ GHz ausbreitet. Die gesamte Länge des Hohlleiters soll 2 Wellenlängen und somit $\beta l = 4\,\pi$ entsprechen. Diese Standardhohlleiter ist im Bild 2.18 illustriert.

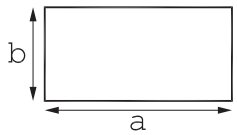


Bild 2.18: Beispiel: Rechteckhohlleiter mit $a = 2 \cdot b$

Für die Auslegung des Hohlleiters gelten folgende Zusammenhänge:

$$\frac{b}{a} = \frac{1}{2} \quad \Rightarrow \quad \lambda_{cH_{10}} = \frac{a^2}{\sqrt{(1/4)\,a^2}} = 2a \tag{2.35}$$

$$\lambda_{cH_{10}} = \frac{c_0}{f_{cH_{10}}} \quad \Rightarrow \quad a = 3.75\,\text{cm} \tag{2.36}$$

$$\gamma_{mn} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \sqrt{(\frac{\lambda_0}{\lambda_{c_{10}}})^2 - 1} \quad \text{mit} \quad \lambda_0 = \frac{c_0}{f_{5\,GHz}} = 6\,\text{cm} \tag{2.37}$$

$$\Rightarrow \beta_{10}|_{5\,GHz} = 62.6\,\text{m}^{-1} \tag{2.38}$$

$$\beta_{10}\, l_x = 4\pi \quad \Rightarrow \quad l_x = 20.0\,\text{cm} \tag{2.39}$$

$$\text{Kontrolle:} \qquad \lambda_h = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1-(\lambda_0/(2a))^2}} = 10.0\,\text{cm} \tag{2.40}$$

zu 2.: Performance der 3D-Zeichenoberfläche ist ein wichtiges Qualitätsmerkmal für den 3D-Simulator.

Beim Hohlleiter genügt es nur den luftgefüllten Bereich zu zeichnen, sofern die äußere Metallisierung als perfekt leitend angenommen wird. Ist dies nicht Fall, so zeichnet man den Hohlleiter, wie im Bild 2.19 dargestellt.

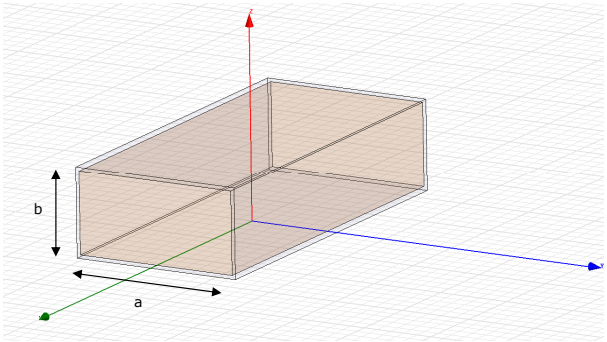


Bild 2.19: Beispiel: HFSS-Zeichnung eines Rechteckhohlleiter mit $a = 2 \cdot b$

Merke: Das gesamte Volume um das gezeichnete 3D-Objekt ist ein perfekt leitender Metallbereich!

zu 3.: Qualitätsmerkmale eines Simulators sind viele Stoffkonstanten (Standard: κ, μ, ϵ) mit Verlusten und wenn möglich richtungs- und frequenzabhängig.

Luft mit ϵ_r=1 ist die Standardeinstellung.

Zur übersichtlichen Darstellung ist es hier wichtig, dass man den Material passende zugehörige Farben zuordnet. So sollte man die Luft hellblau und transparent darstellen. Für Metall bietet sich die Farbe rot an.

zu 4.: Die Qualitätsmerkmale zu den Randbedingungen und den Toren sind: Möglichst viele verschiedenen Randbedingungen (Standard: Perfect-E, -H; Radiation (Abstrahlung), Impedance (sollte möglich komplex sein))[3].

[3]Für die 2D-Lösung der Tore (Waveguide Ports) müssen die R.B. immer perfekt sein. Hier kann es insbesondere Probleme beim De-embedding geben, da die Verluste nicht berücksichtigt werden.

zu 4a: Waveguide Ports

Zu den ganz wichtigen Randbedingungen gehören die Tore für Modenanregung (Waveguide Ports): Diese Tore benötigen zusätzlich Definitionen der folgenden Linien:

a) Impedance Line

⇒ Gibt Punkte für Z_L-Definition an.

⇒ Gibt Integrationsweg für $U = \int_1^2 \vec{E}\, ds$ an.

b) Calibration Line

⇒ Gibt Richtung des E-Feldes an:

Das Beispiel im Bild 2.20 zeigt den Hohlleiter mit der blauen Calibration-Line.

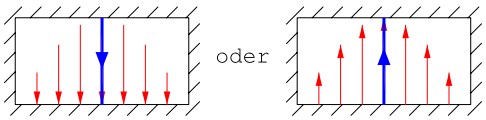


Bild 2.20: Beispiel: Calibration Line im Rechteckhohlleiter

c) Polarisation Line

Die Polarisation Line wird seltener eingesetzt.

Ein Beispiel mit grüner Polarisationslinie ist im Bild 2.21 gegeben.

Bild 2.21: Beispiel: Polarisation im quadratischen Hohlleiter

Die (gleichzeitige) Verwendung von Calibration-Lines, Polarisation und perfekten Wänden ist sehr „User-Error“ trächtig! Als Resultat gibt es bei Falscheinstellungen keine Übertragung. Oft wird nur die Impedance Line eingesetzt.

Neben der Impedance Line gibt man für die so genannten Waveguide Ports noch die Fläche des Ports (siehe grüne Fläche im Bild 2.22) und Definition der Torimpedanzen an. Folgende drei Definitionen gibt es:

a. Z_{PI}: Berechnung aus Leistung und Strom

$$Z_{PI} = \frac{P}{I \cdot I^*} \qquad \text{mit} \qquad P = \oiint_A E \times H^*\, dA \qquad \text{und} \qquad I = \oint_S H\, ds \tag{2.41}$$

Z_{PI}: Standarddefinition von Z_L

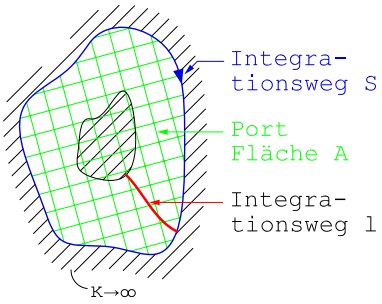


Bild 2.22: Zweileitersystem zur Einführung der Torimpedanzen

b. Z_{PV}: Berechnung aus Leistung und Spannung

In der deutschen Nomenklatur würde man es als Z_{PU} bezeichnen. Die Berechnung erfolgt über

$$Z_{PV} = \frac{V \cdot V^*}{P} \tag{2.42}$$

mit

$$V = \oint_{\ell} E \cdot d\ell \tag{2.43}$$

über den Integrationsweg ℓ.

Nur für TEM-Welle ergibt sich das gleiche Resultat für Z_{PI} und Z_{PV}, Bild 2.23.

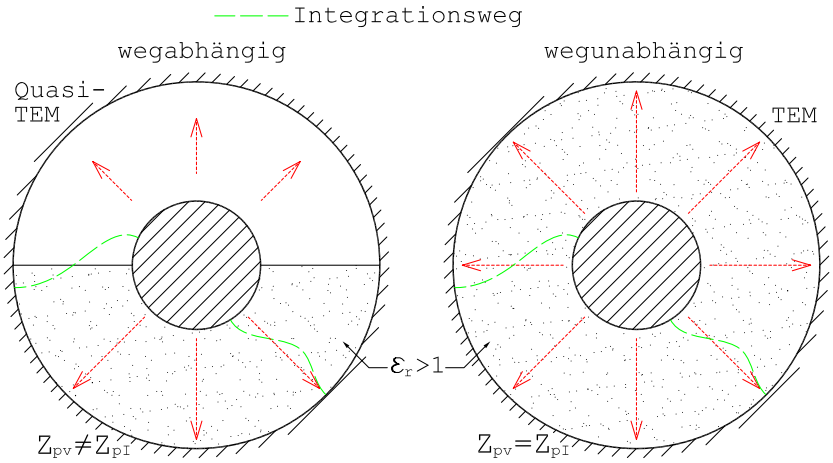


Bild 2.23: Wegabhängiger und -unabhängiger Integrationsweg

Der üblicher Integrationsweg einer Mikrostreifenleitung ist im Bild 2.24 dargestellt.

c. Z_{VI}: Berechnung aus Z_{PI} und Z_{PV}:

Hier handelt es sich um den Mittelwert der zuvor berechneten Wellenwiderstände.

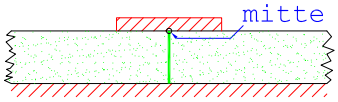


Bild 2.24: Integrationsweg für eine Mikrostreifenleitung

$$Z_{VI} = \sqrt{Z_{PI} \cdot Z_{PV}}$$

d. Kontrolle

Für TEM-Wellen muss gelten: $Z_{PV} \stackrel{!}{=} Z_{PI}$.

zu 4b: Lumped Ports

Bei den Lumped Ports handelt es sich um ganz einfache Tore, die nur durch den Torimpedanzwert zwischen zwei ausgewählte Knotenpunkte definiert werden.

Vorteile:

1. Diese Tore sind einfach zu definieren. Implementierungsfehler treten nahezu nicht auf.
2. Diese Lumped Ports können auch im Innern einer 3D-Struktur eingesetzt werden.

Nachteil:

1. Diese Tore entsprechen i.d.R. nicht der Physik. Die Anregung sieht in der Realität anders aus. Hier muss man abschätzen, ob diese Tore dem wirklichen Sachverhalt entspricht.

In der Praxis lassen sich Anpasswerte bis ca. $S_{11}^{dB} \geq -20\,\text{dB}$ damit optimieren.

zu 5 & 6.: Ablauf der HFSS-Rechnung:

1.: Felder für Waveguide-Ports berechnen (hierbei handelt es sich um 2D-Simulationen)
2.: 1. Mesh für die 3D-Struktur berechnen
Die sogenannte Adaptive Frequenz ist die Grundlage für den Knotenabstand
3.: FE-Lösung für Adaptive Frequenz berechnen
$\Rightarrow$ Streuparameter der 1. Lösung
4.: 2. Mesh mit (z.B.) 20 % mehr Knotenpunkten berechnen
(0 % in „kalten“ Bereichen bis 40 % in „heißen“ Bereichen berechnen.
5.: wie 3. $\Rightarrow$ 2. Lösung
6.: Berechnung des ΔS-Fehlers
z.B. Eintor $\Delta S = S_{11}^1 - S_{11}^2$
7.: 4.-6. so oft wiederholen bis ΔS-Kriterium erfüllt wird.
8.: Für das verfeinertes Mesh die S-Parameter bei
allen Frequenzpunkten als Sweep errechnen.

2.2.5 Methode der Finiten Differenzen (FD)

Mittels der Methode der Finiten Differenzen (FD) (oder auch Finite-Differenzen-Methode genannt) lassen sich gewöhnlich und partielle Differentialgleichungen lösen.

Vorbemerkung:

- Einfachste numerische Methode und voll 3D-fähig.
- Nur Differentialgleichungen können numerisch gelöst werden.
- Differentialquotienten werden durch Differenzenquotienten approximiert.

2.2.5.1 Eulersche Methode

Die Eulersche Methode arbeitet mit einem der folgenden drei Differenzenquotienten.

$$rechtsseitig: \quad \left.\frac{df}{dx}\right|_{x_0} = \lim_{h\to 0} \frac{f(x_0+h)-f(x_0)}{h} \tag{2.44}$$

$$linksseitig: \quad \left.\frac{df}{dx}\right|_{x_0} = \lim_{h\to 0} \frac{f(x_0)-f(x_0-h)}{h} \tag{2.45}$$

$$zentraler: \quad \left.\frac{df}{dx}\right|_{x_0} = \lim_{h\to 0} \frac{f(x_0+h)-f(x_0-h)}{2h} \tag{2.46}$$

Die Gleichung (2.46) ist i.d.R. die beste Wahl (Fehler geht mit $h^2 \to 0$).

Die zweifache Ableitung wird aus der Differenz der Gleichungen (2.44) und (2.45) geteilt durch h gebildet und lautet:

$$\left.\frac{d^2 f}{dx^2}\right|_{x_0} = \lim_{h\to 0} \frac{f(x_0-h)-2f(x_0)+f(x_0+h)}{h^2} \quad . \tag{2.47}$$

Weiteren numerische Verfahren lauten:

- Taylorsche Reihenmethode (Herleitung aus Gleichung (2.47))
- Methode von Picard
- Methode von Runge-Kutta

Im Folgenden wird anhand eines Beispiels, das allgemein startet und immer weiter spezialisiert wird, eine komplette mathematische Herleitung vorgestellt und am Ende mit einer analytischen Lösung verglichen.

2.2.5.2 Beispiel für allgemeine Potentialfunktion $u_{(x,y)}$

Beispiel 1

Geg.: $u_{xx} + u_{yy} = f$ in G, $u|_{\partial G} = \varphi \hat{=}$ RB

Es gilt somit in anderer Schreibweise:

$$\frac{d^2u}{dx^2} + \frac{d^2u}{dy^2} = f_{(x,y)} \qquad . \tag{2.48}$$

Gegeben ist eine Potentialfunktion, die für das Gebiet G gilt. Dieses Gebiet weist einen Rand auf, dessen Potentiale (grüne Punkte im Bild 2.25) bekannt sind.

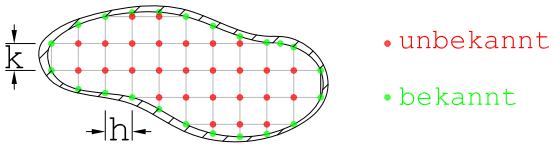


Bild 2.25: Beispiel einer Potentialfunktion

Die Potentiale sollen in x-Richtung mit dem Abstand h und in y-Richtung mit dem Abstand k angeordnet sein.

1. Schritt:

Man legt ein „Netz“ über das Gebiet G und erhält die Gitterpunkte (Meshing) (x_i, y_j).

u_{ij} soll als verkürzte Schreibweise für $u_{(x_i,y_j)}$ eingeführt werden.

An den Rändern gilt: $u_{ij} = u_{(x_i,y_j)} = \varphi_{(x_i,y_j)}$.

Es gilt somit für die Gleichung (2.46):

$$u_{xx(x_i,y_j)} \approx \frac{1}{h^2}\left(u_{i-1,j} - 2\,u_{ij} + u_{i+1,j}\right) \tag{2.49}$$

$$u_{yy(x_i,y_j)} \approx \frac{1}{k^2}\left(u_{i,j-1} - 2\,u_{ij} + u_{i,j+1}\right) \tag{2.50}$$

im Inneren von G mit

h: Schrittweite in x-Richtung und k: Schrittweite in y-Richtung sowie

i: Laufindex in x-Richtung und j: Laufindex in y-Richtung .

Beispiel 1.1

Geg.: Quadratische Struktur

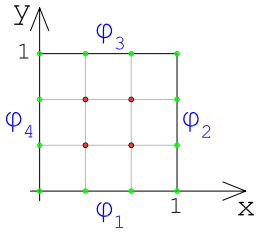


Bild 2.26: Beispiel eines Quadrates

Die Schrittweite wird in beiden Richtungen gleich gewählt: $h = k = \frac{1}{n}$.

Somit berechnen sich die Schritte gemäß: $x_i = i \cdot h; \quad y_j = j \cdot h$.

Der Bereich lässt sich wie folgt definieren: $0 \leq i, j \leq n$.

Somit ist n die Anzahl der Gitter in jeder Richtung.

Die Anzahl der gesamten Gitterpunkte berechnet sich aus: $(1+n)^2$.

Die bekannten Randbedingungen (RB) lauten:

$$u_{(x_i,0)} = u_{i0} = \varphi_{1(x_i)} \quad \text{und} \quad u_{(x_i,1)} = u_{in} = \varphi_{3(x_i)} \tag{2.51}$$

$$u_{(0,y_j)} = u_{0j} = \varphi_{4(y_j)} \quad \text{und} \quad u_{(1,y_j)} = u_{nj} = \varphi_{2(y_j)} \tag{2.52}$$

Weiterhin gilt: $f_{ij} = f_{(x_i,y_j)}$.

$\Rightarrow$ Im Inneren ($1 \leq i,\ j \leq n\text{-}1$) soll gelten:

$$(u_{i-1,j} - 2\,u_{ij} + u_{i+1,j}) + (u_{i,j-1} - 2\,u_{ij} + u_{i,j+1}) = h^2 \cdot f_{ij} \quad .$$

$\Rightarrow$ $(n\text{-}1)^2$ Gleichungen für u_{11} ... $u_{n-1,n-1}$ Unbekannte $\Rightarrow$ passt!

Die Gleichung für i=1, j=1 lautet:

$$u_{01} - 2\,u_{11} + u_{21} + u_{10} - 2\,u_{11} + u_{12} = h^2 \cdot f_{11} \quad .$$

Diese lässt sich umsortieren:

Unbekannte Seite		Bekannte Seite
$-4\,u_{11} + u_{21} + u_{12}$	=	$h^2\ f_{11} - u_{01} - u_{10}$
	oder	
$4\,u_{11} - u_{21} - u_{12}$	=	$u_{01} + u_{10} - h^2\ f_{11}$

Hierbei handelt es sich um die erste Zeile der folgenden Matrixgleichung.

In Matrizenschreibweise erhält man insgesamt für z.B. n=5 ⇒ 16 Unbekannte $\hat{=}\ \vec{U}$:

$$\underbrace{\left(\begin{array}{cccc|cccc|c}
4 & -1 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & \\
-1 & 4 & -1 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & \\
0 & -1 & 4 & -1 & 0 & 0 & -1 & 0 & \\
0 & 0 & -1 & 4 & 0 & 0 & 0 & -1 & \\
\hline
-1 & 0 & 0 & 0 & 4 & -1 & 0 & 0 & \ddots \\
 & \ddots & & & -1 & 4 & -1 & 0 & \\
 & & \ddots & & 0 & -1 & 4 & -1 & \\
 & & & & 0 & 0 & -1 & 4 & \\
\hline
 & & & & \ddots & & & & \ddots
\end{array}\right)}_{=[A]}
\underbrace{\left(\begin{array}{c}
u_{11} \\ u_{12} \\ u_{13} \\ u_{14} \\ \hline u_{21} \\ u_{22} \\ u_{23} \\ u_{24} \\ \hline u_{31} \\ \vdots
\end{array}\right)}_{=\vec{U}}
=
\underbrace{\left(\begin{array}{c}
u_{01}+u_{10} \\ u_{02} \\ u_{03} \\ u_{04}+u_{15} \\ \hline -u_{20} \\ 0 \\ 0 \\ u_{25} \\ \hline \vdots
\end{array}\right)}_{=\vec{RB}}
-h^2
\underbrace{\left(\begin{array}{c}
f_{11} \\ f_{12} \\ f_{13} \\ f_{14} \\ \hline f_{21} \\ f_{22} \\ f_{23} \\ f_{24} \\ \hline f_{31} \\ \vdots
\end{array}\right)}_{=\vec{f}}$$

$$[A] \cdot \vec{U} = \underbrace{\vec{RB} - \vec{f}}_{=\vec{C}} \tag{2.53}$$

$$\Rightarrow \vec{U} = [A]^{-1}\,\vec{C} \tag{2.54}$$

<u>Beispiel 1.1.1</u>

Es soll weiter folgenden Eigenschaften gelten.

<u>Geg.:</u> $\mathrm{f}_{x_i,y_j} = 0$; $\varphi_{1(x)} = x^2$ $\varphi_{2(y)} = 1 - y^2$ $\varphi_{3(x)} = x^2 - 1$ $\varphi_{4(y)} = -y^2$

Für die erste Randbedingung und für $n = 4$ gilt die folgende Rechnung:

$$\mathrm{u}_{01} + \mathrm{u}_{10} = \varphi_{1(x_1)} + \varphi_{4(y_1)} = 0.25^2 - 0.25^2 = 0 \quad . \tag{2.55}$$

Die exakte Lösung dieser Gleichung lautet: $\mathrm{u}_{x,y} = x^2 - y^2$

Für n=4 liefert die numerische Lösung:

$$\left(\begin{array}{ccc|ccc|ccc}
4 & -1 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
-1 & 4 & -1 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & -1 & 4 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 \\
\hline
-1 & 0 & 0 & 4 & -1 & 0 & -1 & 0 & 0 \\
0 & -1 & 0 & -1 & 4 & -1 & 0 & -1 & 0 \\
0 & 0 & -1 & 0 & -1 & 4 & 0 & 0 & -1 \\
\hline
0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 4 & -1 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & -1 & 4 & -1 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & -1 & 4
\end{array}\right)
\left(\begin{array}{c}
u_{11} \\ u_{12} \\ u_{13} \\ \hline u_{21} \\ u_{22} \\ u_{23} \\ \hline u_{31} \\ u_{32} \\ u_{33}
\end{array}\right)
=
\left(\begin{array}{c}
0 \\ -0.25 \\ -1.56 \\ \hline 0.25 \\ 0 \\ -0.75 \\ \hline 1.56 \\ 0.75 \\ 0
\end{array}\right)$$

Der maximaler Fehler zwischen u_{ij} und u_{x_i,y_j} beträgt nur $4.6 \cdot 10^{-10}$!

2.2.6 Momentenmethode (MM)

Die Momentenmethode (MM) ist eine numerische Methode, die nur in der Hochfrequenztechnik Anwendung findet.

Grundidee:

Im Bild 2.27 ist die Draufsicht zweier Mikrostreifenleitungen dargestellt, in denen die beiden eingezeichneten Teilströme fließen.

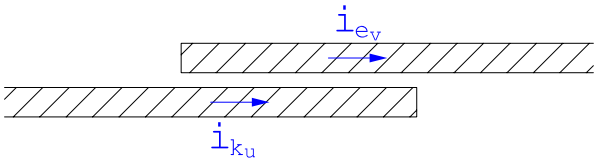


Bild 2.27: Momentum Teilstrom in Mikrostreifenleitungen

Ein Teilstrom i_{ku} induziert bei einem Aufpunkt ev einen Teilstrom i_{ev}. Diese Aufgabenstellung lässt sich mit den sog. „Greenschen Funktionen“ sehr präzise lösen.

Die Rechenzeiten sind vergleichsweise kurz, die Simulatoren einfacher und auch preiswerter.

Die Einschränkungen in der Praxis sind:

- Nur 2.5D-fähig (nur Schichtmodelle),
- Nur perfekt-E-Randbedingungen,
- Keine E- und H-Felder darstellbar,
- Nur Gap-Sources (ähnlich Lumped-Ports).

Produkte: - Sonnet
- Momentum (in ADS)

Mehr Informationen zur Momemtenmethode findet man in [81].

Kapitel 3

Grundlagen der nichtlinearen HF-Technik

In der Hochfrequenzelektronik kann man die einfache Aussage treffen, dass jede Schaltung nichtlinear ist.

Klasse I: Viele Komponenten wie Kleinsignalverstärker und Schalter sind jedoch nur schwach nichtlinear. D.h. man entwickelt diese quasilinearen Halbleiterkomponenten zunächst als lineare Schaltungen und untersucht im Anschluss deren kleinen nichtlinearen Effekte in einem zweiten Schritt. Dieses wurde beispielsweise in [29] für ein Kleinsignalverstärker gezeigt. Bei diesen Komponenten ist das nichtlineare Verhalten ein parasitärer Effekt. Aber auch rein passive Baulemente wie Spulen mit Ferritkern können nichtlineare Effekte aufweisen. Es betrifft auch alle passiven Bauelemente, die aufgrund der Erwärmung Effekte zeigen. Derartige Bauelemente und Komponenten werden als *quasilinear* bezeichnet.

Klasse II: Andere Komponenten wie Mischer und Frequenzvervielfacher lassen sich nur aufgrund starker nichtlinearer Effekte umsetzen. Obwohl man bei diesen Komponenten das starke nichtlineare Verhalten eines Bauelementes ausnutzt, ist das Übertragungsverhalten auch quasilinear. Zwar lassen sich diese linearen frequenzumsetzenden Komponenten nicht mehr mittels eines linearen Schaltungssimulators näherungsweise basierend auf dem physikalischen Gegebenheiten berechnen, aber diese sind als vereinfachte Modelle in Simulationen integrierbar. Diese Komponenten werden als *schwach nichtlinear* bezeichnet.

Klasse III: Komponenten die unter Großsignalbedingungen ausgesteuert werden, bilden die dritte Klasse der *stark nichtlinearen* Schaltungen. Beispiele dieser Großsignalkomponenten sind Leistungsverstärker, Oszillatoren und digitale Logikgatter. Schwach und stark nichtlineare Komponenten kann man nur noch mit speziellen nichtlinearen Simulationsverfahren wie dem Volterra-Serien-Verfahren oder Harmonic Balance untersuchen. Quasilineare Komponenten werden mit den gleichen Verfahren wie schwach nichtlineare Komponenten analysiert.

Die Aussage, dass alle HF-Komponenten nichtlinear sind, lässt sich verstehen, wenn man

die einzelnen Bauelemente betrachtet. Allgemein bekannt ist, dass alle Halbleiterbauelemente ein nichtlineares Verhalten aufweisen. Jedoch können auch Spulen, Kondensatoren und Widerstände in extremen Operationspunkten Nichtlinearitäten aufweisen. Beispielsweise ändert ein Widerstand bei erhöhtem Stromfluss sein Wert. Selbst HF-Stecker sind dafür bekannt, dass nichtlineare Effekte bei größeren Leistungen auftreten. I.d.R. erfüllt ein beliebiger N-Steckverbinder (mit 7 mm Außendurchmesser) die Intermodulationsanforderungen einer 50 W Basisstation für GSM nicht.

Eine Schaltung untersucht man bezüglich des linearen Übertragungsverhaltens, in dem man zwei Eingangssignale ($x_1(t)$ und $x_2(t)$) anlegt, die wiederum zwei Ausgangssignale ($y_1(t)$ und $y_2(t)$) erzeugen.

$$x_1(t) \;\rightarrow\; y_1(t) \quad , \qquad\qquad x_2(t) \;\rightarrow\; y_2(t) \tag{3.1}$$

Gilt nun, dass sich bei einer Addition der beiden Eingangssignale die Summe der Ausgangssignale ergibt,

$$x_1(t) + x_2(t) \quad \rightarrow \quad y_1(t) + y_2(t) \quad , \tag{3.2}$$

und die Multiplikation des Eingangssignals mit einer Konstanten A ein um den Faktor A vergrößertes Ausgangssignal ergibt,

$$A\,x(t) \quad \rightarrow \quad A\,y(t) \quad , \tag{3.3}$$

dann ist eine Schaltung *linear*!

Obwohl es für nichtlineare Effekte keine Norm gibt, hat sich doch basierend auf dem Standardwerk [46] eine Beschreibung der nichtlinearen Schaltungseffekte fundierend auf drei nichtlinearen Übertragungsfunktionen eingebürgert:

- Strom-Spannung (I/U),
- Ladung-Spannung (Q/U),
- Fluss-Strom (Φ/I).

Für schwach nichtlineare Komponenten lassen sich abgebrochene Polynomdarstellungen mit ausreichender Genauigkeit verwenden.

In diesem Kapitel werden zunächst Beschreibungsformen für Bauelemente vorgestellt, die Frequenzerzeugung von nichtlinearen Bauelementen mathematisch eingeführt und basierend auf diesen Ergebnissen die nichtlinearen Phänomene erläutert. Im Anschluss gibt es eine detaillierte Beschreibung der nichtlinearen Bauelemente und abschließend wird auf Simulationsverfahren für nichtlineare Schaltungen eingegangen.

In [80] ist nachzulesen, dass man sich auch im Elektronikbereich verstärkt der nichtlinearen Beschreibung von Bauelementen zuwendet. Die hier vorgestellten Grundlagen für die Beschreibung von Hochfrequenzschaltungen und HF-Simulationstechniken zielen auf Verfahren, die in modernen Schaltungssimulatoren verfügbar und somit direkt anwendbar sind.

3.1 Beschreibungsformen für Bauelemente

Sehr wichtige nichtlineare Bauelemente sind die Dioden. Im Detektor- oder Mischbetrieb werden Dioden als schwach nichtlineare Elemente und im Gleichrichtbetrieb als stark nichtlineare Elemente betrachtet. Da die Betriebsarten als Detektor, Mischer oder steuerbare Kapazität für die praktische Hochfrequenztechnik von großem Interesse ist, sollen die Dioden als schwach nichtlineare Bauelemente betrachtet werden. Diese Dioden weisen nur zwei Klemmen bzw. zwei Pole auf. Bild 3.1 zeigt das verallgemeinerte Schaltsymbol einer Zwei-Klemmen-Nichtlinearität, die im Weiteren kurz als *Klemmenelement* bezeichnet werden soll.

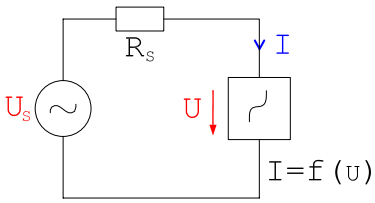


Bild 3.1: Zwei-Klemmen-Nichtlinearität (kurz Klemmenelement) in einer einfachen Schaltung

Als Klemmenelemente lassen sich neben den in der Praxis wichtigen Dioden auch noch Widerstände, Spulen und Kondensatoren beschreiben. Diese nichtlinearen RLC-Bauelemente verwendet man bevorzugt für parasitäre Effekte bei der sehr komplexen nichtlinearen Modellierung von Transistoren.

Als einfaches Beispiel für ein Klemmenelement soll die Schottky-Dioden dienen. Die nichtlineare Kennlinie zwischen Strom I und Spannung U einer Schottky-Diode wird durch

$$I = I_{ss} \left(e^{\left[\frac{q}{n\,k\,T}\,U\right]} - 1 \right) \tag{3.4}$$

beschrieben. Es ist neben der Elementarladung q, der Sättigungssperrstrom I_{ss} und der empirisch zu ermittelnde Idealitätsfaktor $n = 1.05...1.15$ enthalten. In der Praxis verwendet man die Temperaturspannung

$$U_T = \frac{n\,k\,T}{q} = 25.9\,\mathrm{mV} \tag{3.5}$$

für die Werte $n = 1$ und $T = 300\,\mathrm{K}$ ein.

So genannte Transfer-Nichtlinearitäten oder kurz *Transferelemente* lassen sich analytisch etwas einfacher als Klemmenelemente behandeln. Das wichtigste Transferelement ist der Transistor. Bild 3.2 zeigt ein von der Wechselspannungsquelle mit dem Effektivwert U_S angesteuertes Transferelement.

Durch die nichtlinearen Eigenschaften der Bauelemente werden unter anderen neue Frequenzen generiert. Bei Klemmenelementen wird die gesamte Schaltung durch diese nichtlinearen Effekte beeinflusst. Hingegen erkennt man deutlich, dass bei Transferelementen nur der anschließende Schaltungsteil beeinflusst wird. Dieses rückwirkungsfreie Übertragungsverhalten ist der Grund, weshalb sich Transferelemente deutlich einfacher beschreiben lassen als Klemmenelemente.

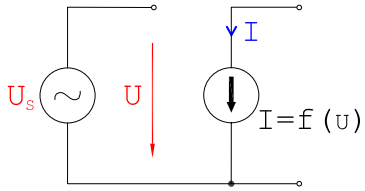


Bild 3.2: Transfer-Nichtlinearität (kurz Transferelement) mit Ansteuerung durch eine Spannungsquelle

Jedoch ist dieses einfache Transferelement keine in der Praxis ausreichende Beschreibungsform für einen Transistor. Der Ausgangsstrom ist beispielsweise nicht nur abhängig von der Eingangsspannung sondern auch von der Ausgangsspannung, wie es im Bild 3.3 gezeigt wird. Hinzu kommen noch weitere Abhängigkeiten und eine große Anzahl parasitärer Elemente, von denen eine Vielzahl auch nichtlinearer Natur sind.

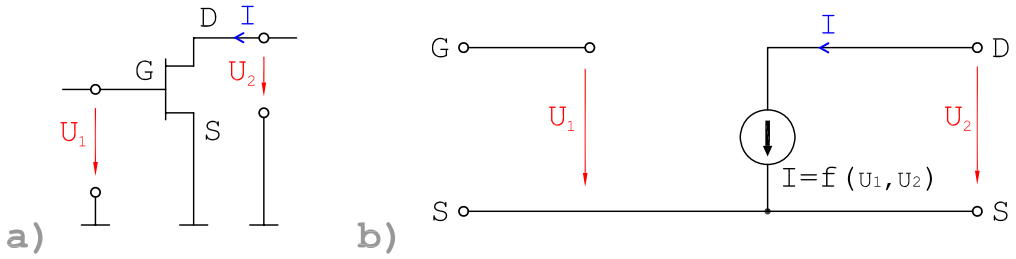


Bild 3.3: Beispiel eines Feldeffekttransistors als steuerbarer Widerstand mit Abhängigkeiten von U_1 und U_2

3.2 Frequenzerzeugung durch Nichtlinearitäten

Schwach nichtlineare Klemmenelemente und Transferelemente lassen sich allgemein durch eine Polynomdarstellung beschreiben. Eine derartige Beschreibung zeigt wie neue Signale bei anderen Frequenzen entstehen. Im Weiteren wird dieses am Beispiel der Strom-Spannungs-Abhängigkeit einer abgebrochenen Polynomdarstellung mit den reellen Koeffizienten a, b und c gezeigt:

$$i_{(t)} = a\,u_{(t)} + b\,u_{(t)}^2 + c\,u_{(t)}^3 \quad . \tag{3.6}$$

Die Spannung $u_{(t)}$ wird durch eine Quelle mit zwei Frequenzanteilen und unterschiedlichen Amplituden angeregt:

$$u_{(t)} = \hat{u}_1 \cos(\omega_1 t + \alpha) + \hat{u}_2 \cos(\omega_2 t + \beta) \quad . \tag{3.7}$$

Beide Signalanteile der Spannung $u_{(t)}$ sollen die Grundphase von 0° aufweisen und $\hat{u}_i$ durch die zugehörigen Amplitudenwerte im Frequenzbereich (hier auch Spitzenwerte) U_i

(mit der Grundphase von 0°) ersetzt werden:

$$u_{(t)} = U_1 \cos(\omega_1 t) + U_2 \cos(\omega_2 t) \quad . \tag{3.8}$$

Gemäß Gleichung (3.6) ergeben sich für den Strom drei Terme: ein linearer, ein quadratischer und ein kubischer. Allgemein sollen dafür die drei Teilströme eingeführt werden:

$$i_{(t)} = i_{a(t)} + i_{b(t)} + i_{c(t)} \quad . \tag{3.9}$$

Nach dem Einsetzen der Gleichung (3.7) in Gleichung (3.6) und Ausmultiplikation ergeben sich die folgenden Terme.

1. Linearer Term:

$$i_{a(t)} = a\, u_{(t)} \quad , \tag{3.10}$$

$$i_{a(t)} = a\, U_1 \cos(\omega_1 t) + a\, U_2 \cos(\omega_2 t) \quad . \tag{3.11}$$

2. Quadratischer Term:

$$i_{b(t)} = b\, u_{(t)}^2 \quad , \tag{3.12}$$

$$\begin{aligned} i_{b(t)} = \frac{1}{2}\, b\, \{ & U_1^2 + U_2^2 + U_1^2 \cos(2\,\omega_1 t) + U_2^2 \cos(2\,\omega_2 t) \\ & +2\, U_1 U_2 \left[\cos((\omega_1 + \omega_2)t) + \cos((\omega_1 - \omega_2)t)\right]\} \quad . \end{aligned} \tag{3.13}$$

3. Kubischer Term:

$$i_{c(t)} = c\, u_{(t)}^3 \quad , \tag{3.14}$$

$$\begin{aligned} i_{c(t)} = \frac{1}{4}\, c\, \{ & U_1^3 \cos(3\,\omega_1 t) + U_2^3 \cos(3\,\omega_2 t) \\ & +3\, U_1^2 U_2 \left[\cos((2\,\omega_1 + \omega_2)t) + \cos((2\,\omega_1 - \omega_2)t)\right] \\ & +3\, U_1 U_2^2 \left[\cos((2\,\omega_2 + \omega_1)t) + \cos((2\,\omega_2 - \omega_1)t)\right] \\ & +3\, (U_1^3 + 2\, U_1 U_2^2)\, \cos(\omega_1 t) \\ & +3\, (U_2^3 + 2\, U_1^2 U_2)\, \cos(\omega_2 t)\} \quad . \end{aligned} \tag{3.15}$$

Die Polynomdarstellung wurde im oberen Beispiel beim dritten Glied abgebrochen. Würde man ohne Abbruch arbeiten, so ergäben sich Signale bei den diskreten Frequenzen

$$\omega_{m,n} = |m\, \omega_1 + n\, \omega_2| \quad \text{mit} \quad m,\, n = ..., -3, -2, -1, 0, 1, 2, 3, ... \quad . \tag{3.16}$$

Diese sich neu ergebenen Signale bei den unterschiedlichen Frequenzen werden allgemein als *Mischprodukte* bezeichnet. Dieses Spektrum ist auch als Mischspektrum bekannt.

Durch schaltungstechnische Maßnahmen kann man dafür sorgen, dass nur ungradzahlige Mischprodukte in Form von

$$i_{(t)} = a\, u_{(t)} + c\, u_{(t)}^3 + e\, u_{(t)}^5 \tag{3.17}$$

oder nur gradzahlige Mischprodukte, wie in

$$i_{(t)} \;=\; a\,u_{(t)} + b\,u_{(t)}^2 + d\,u_{(t)}^4 \tag{3.18}$$

dargestellt, zu berücksichtigen sind. Um dieses zu erzielen, setzt man balancierte Strukturen ein, worauf im Weiteren noch eingegangen wird.

Der kubische Term der Gleichung (3.15) besteht nur aus Mischprodukten dritter Ordnung. Der enthaltene Signalanteil bei der Grundfrequenz ω_1 ergibt folglich aus

$$\omega_1 \;=\; (\omega_1 + \omega_1) - \omega_1 \quad \text{und} \quad \omega_1 \;=\; (\omega_1 + \omega_2) - \omega_2 \qquad . \tag{3.19}$$

3.3 Nichtlineare Phänomene

In diesem Abschnitt werden die nichtlinearen Phänomene detaillierter erläutert und den Mischprodukten speziellere Eigenschaften zugeordnet.

Oberwellengeneration

Jedes nichtlineare Bauelement erzeugt durch die Anregung mit einer Grundwelle Oberwellen (engl.: harmonic generation). Bild 3.4 illustriert schematisch diesen Zusammenhang.

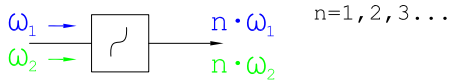


Bild 3.4: Schematische Illustration der Oberwellengeneration durch ein nichtlineares Bauelement

Wenn nur ein monofrequentes Signal ω_1 am nichtlinearen Element anliegt *und* alle Oberwellen reflexionsfrei abgeschlossen sind, dann ergeben sich keine weiteren Mischprodukte. Sind die Oberwellen aber nicht reflexionsfrei abgeschlossen, so ergeben sich bei den Frequenzen $n\,\omega_1$ Mischprodukte aus den reflektierten Anteilen.

Es kann über die Beziehung

$$\omega_1 \;=\; 3\,\omega_1 - 2\,\omega_1 \tag{3.20}$$

Signalenergie aus dem hochfrequenten Bereich im Grundwellenbereich erzeugt werden.

Mischfrequenzen

Ein Aufwärtsmischer wird mit einem Großsignal (Lokaloszillatorsignal: LO) bei der Frequenz ω_{LO} ausgesteuert und soll ein niederfrequentes Kleinsignal (engl.: intermediate frequency, IF) mit der Frequenz ω_{IF} auf ein hochfrequentes Kleinsignal (engl.: radio frequency, RF) der Frequenz ω_{RF} linear umsetzen. Beim Mischer gilt allgemein die Gleichung (3.16), so dass der Mischer das niederfrequente Signal um ω_{IF} auch für $m > 1$ bei den diskreten Mischfrequenzen gemäß

$$\omega_{RF} \;=\; m\,\omega_{LO} \pm \omega_{IF} \tag{3.21}$$

`linear` in den Hochfrequenzbereich hoch mischt. Die beiden Mischfrequenzen in der Gleichung (3.13) sind die beiden meistgenutzten Hochfrequenzsignale. Verwendet man die Signalanteile um die Oberwellen des Lokaloszillatorsignals, so spricht man vom Oberwellenmischer. Mischfrequenzen sind nur in gradzahligen Termen (z.B. Gleichung (3.13)) zu finden.

In der Gleichung (3.15) erkennt man deutlich, dass die Vorfaktoren vor den $\cos(\omega_x t)$-Signalanteilen des ungradzahligen kubischen Terms nichtlinear sind.

Intermodulation

Sämtliche Mischprodukte in der Gleichung (3.15), die durch zwei oder mehreren *Tönen* hervorgerufen werden und eine nichtlineare Amplitudenabhängigkeit haben, sind

Intermodulationsprodukte (IM-Produkte) .

So handelt es sich auch beim Anteil $3\,U_1^3\cos(\omega_1 t)$ um ein IM-Produkt dritter Ordnung aus den Tönen bei ω_1 und $2\,\omega_1$. Es gibt nur IM-Produkte dritter und höherer Ordnungen. Die im kubischen Term enthaltenen IM-Produkte sind alle Produkte dritter Ordnung oder kurz IM_3-Produkte (oder auch IM3-Produkte).

Das größte Problem mit nichtlinearen Phänomenen in der Praxis ist das Übersprechen in Nachbarkanälen, wie es im Bild 3.5 veranschaulicht ist.

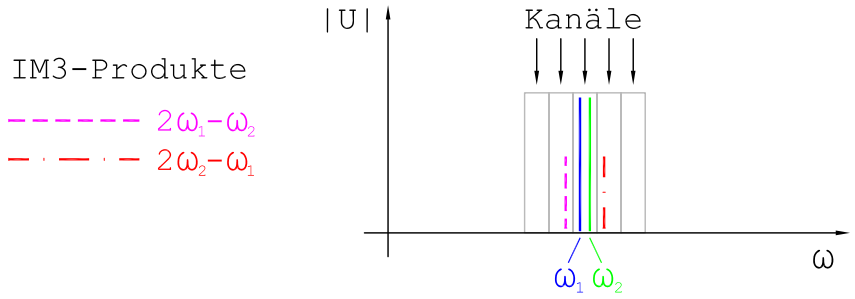


Bild 3.5: Übersprechen in Nebenkanälen

Durch die kubische oder höhere Amplitudenabhängigkeit der IM-Produkte steigt deren Ausgangsleistung nicht linear mit zunehmender Eingangsleistung, sondern deutlich stärker. In der Gleichung (3.15) sind diese IM-Produkte in der 2. und 3. Zeile zu finden.

Sättigung und Kompression

Wenn die Aussteuerung von einem Bauelement so stark ist, dass man die Betriebsspannungswerte erreicht, dann geht dieses Bauteil in Sättigung. Die Sättigung oder auch eintretende Kompression erkennt man daran, dass die Ausgangsleistung nicht mehr proportional zur steigenden Eingangsleistung zunimmt. Dieses ist im Bild 3.6 illustriert.

Derartige Effekte treten nicht nur bei Verstärkern, sondern auch bei elektronischen Schaltern und Mischern auf. In Datenblättern wird das Sättigungsverhalten unter Angabe der so genannten IP_3- bzw. IM_3- und P_{-1dB}-Punkte abgebildet. Der P_{-1dB}-Punkt gibt die Eingangsleistung an, bei der die Vorwärtsleistungsübertragungsfunktion (z.B. Verstärkung) sich gegenüber einer linearen Leistungsübertragungsfunktion (Verstärkung) um

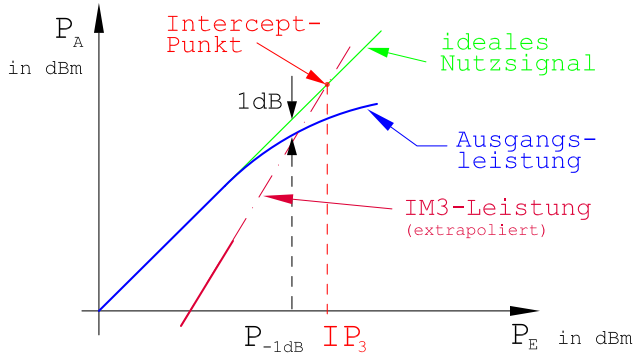


Bild 3.6: Sättigungserscheinung und zugehörige IP_3- bzw. IM_3- und P_{-1dB}-Punkte der Ausgangsleistung P_A aufgetragen über der Eingangsleistung P_E

1 dB verringert hat. Im Bild 3.6 ist die Abweichung der Nutzleistung vom ideal linearen Verlauf, die durch Sättigung verursacht wird, durch den 1 dB-Kompressionspunkt gekennzeichnet. In diesem Punkt beträgt die Abweichung gerade 1 dB.

Der IP_3- bzw. IM_3-Punkt gibt die berechnete Eingangsleistung an, bei der das nichtlineare Mischprodukt der zweiten und der dritten Oberwelle der Eingangsleistung der Grundwelle entspricht. Im Intercept-Punkt dritter Ordnung (IP_3) ist somit die extrapolierte Nutzleistung und die extrapolierte Störleistung gerade gleich groß.

Mathematisch lässt sich der Sättigungseffekt durch die lineare Verstärkung der Grundwelle und einem mit zunehmender Aussteuerung immer größer werdenden kubischen Term mit entgegen gesetztem Vorzeichen beschreiben (hier gilt $U_2 = 0V$):

$$i_{1(t)} = (a\,U_1 + \frac{3}{4}\,c\,U_1^3)\,\cos(\omega_1 t) \qquad . \tag{3.22}$$

Zu beachten ist bei Bauelementen, die Sättigungserscheinungen aufweisen, dass die Sensitivität *generell* nachlässt.

Ein Beispiel für diese Problematik ist in den Bildern 3.7 und 3.8 dargestellt. Es soll ein Verstärker mit zwei Signalen mit unterschiedlichen Pegeln angesteuert werden.

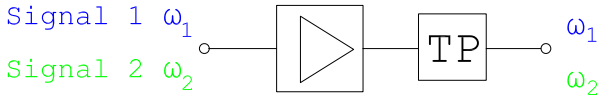


Bild 3.7: Verstärker und Tiefpassfilter

Der Verstärker soll die Kleinsignalverstärkung von 20 dB und die maximale Ausgangsleistung von 30 dBm aufweisen. Beim Signal 1 bei der Frequenz ω_1 handelt es sich um ein Kleinsignal, das den Verstärker nicht in die Kompression fährt. Das Signal 2 soll gemäß Bild 3.8 über die Eingangsleistung variiert werden.

Man erkennt deutlich, dass auch das Kleinsignal aufgrund abnehmenden Selektivität deut-

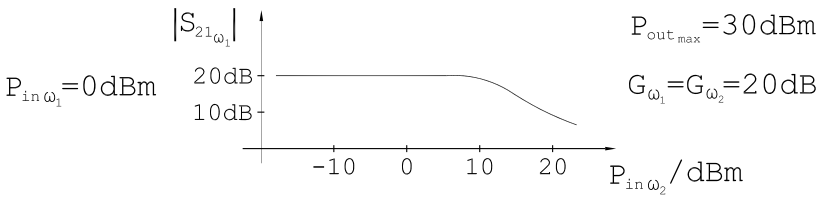


Bild 3.8: Transmissionsverstärkung für die Kleinsignalleistung bei ω_1 in Abhängigkeit von der Signalleistung bei ω_2

lich weniger verstärkt wird, wenn der Verstärker durch ein ganz anderes Signal in Sättigung geht.

Kreuzmodulation

Kreuzmodulation ist die Umsetzung einer aufmodulierten Information von einem Frequenzband in ein anderes. Als einfaches Beispiel dient ein amplitudenmoduliertes Signal für die Spannung $U_2 = (1+m_{(t)})\,U_2'$. Setzt man dieses in Gleichung (3.15) ein, so erhält man den Teilstrom:

$$i_{c(t)}^{Teil} = \frac{3}{2}\,c\,U_1\,U_2'^2\,[\,1 + 2\,m_{(t)} + m_{(t)}^2]\cos(\omega_1 t) \qquad . \tag{3.23}$$

Somit erscheint die aufmodulierte Information auch um den Träger ω_1.

AM/PM-Konversion

Bei der AM/PM-Konversion handelt es sich um das Phänomen, dass eine Amplitudeninformation (oder Amplitudenrauschen) in eine Modulation der Phase umgesetzt wird. Zumal moderne Funksysteme phasenmoduliert sind, ist die AM/PM-Konversion eine Störquelle, die nicht zu vernachlässigen ist.

Aus der Gleichung (3.15) soll der Teilstrom

$$i_{(t)}^{Teil} = (a\,U_1 + \frac{3}{4}\,c\,U_1^3)\,\cos(\omega_1 t) \tag{3.24}$$

betrachtet werden. Insbesondere im Hochfrequenzbereich ist es nicht ungewöhnlich, wenn die nichtlinearen Effekte einen so genannten Speichereffekt[1] aufweist. In solch einem Fall gibt es im Frequenzbereich ($i_{(t)}^{Teil} \circ\!\!-\!\!\bullet\; I^{Teil}$) eine Phasenverschiebung,

$$I^{Teil} = A\,U_1 + \frac{3}{4}\,C\,U_1^3\,e^{j\,\phi} \qquad . \tag{3.25}$$

Schwankt nun U_1 in der Amplitude, so verändert sich auch die Phase von I^{Teil} (d.h. der ϕ-Anteil, der normal Null ist).

[1] Auf diesen Speichereffekt wird im Weiteren noch eingegangen.

Ansprechen auf Nebenfrequenzen

Das Ansprechen auf Nebenfrequenzen (engl.: spurious response) ist für Mischer ein gegebenes Problem, was am folgenden Beispiel erläutert werden soll.

Ein Empfangsmischer wird mit einem Großsignal bei der Frequenz ω_{LO} ausgesteuert und soll ein hochfrequentes Kleinsignal der Frequenz ω_{RF} auf ein niederfrequentes Signal mit der Frequenz ω_{IF} umsetzen.

Jedoch gilt beim Mischer die Gleichung (3.16), so dass der Mischer auch für $m > 1$ alle Signale bei den diskreten Nebenfrequenzen gemäß

$$\omega_{RF} = m\,\omega_{LO} \pm \omega_{IF} \tag{3.26}$$

in das niederfrequente Empfangsband um ω_{IF} herunter mischt.

3.4 Nichtlineare Bauelemente

Im Folgenden wird gezeigt, wie man nichtlineare Bauelemente analytisch beschreibt. Da Transistormodelle den Rahmen sprengen, findet eine Beschränkung auf Dioden statt.

3.4.1 Nichtlineare Leitwerte und Widerstände

Am häufigsten beschreibt man ein nichtlineares Bauelement durch die Abhängigkeit des Stromes I von der Spannung U:

$$I = f(U) \quad . \tag{3.27}$$

Diese Strom-Spannungsfunktion enthält in der Regel diverse physikalische Konstanten.

Ein Beispiel ist die Schottky-Diode. Die nichtlineare Kennlinie zwischen Strom I und Spannung U einer Schottky-Diode wird durch

$$I = I_{ss}\left(e^{\left[\frac{U}{U_T}\right]} - 1\right) \tag{3.28}$$

beschrieben. Enthalten sind die Temperaturspannung $U_T = 25.9\,\mathrm{mV}$ und der Sättigungssperrstrom I_{ss}.

Die Diode wird oft beim eingestellten Kleinsignal-Wechselstromleitwert

$$G_S(I_0) = \frac{I_0 + I_{ss}}{U_T} \tag{3.29}$$

für den Arbeitspunkt mit dem Gleichstrom I_0 wie im Bild 3.9 betrachtet.

Im Weiteren wird eine allgemeine Herleitung vorgestellt, aus der sich auch Gleichung (3.29) ergibt.

Zur Beschreibung eines nichtlinearen Bauelementes soll die $f(U)$ im Bereich um den Arbeitpunkt U_0 betrachtet werden. Als Hilfsmittel wird dafür eine Taylor-Reihe eingesetzt:

$$f(U_0+u) = f(U_0) + \frac{df(U)}{dU}\Big|_{U=U_0} u + \frac{1}{2}\,\frac{d^2 f(U)}{dU^2}\Big|_{U=U_0} u^2 + \frac{1}{6}\,\frac{d^3 f(U)}{dU^3}\Big|_{U=U_0} u^3 + \ldots \tag{3.30}$$

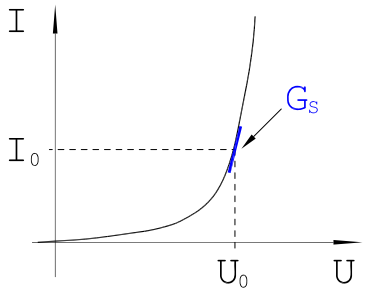


Bild 3.9: Kleinsignalleitwert G_S einer Schottky-Diode für den Arbeitspunkt mit der Gleichspannung U_0 und dem Gleichstrom I_0

Der Strom I teilt sich in den Gleichanteil I_0 für die Arbeitspunkteinstellung und den Wechselanteil i auf:

$$I = I_0 + i \quad . \tag{3.31}$$

Folglich gilt auch für den Wechselanteil des Stromes:

$$i = f(U_0 + u) - f(U_0) \quad . \tag{3.32}$$

Unter Verwendung von Gleichung (3.30) ergibt sich für den Strom i allgemein folgende nichtlineare Abhängigkeit von der Spannung u:

$$i = \frac{df(U)}{dU}\Big|_{U=U_0} u + \frac{1}{2}\frac{d^2 f(U)}{dU^2}\Big|_{U=U_0} u^2 + \frac{1}{6}\frac{d^3 f(U)}{dU^3}\Big|_{U=U_0} u^3 + \ldots \quad . \tag{3.33}$$

Ein Vergleich mit einer Verknüpfung über die Leitwerte in Form von

$$i = g_1\, u + g_2\, u^2 + g_3\, u^3 + \ldots \tag{3.34}$$

ergibt deren Berechnungsvorschrift. Die zugehörigen Resultate für Klemmen- und Transferelemente sind im Bild 3.10 dargestellt.

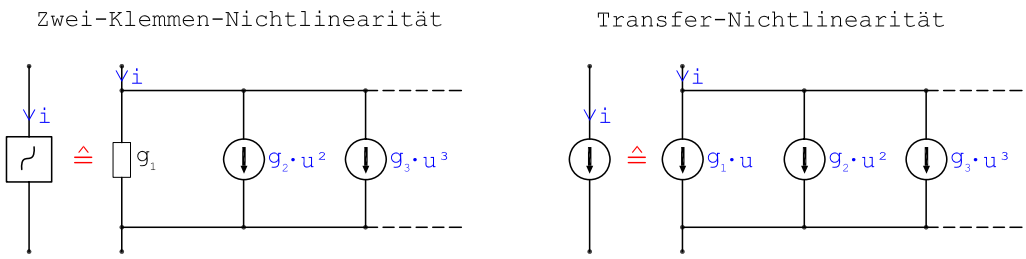


Bild 3.10: Kleinsignalersatzschaltbilder für schwach nichtlineare Klemmen- und Transferelemente

Führt man nun für $g_1 = G_S$ die Differentiation der Gleichung (3.28) durch, so ergibt sich:

$$G_S \;=\; \frac{I_{ss}}{U_T}\, e^{\frac{U_0}{U_T}} \qquad . \tag{3.35}$$

Die Verwendung von

$$I_0 \;=\; I_{ss}\left(e^{\frac{U_0}{U_T}} \;-\; 1\right) \tag{3.36}$$

für den Arbeitspunktstrom liefert dann die einfache Gleichung (3.29) für die Beschreibung einer Schottky-Diode, wie sie beispielsweise für die Auslegung von Detektoren verwendet wird. Man erkennt, dass hier bereits der quadratische Anteil g_2 vernachlässigt wird.

Über die Wahl des Leitwertes $g_1 = G_S$ lässt sich die Diode entweder auf Anpassung (i.d.R. $50\,\Omega$) oder (bei der Wahl von kleinen Leitwerten) auf eine maximale Empfindlichkeit einstellen.

Über die Optimierung von g_2 in Richtung Anpassung bei der entsprechenden Oberwelle lässt sich der optimale Wirkungsgrad für die Frequenzumsetzung an der Diode einstellen.

3.4.2 Nichtlineare Kapazitäten

Halbleiter generell und Transistoren im Besonderen weisen parasitäre Speicherelemente auf, die i.d.R. nichtlinear sind. Diese nichtlinearen Speichereffekte (engl.: memory effect) stellen z.B. in der Anwendung von linearen Leistungsverstärkern ein merkliches Problem dar. Allgemein lässt sich diese Funktionalität über

$$Q \;=\; f_Q(U) \tag{3.37}$$

darstellen. Mit der erneuten Aufteilung in einem Arbeitspunktanteil Q_0 und einem Kleinsignalanteil q gilt für die Ladung $\quad Q = Q_0 + q \quad$ und wiederum gilt für den Kleinsignalanteil

$$q \;=\; f_Q(U_0 + u) - f_Q(U_0) \tag{3.38}$$

und in Analogie zur Gleichung (3.33)

$$q \;=\; \frac{df_Q(U)}{dU}\Big|_{U=U_0} u + \frac{1}{2}\,\frac{d^2 f_Q(U)}{dU^2}\Big|_{U=U_0} u^2 + \frac{1}{6}\,\frac{d^3 f_Q(U)}{dU^3}\Big|_{U=U_0} u^3 + \ldots \quad . \tag{3.39}$$

In der Simulationstechnik möchte man jedoch auch den Strom in Abhängigkeit von der Spannung darstellen. Es gilt allgemein:

$$i \;=\; \frac{dq}{dt} \qquad . \tag{3.40}$$

Somit lässt sich aus (3.39) der Strom aus der Spannung berechnen:

$$i \;=\; \frac{df_Q(U)}{dU}\Big|_{U=U_0} \frac{du}{dt} + \frac{d^2 f_Q(U)}{dU^2}\Big|_{U=U_0} u\,\frac{du}{dt} + \frac{1}{2}\,\frac{d^3 f_Q(U)}{dU^3}\Big|_{U=U_0} u^2\,\frac{du}{dt} + \ldots \quad . \tag{3.41}$$

Ein Vergleich mit der Verknüpfung über die Kapazitäten in Form von

$$i \;=\; \big(C_1(U_0) + C_2(U_0)\,u \;+\; C_3(U_0)\,u^2 \;+\; \ldots\big)\,\frac{du}{dt} \tag{3.42}$$

ergibt deren Berechnungsvorschrift.

Erneut sollen die Resultate auf die Schottky-Diode angewandt werden. Bild 3.11 stellt das resultierende nichtlineare Ersatzschaltbild (ESB) einer Schottky-Diode vor.

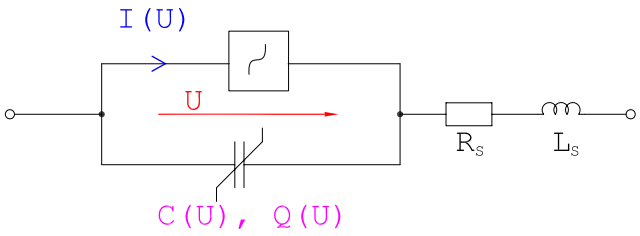


Bild 3.11: Nichtlineares ESB einer Schottky-Diode

Mit dem Diffusionspotential Φ und der Sperrkapazität C_{j0} bei einer Spannung von 0 V lässt sich für eine Schottky-Diode mit gleichverteilten Dotierungsprofil die spannungsabhängige Ladung nach [46] wie folgt angeben:

$$Q(U) \;=\; -2\,C_{j0}\,\Phi\,\sqrt{(1-U/\Phi)} \qquad . \tag{3.43}$$

Die allgemein eingesetzte spannungsabhängige Kapazität einer Schottky-Diode entspricht $C_1(U)$ und durch Differentiation gemäß Gleichung (3.41) berechnen.

$$C(U=U_0) \;=\; C_1(U_0) \;=\; \frac{df_Q(U)}{dU}\Big|_{U=U_0} \;=\; \frac{C_{j0}}{\sqrt{(1-U_0/\Phi)}} \tag{3.44}$$

Schlussendlich kann man die Schottky-Diode im Arbeitspunkt in erster Näherung wie ein lineares Bauelement behandeln. Bild 3.12 zeigt das Ersatzschaltbild.

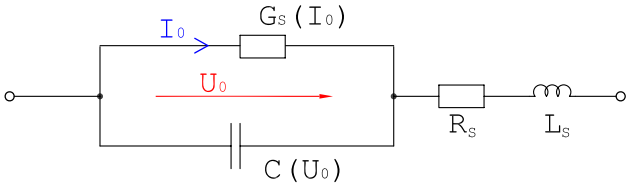


Bild 3.12: Lineares ESB einer Schottky-Diode im Arbeitspunkt (U_0, I_0)

Bei dem Beispiel der einfachsten Beschreibung einer Schottky-Diode wurde jeweils nach dem ersten Glied der Taylor-Reihen abgebrochen. In der Praxis bricht man die Reihe nicht so früh ab. Dadurch entstehen immer neue Frequenzanteile.

Die Masse der Modelle für Halbleiterbauelemente basiert auf physikalische Annahmen, wie bei der Schottky-Diode. Es stehen für jedes Modell feste nichtlineare Gleichungen zur Beschreibung der nichtlinearen Eigenschaften zur Verfügung.

Das eigentliche “Modelling“ von nichtlinearen Bauteilen erfolgt anhand von zahlreichen DC- und HF-Messungen in verschiedenen Arbeitspunkten über ein so genanntes “Fitting“,

([29] Kap. 9). Der Nutzer von nichtlinearen Simulatoren muss die Endlichkeiten seiner Modelle kennen. Modelle bilden nicht immer alle relevanten Nichtlinearitäten ab.

Unzureichende Modelle oder ein ungenügendes Fitting sind die größten Fehlerquellen bei der nichtlinearem Simulation.

3.5 Übersicht: Nichtlineare Simulationsverfahren

Es stehen dem Hochfrequenztechniker eine große Anzahl an nichtlinearen Simulationsverfahren mit all ihren Vor- und Nachteilen zur Verfügung. Die folgende kurze Übersicht soll dem Anwender helfen, das richtige Simulationsverfahren zu wählen.

Zeitbereichsverfahren

SPICE ist das im Elektronikbereich sehr häufig genutzte Zeitbereichsverfahren. Viele HF-Simulatoren haben mittlerweile Zeitbereichsverfahren als alternative Verfahren implementiert.

Bei diesem Verfahren werden numerisch die Differenzengleichungen der zugehörigen Netzwerk-Differentialgleichungen schrittweise über kurze Zeitintervalle gelöst.

Dieses Verfahren berechnet das Einschwingverhalten von Strömen und Spannungen. Bei starken nichtlinearen Elementen können sehr lange Rechenzeiten und Konvergenzprobleme auftreten. Weiterhin ist nachteilig, dass keine komplexen verteilten Bauelemente einfach berücksichtigt werden können. Beispielsweise ist es mit den meisten Produkten nicht möglich eine `verlustbehaftete oder dispersive Leitung` in der Simulation einzubringen.

Da im Hochfrequenzfall bis zur Berechnung des eingeschwungenen Zustandes eine sehr große Anzahl an Zeitintervallen berechnet werden müssen und auch jedes lineare reaktive Bauelement durch eine Differentialgleichung beschrieben werden muss, ist für viele Anwendungen die Rechenzeit indiskutabel lang.

Allgemeines zu Harmonic Balance (HB)

Harmonic Balance-Verfahren analysieren eine Schaltung im Frequenzbereich. Dafür wird die Schaltung in einem linearen und einem nichtlinearen Teil aufgegliedert. Der lineare Teil wird mittels der bekannten linearen Netzwerkanalyse berechnet. Die gesamte mathematische Behandlung beider Teile wird im Weiteren an einem Verfahren demonstriert.

Die im Folgenden vorgestellten Harmonic Balance-Verfahren weisen die für die Zeitbereichsverfahren aufgelisteten Nachteile nicht auf. Aus diesem Grund haben sich diese Verfahren in Hochfrequenzsimulatoren für nichtlineare Schaltungen durchgesetzt. Manche HB-Verfahren unterliegen der Einschränkung, dass mindestens eine Quelle eine so hohe Signalleistung aufweist, so dass merkliche andere Frequenzanteile in der Schaltung erzeugt werden. In der Praxis muss mindestens eine Oberwelle mit einem Abstand zum Grundsignal von mindestens 60-80 dBc vorhanden sein.

Nachfolgend werden zunächst die Unterschiede der verschiedenen Harmonic Balance-Verfahren herausgehoben. Wesentlicher Unterschied zu den Zeitbereichsverfahren ist, dass

man die Harmonic Balance-Verfahren gemäß den Anforderungen in Bezug auf die notwendigen Quellen unterscheiden muss.

Harmonic Balance (HB) für Großsignal-Einzeltöne

Bei dieser Variante der HB-Verfahren kann in der Simulation nur eine Signalquelle mit einem monofrequenten Großsignal eingebracht werden. Diese Quelle befindet sich meistens am Schaltungseingang. Mit diesem HB-Verfahren berechnet man die im Frequenz- und Zeitbereich anliegenden Signale für die Grundwelle und einer vorgegebenen Anzahl an Oberwellen.

Als Anwendungen sind Leistungsverstärker und Frequenzvervielfacher zu nennen.

In älteren Simulationsprogrammen war dieses Verfahren oft das Einzige. Dieses HB-Verfahren ist sogar in der frei verfügbaren Studenten-Version (SV) Serenade von Ansoft enthalten.

Harmonic Balance (HB) für Groß- und Kleinsignalton

Neben dem rein sinusförmigen Großsignal ist bei dieser HB-Variante auch eine monofrequente Kleinsignalquelle zulässig. Für die Behandlung des Kleinsignales werden die im Arbeitspunkt sich ergebenen Kleinsignalleitwerte der nichtlinearen Elemente vorab berechnet und als einzige Ersatzgröße berücksichtigt. D.h., dass für das Kleinsignal lediglich noch der lineare Schaltungssimulator verwendet wird. Diese Verfahren lassen ggf. auch mehr als ein Kleinsignal zu.

Komponenten wie Mischer, Modulatoren wie auch parameterische Verstärker und Umsetzer lassen sich mit diesem Verfahren analysieren.

Verallgemeinerte Harmonic Balance Analyse

Mittels dieser Simulationsvariante lassen sich mehrere Großsignalquellen in der Schaltung berücksichtigen. Dieses HB-Verfahren ist nützlich für die IM-Analyse ein jeder Komponente.

Volterra-Serien-Verfahren

Das optimale nichtlineare Analyseverfahren für Anwendungen mit einem oder mehreren Kleinsignalen ist die Volterra-Serien-Analyse. Dieses Verfahren liefert auch für sehr schwach nichtlineare Schaltungen die besten Resultate.

3.6 Harmonic Balance für Großsignal-Einzeltöne

Verstärker sind sicherlich die am Häufigsten entwickelten Komponenten mit mehr oder weniger ausgeprägten nichtlinearen Verhalten.

Kleinsignalverstärker optimiert man zunächst mittels einer rein linearen Schaltungssimulation. Diese basiert auf die (gemessenen) S-Parameterwerte des Transistors und einer ansonsten rein passiven Beschaltung. Die Beschaltung der Gleichspannungspfade werden nur mit der Eingangsimpedanz für das Hochfrequenzsignal berücksichtigt. In einem zweiten Schritt kontrolliert man das nichtlineare Verhalten durch einen nichtlinearen Simulator. Die gesamte Vorgehensweise ist in [29], Kap. 8, im Detail erläutert wurden.

Leistungsverstärker werden ausschließlich mittels eines nichtlinearen Schaltungssimulators entwickelt.

Das Standardverfahren für die Analyse der nichtlinearen Eigenschaften von Verstärkern ist das HB-Verfahren für Großsignal-Einzeltöne. Das allgemeine Bild zur Analyse der Verstärker oder auch Frequenzverdoppler mit einer Gleichspannungsversorgungsquelle ist in Bild 3.13 dargestellt.

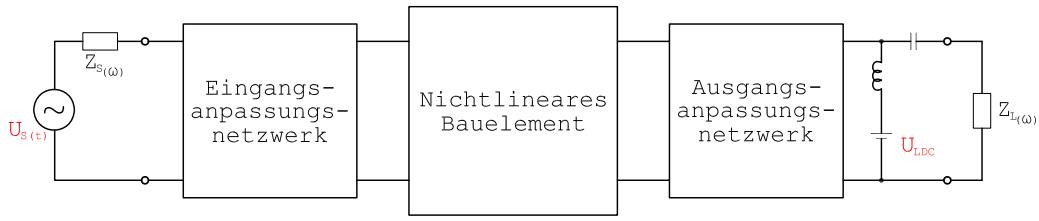


Bild 3.13: Allgemeines ESB für Netzwerke und Beschaltungen des HB-Verfahrens für Großsignal-Einzeltöne

Die Spule und der Kondensator sollen nur zur Durchführung des Gleichstromes dienen. In praktischen Schaltungen wird die Gleichspannung unter Aufteilung durch ein Widerstandsnetzwerk oft mehreren Punkten zugeführt. Die Impedanzen Z_S und Z_L bilden die gegebenenfalls komplexen und frequenzabhängigen Wellenwiderstände des Eingangtors (engl.: source) und des Ausgangtores (engl.: load) ab.

Für Untersuchungen in Rückwärtsrichtung kann die Wechselspannungsquelle auch am Ausgang liegen.

In einer praktischen Schaltung erkennt man deutlich, dass die meisten Bauelemente passiver Natur sind.

Zur allgemeinen Analyse dieses Problems werden die linearen Netzwerke, wie im Bild 3.14 dargestellt, zusammengefasst.

Beide Anpassnetzwerke wie auch die Impedanzanschlüsse beider Tore und die Bauelemente zur Einkopplung der Gleichspannung werden in einem linearen Netzwerk zusammengefasst.

Die lineare Schaltung wird mit S- oder Y-Multiportparametern beschrieben und gemäß den Gesetzen der Netzwerktheorie analysiert. Der nunmehr kleine nichtlineare Teil der Schaltung enthält Elemente, die bzgl. ihrer I/U- oder Q/U-Charakteristik modelliert sind. Dieser Teil wird, wie zuvor am Beispiel der Diode beschrieben, im Zeitbereich berechnet. Die Resultate der Zeitbereichanalyse fließen über Fourieranalyse der Frequenzbereichsbetrachtung zu. An allen im Bild 3.14 dargestellten Toren stehen Zeitbereichs- und Frequenzbereichssignale für den eingeschwungenen Zustand zur Verfügung.

Die Anzahl der Oberwellen wird durch Eingabe auf die Kte Harmonische begrenzt. Folglich haben Strom und Spannung Signalanteile bei den Frequenzen:

$$\omega = 0, \omega_p, 2\,\omega_p, 3\,\omega_p, \ldots K\,\omega_p \quad .$$

Der zum Gleichanteil zugehöriger Strom soll mit I_{i0} und der zur Frequenz ω_p zugehörige

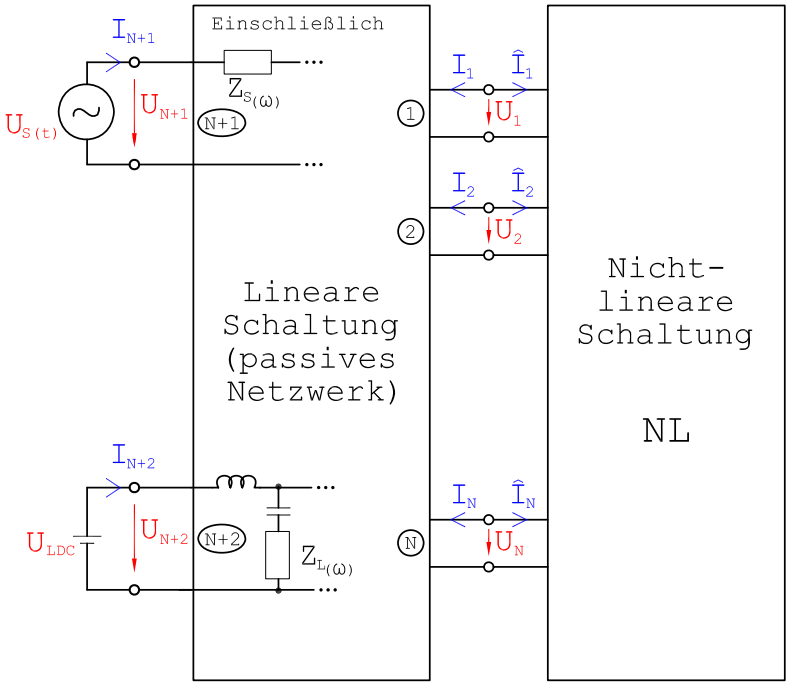


Bild 3.14: Ausgangsmodell für Netzwerke und Beschaltungen des HB-Verfahrens für Großsignal-Einzeltöne

Strom soll mit I_{i1} bezeichnet werden.

Für jedes Tor wird ein Vektor eingeführt, der alle Stromanteile vom Gleichstrom bis zur Frequenz $K\,\omega_p$ des Gesamtstromes I_i beinhaltet:

$$\vec{\mathbf{I}}_i = \begin{pmatrix} I_{i0} \\ I_{i1} \\ \vdots \\ I_{iK} \end{pmatrix} \qquad \text{mit} \qquad i = 1, 2, ..., N+2 \quad . \tag{3.45}$$

Für die Klemmen zwischen dem linearen und dem nichtlinearen Netzwerk gilt das Kirchhoffsche Stromgesetz:

$$\begin{pmatrix} \vec{\mathbf{I}}_1 \\ \vec{\mathbf{I}}_2 \\ \vec{\mathbf{I}}_3 \\ \vdots \\ \vec{\mathbf{I}}_N \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \vec{\hat{\mathbf{I}}}_1 \\ \vec{\hat{\mathbf{I}}}_2 \\ \vec{\hat{\mathbf{I}}}_3 \\ \vdots \\ \vec{\hat{\mathbf{I}}}_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix} \quad . \tag{3.46}$$

Diese Ströme sollen als Schnittstellenströme bezeichnet werden.

Für das lineare Netzwerk gilt:

$$\begin{pmatrix} \vec{\mathbf{I}}_1 \\ \vec{\mathbf{I}}_2 \\ \vec{\mathbf{I}}_3 \\ \vdots \\ \vec{\mathbf{I}}_N \\ \vec{\mathbf{I}}_{N+1} \\ \vec{\mathbf{I}}_{N+2} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} [\mathbf{Y_{1,1}}] & [\mathbf{Y_{1,2}}] & \dots & [\mathbf{Y_{1,N+2}}] \\ [\mathbf{Y_{2,1}}] & [\mathbf{Y_{2,2}}] & & \\ \vdots & & \ddots & \vdots \\ [\mathbf{Y_{N+2,1}}] & & \dots & [\mathbf{Y_{N+2,N+2}}] \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \vec{\mathbf{U}}_1 \\ \vec{\mathbf{U}}_2 \\ \vec{\mathbf{U}}_3 \\ \vdots \\ \vec{\mathbf{U}}_N \\ \vec{\mathbf{U}}_{N+1} \\ \vec{\mathbf{U}}_{N+2} \end{pmatrix} \quad . \tag{3.47}$$

Bei den enthaltenen Admittanzmatrizen handelt es sich um reine Diagonalmatrizen. Diese Admittanzwerte des linearen Netzwerkes sollen allesamt bekannt sein.

$$[\mathbf{Y_{m,n}}] = \begin{bmatrix} Y_{m,n(0)} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & Y_{m,n(\omega_p)} & & \vdots \\ \vdots & & \ddots & 0 \\ 0 & \dots & 0 & Y_{m,n(K\omega_p)} \end{bmatrix} \tag{3.48}$$

Die Berechnung der Schnittstellenströme kann aus Gleichung (3.47) direkt aus den Spannungswerten erfolgen.

$$\underbrace{\begin{pmatrix} \vec{\mathbf{I}}_1 \\ \vec{\mathbf{I}}_2 \\ \vec{\mathbf{I}}_3 \\ \vdots \\ \vec{\mathbf{I}}_N \end{pmatrix}}_{=\vec{\mathbf{I}}} = \underbrace{\begin{bmatrix} [\mathbf{Y_{1,N+1}}] & [\mathbf{Y_{1,N+2}}] \\ [\mathbf{Y_{2,N+1}}] & [\mathbf{Y_{2,N+2}}] \\ \vdots & \vdots \\ [\mathbf{Y_{N,N+1}}] & [\mathbf{Y_{N,N+2}}] \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \vec{\mathbf{U}}_{N+1} \\ \vec{\mathbf{U}}_{N+2} \end{pmatrix}}_{=\vec{\mathbf{I}}_s} + \underbrace{\begin{bmatrix} [\mathbf{Y_{1,1}}] & \dots & [\mathbf{Y_{1,N}}] \\ [\mathbf{Y_{2,1}}] & & \vdots \\ & \ddots & \\ \vdots & & \\ [\mathbf{Y_{N,1}}] & \dots & [\mathbf{Y_{N,N}}] \end{bmatrix}}_{=[\mathbf{Y_{N*N}}]} \underbrace{\begin{pmatrix} \vec{\mathbf{U}}_1 \\ \vec{\mathbf{U}}_2 \\ \vec{\mathbf{U}}_3 \\ \vdots \\ \vec{\mathbf{U}}_N \end{pmatrix}}_{=\vec{\mathbf{U}}} \tag{3.49}$$

Das Ergebnis der Schnittstellenstromberechnung lässt sich auch verkürzt wie folgt zusammenfassen:

$$\vec{\mathbf{I}} = \underbrace{\vec{\mathbf{I}}_s}_{\text{bekannt}} + \underbrace{[\mathbf{Y_{N*N}}]}_{\text{bekannt}} \vec{\mathbf{U}} \overset{!}{=} -\vec{\hat{\mathbf{I}}} = -\vec{\mathbf{I}}_C - \vec{\mathbf{I}}_G \quad . \tag{3.50}$$

Der Stromvektor $\vec{\mathbf{I}}_s$ und die Matrix $[\mathbf{Y_{N*N}}]$ sind aus der linearen Schaltungssimulation bekannt. Gleichung (3.50) stellt nochmals heraus, dass das Kirchhoffsche Stromgesetz für die Schnittstellenströme eingehalten werden muss. Der Schnittstellenstrom des nichtlinearen Blockes wird in einem resistiven Anteil $\vec{\mathbf{I}}_G$ und einem kapazitiven Anteil $\vec{\mathbf{I}}_C$ zerlegt.

Vom nichtlinearen Block sind die nichtlinearen Gleichungen (des physikalischen Modells für den Transistor oder sonstigen nichtlinearen Bauelement) bekannt. Nichtlineare Leitwerte und Kapazitäten sind die Kernelemente dieses Modells.

Der resistive und der kapazitive Stromanteil sollen im Weiteren unter Vorgabe des Spannungsvektors $\vec{\mathbf{U}}$ berechnet werden.

Berechnung des resistiven Anteils $\vec{\mathbf{I}}_G$

Zunächst müssen die Spannungswerte aus dem Frequenzbereich mittels der inversen Fouriertransformation für jedes Tor in den Zeitbereich transformiert werden:

$$u_{i(t)} \quad \circ\!\!-\!\!\bullet \quad U_i \quad . \tag{3.51}$$

Aus dem Modell für das nichtlineare Bauelement lässt sich der resistive Stromanteil für das Tor i direkt berechnen.

$$i_{gi(t)} \;=\; f_{gi}(u_{1(t)}, u_{2(t)}, \dots, u_{N(t)}) \tag{3.52}$$

Aus dem zeitlich abhängigen Strom $i_{gi(t)}$ erhält man unter Verwendung der Fouriertransformation für das Tor i den zugehörigen Strom im Frequenzbereich:

$$\vec{\mathbf{I}}_{\mathbf{Gi}} \quad \bullet\!\!-\!\!\circ \quad i_{gi(t)} \tag{3.53}$$

mit den Frequenzanteilen:

$$\vec{\mathbf{I}}_{Gi} \;=\; \begin{pmatrix} I_{Gi0} \\ I_{Gi1} \\ \vdots \\ I_{GiK} \end{pmatrix} \quad . \tag{3.54}$$

Zur Zusammenfassung aller resistiven Schnittstellenströme soll der Vektor $\vec{\mathbf{I}}_G$ eingeführt werden.

$$\vec{\mathbf{I}}_G \;=\; \begin{pmatrix} \vec{\mathbf{I}}_{G1} \\ \vec{\mathbf{I}}_{G2} \\ \vdots \\ \vec{\mathbf{I}}_{GN} \end{pmatrix} \tag{3.55}$$

Berechnung des kapazitiven Anteils $\vec{\mathbf{I}}_C$

Zunächst müssen auch hier die Spannungswerte aus dem Frequenzbereich mittels der inversen Fouriertransformation für jedes Tor gemäß Gleichung (3.51) in den Zeitbereich transformiert werden.

Aus dem Modell für das nichtlineare Bauelement lassen sich für den kapazitiven Stromanteil zunächst die Ladungsanteile für das Tor i berechnen.

$$q_{i(t)} \;=\; f_{ci}(u_{1(t)}, u_{2(t)}, \dots, u_{N(t)}) \tag{3.56}$$

Aus der zeitlich abhängigen Ladung $q_{i(t)}$ erhält man unter Verwendung der Fouriertransformation für das Tor i die Ladung

$$\vec{\mathbf{Q}}_{\mathbf{i}} \quad \bullet\!\!-\!\!\circ \quad q_{i(t)} \tag{3.57}$$

mit den Frequenzanteilen:

$$\vec{\mathbf{Q}}_i = \begin{pmatrix} Q_{i0} \\ Q_{i1} \\ \vdots \\ Q_{iK} \end{pmatrix} \quad . \tag{3.58}$$

Zur Zusammenfassung aller Ladungen an allen Schnittstellentoren soll der Vektor $\vec{\mathbf{Q}}$ eingeführt werden.

$$\vec{\mathbf{Q}} = \begin{pmatrix} \vec{\mathbf{Q}}_1 \\ \vec{\mathbf{Q}}_2 \\ \vec{\mathbf{Q}}_3 \\ \vdots \\ \vec{\mathbf{Q}}_N \end{pmatrix} \tag{3.59}$$

Die Betrachtung des Stromes für das Tor i liefert:

$$i_{ci(t)} = \frac{dq_{i(t)}}{dt} \quad \circ\!\!-\!\!\bullet \quad \sum_{k=0}^{K} j\, k\, \omega_p\, Q_{ik} = I_{Ci} \quad . \tag{3.60}$$

Somit lässt sich der kapazitive Stromanteil im Frequenzbereich allgemein durch

$$\vec{\mathbf{I}}_C = j\, [\mathbf{\Omega}]\, \vec{\mathbf{Q}} \tag{3.61}$$

unter Verwendung der Diagonalmatrizen

$$[\mathbf{\Omega}] = \begin{bmatrix} [\mathbf{\Omega_1}] & 0 & \dots & 0 \\ 0 & [\mathbf{\Omega_2}] & & \vdots \\ \vdots & & \ddots & 0 \\ 0 & \dots & 0 & [\mathbf{\Omega_N}] \end{bmatrix} \tag{3.62}$$

$$\text{mit} \qquad [\mathbf{\Omega_m}] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \omega_p & & \vdots \\ \vdots & & \ddots & 0 \\ 0 & \dots & 0 & K\omega_p \end{bmatrix} \qquad \text{wobei gilt: } m = 1, 2, ..., N \tag{3.63}$$

angeben.

Somit wurde gezeigt, wie man unter Nutzung der nichtlinearen Gleichungen im Zeitbereich die beiden Frequenzbereichgrößen $\vec{\mathbf{I}}_G$ und $\vec{\mathbf{I}}_C$ berechnet.

Numerische Lösung des HB-Problems

Alle Größen der Gleichung (3.50) bis auf dem Spannungsvektor $\vec{\mathbf{U}}$ sind bekannt. Für eine numerische Lösung formuliert man Gleichung (3.50) vorteilhaft wie folgt um:

$$\vec{\mathbf{F}}(\vec{\mathbf{U}}) \;=\; \vec{\mathbf{I}}_s + [\mathbf{Y_{N*N}}]\,\vec{\mathbf{U}} + j\,[\mathbf{\Omega}]\,\vec{\mathbf{Q}} + \vec{\mathbf{I}}_G \;\stackrel{!}{=}\; \vec{\hat{\mathbf{0}}} \qquad . \tag{3.64}$$

Bei $\vec{\mathbf{F}}(\vec{\mathbf{U}})$ handelt es sich um die Fehlerfunktion bzw. dem HB-Fehler, der bei jeder nichtlinearen Simulation angezeigt wird. Einen Schwellwert für diese Fehlerfunktion, die idealer weise Null ist, kann der Anwender eines HB-Verfahrens bei Bedarf verändern. Die HB-Berechnung ist beendet, wenn dieser Schwellwert unterschritten wird.

Für die Suche nach dem unbekannten Spannungsvektor setzt man typisch die Newton-Methode ein.

Zur allgemeinen Betrachtung dient das Bild 3.15.

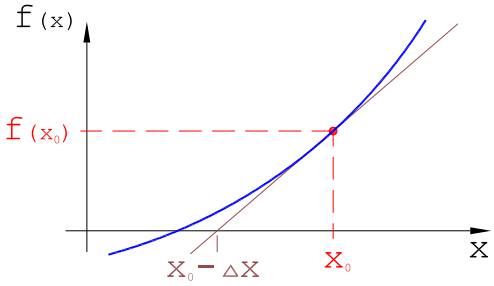


Bild 3.15: Funktionsdarstellung zur Verdeutlichung der Newton-Methode zur Nullstellensuche

Die Nullstelle einer beliebigen Funktion $f(x)$ soll gesucht werden. Dazu wählt man einen beliebigen Wert x_0, berechnet die Funktion an dieser Stelle mit dem Resultat $f(x_0)$ und die zugehörige Ableitung. Die abgeleitete Funktion weist an der Stelle $x_0 + \Delta x$ die Nullstelle auf. Diese Nullstelle ist der erneute Startwert zur verbesserten Berechnung des Nulldurchganges der Funktion $f(x)$. Den verbesserten Startpunkt berechnet man aus dem Zusammenhang:

$$f(x_0) - \left.\frac{df}{dx}\right|_{x=x_0} \Delta x \;=\; 0 \qquad \text{bzw.} \qquad \Delta x \;=\; \frac{f(x_0)}{df/dx} \qquad . \tag{3.65}$$

In der Anwendung auf das HB-Problem findet man den Korrekturvektor über

$$\vec{\mathbf{F}}(\vec{\mathbf{U}}^p) - \left.\frac{\delta\,\vec{\mathbf{F}}(\vec{\mathbf{U}})}{\delta\,\vec{\mathbf{U}}}\right|_{\vec{\mathbf{U}}=\vec{\mathbf{U}}^p} \Delta\,\vec{\mathbf{U}} \;=\; 0 \qquad \text{bzw.} \qquad \Delta\,\vec{\mathbf{U}} \;=\; \frac{\vec{\mathbf{F}}(\vec{\mathbf{U}}^p)}{\left.\frac{\delta\,\vec{\mathbf{F}}(\vec{\mathbf{U}})}{\delta\,\vec{\mathbf{U}}}\right|_{\vec{\mathbf{U}}=\vec{\mathbf{U}}^p}} \qquad . \tag{3.66}$$

Der verbesserte Spannungsvektor für den nächsten Iterationsschritt berechnet sich dann einfach über

$$\vec{\mathbf{U}}^{p+1} \;=\; \vec{\mathbf{U}}^p - \Delta\,\vec{\mathbf{U}} \qquad . \tag{3.67}$$

3.7 Einführung in die Streuparameter für frequenzumsetzende Messungen

In der Vergangenheit wurden nichtlineare Effekte mit einzelnen speziellen Messungen dargestellt. Die einfachste und bereits mehrfach dargestellte Messung ist die Leistungsmessung. Sobald die Leistungsübertragungsfunktion bei veränderter Eingangsleistung sich ändert, liegt ein nichtlinearer Effekt vor (meistens die Kompression).

Mittels eines Spektrumanalysators ist es sehr einfach, schwach nichtlineare Effekte zu identifizieren. Moderne Analysatoren lassen eine Dynamik zwischen Grundfrequenz und Oberwellen von mehr als 100 dB zu. Neben den Oberwellen ist es auch üblich mittels dem Spektrumanalysator die Signalstärken von Intermodulationsprodukten und auch Mischprodukten zu messen und diese zu den Eingangsleistungen in Relation zu stellen.

Weitere seit langem eingesetzte Spezialmessungen sind die AM/AM- und die AM/PM-Konversion. All diese aufgelisteten Messungen haben gemein, dass nur skalare Messwerte vorliegen.

Mit den modernen Modulationsverfahren für die Mobilfunktechnik hat sich die Error-Vector-Magnitude-Messung (kurz EVM-Messung) ethabliert. Diese recht aufwendige und sehr spezielle Messung erlaubt eine Aussage über Betrags- und Phasenfehler einer Komponente für die spezielle Modulation.

All diese Messungen haben jedoch gemein, dass sie kein optimales Modelling einer leicht oder stark nichtlinearen Komponente unterstützen.

Seit über 20 Jahren wird hochintensiv an Netzwerkanalysatoren geforscht, die generell frequenzumsetzende Streuparameter vermessen sollen. Einzellösungen wurden unter den vielfältigsten Namen wie NonLinear Network Analyzer (NLNA), Nonlinear Vectorial Network Analyzer (NVNA), Vectorial NonLinear Network Analyzer (VNLNA), Nonlinear Network Analyzer System (NNAS), Nonlinear Network Measurement System (NNMS), Large-Signal Network Analyzer (LSNA) und NonLin-S veröffentlicht. Viele der hier aufgelisteten Lösungen messen lediglich die Übertragungsfunktion von der Grundwelle zu den Oberwellen. Diese sind somit nur bessere (da kalibriert) Sampling-Oszillographen, da mit letzteren auch die Übertragungsfunktion im Frequenzbereich über eine FFT berechnet werden kann.

Im Weiteren soll ein Netzwerkanalysatormessplatz, der die vektoriellen S-Parameter frequenzumsetzende Objekte messen kann, lediglich als Netzwerkanalysator (NWA oder VNA) bezeichnet werden. Diese speziellen S-Parameter können auch als *Frequenzkonversionsparameter* bezeichnet werden.

Zur Einführung der S-Parameter für frequenzumsetzende Messungen soll zunächst ein Beispiel einer Intermodulationsmessung dienen, Bild 3.16.

Auf der Seite am Eingangstor 1 gibt es bei zwei verschiedenen Frequenzen (f^I und f^{III}) die Anregungen a_1^I und a_1^{III}. Bei den einfallenden Wellen am Tor 2 handelt es sich nur um am Messtor reflektierte Wellen, die durch eine Kalibrierung und zusätzliche Fehlerkorrektur des Netzwerkanalysators bestimmt werden können.

Bei den eingespeisten Frequenzen f^I und f^{III} entstehen reflektierte und transmittierte Wellen. Weiterhin gibt es auch bei anderen Frequenzen, die sich auf dem Unterschied von

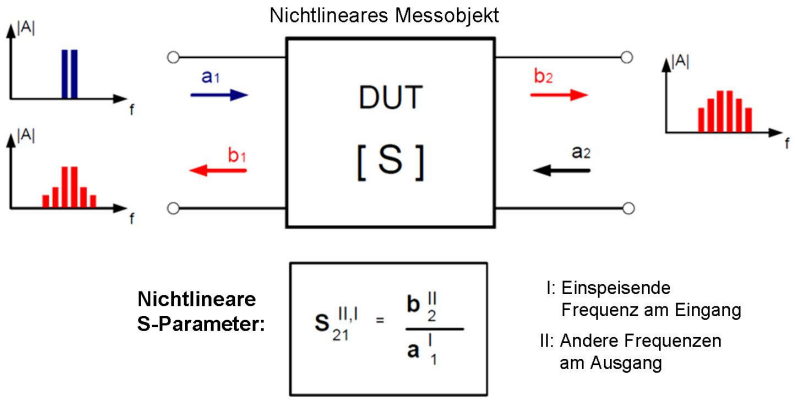


Bild 3.16: S-Parameter für nichtlineare Messungen und Frequenzanteile bei einer Intermodulationsmessung

$n \cdot \left| f^{I} - f^{III} \right|$ berechnen, erzeugte reflektierte und transmittierte Wellen. Im Bild 3.16 ist eine der vielen möglichen Übertragungsfunktionen der S-Parameter für frequenzumsetzende Messungen dargestellt.

Im Bild 3.16 ist die komplexe Übertragungsfunktion $S_{21}^{II,I}$ für zwei verschiedene Frequenzen angegeben. Bzgl. des Betrages ist diese Übertragungsfunktion aus den skalaren Messungen bekannt. Schwieriger ist die Vorstellung, wie man eine Phase für die Übertragung eines Signales von einer Frequenz f^{I} zu einer Frequenz f^{II} definieren kann.

Definition der Frequenzkonversionsparameter

Zum Verständnis der Definition dieser Übertragungsfunktion soll das Bild 3.17 dienen. Es ist das XCO-Referenzsignal (10 MHz-Signal mit großer Phasenstabilität) und Sinussignale bei den $n-$fachen Frequenzen des XCO-Signales dargestellt.

Die zu den Zeitpunkten $0\,\mu$s, $0.1\,\mu$s und $0.2\,\mu$s dargestellten Nulldurchgänge bilden den Phasenursprung. In Bild 3.17 sind alle Oberwellen exakt in Phase zur Grundfrequenz. D.h., dass bei einer vektoriellen Frequenzkonversions-S-Parametermessung lediglich alle $0.1\,\mu$s ein Messwert aufgenommen werden kann. Dieser Messvorgang wird durch das Referenzsignal getriggert. Weiterhin lassen sich nur Signale mit einem Frequenzabstand von 10 MHz messen. Manche kaufbaren Messplätze bieten sogar nur 600 MHz Frequenzabstand. Durch Teilung des Referenzsignales kann man auf kleinere Schrittweiten kommen, wobei sich die Messzeit erhöht und oft die Empfindlichkeit geringer ist.

Absolute Fehlerkoeffizienten für frequenzumsetzende Messungen

Den generellen Aufbau eines Netzwerkanalysators für eine Zweitormessung zeigt das Bild 3.18.

Vor der Vermessung von klassischen (rein linearen) Streuparametern muss ein solcher Netzwerkanalysator (kurz NWA) kalibriert werden. D.h., es gibt ein zugehöriges Fehlermodell (Bild 3.19), dessen Fehlerkoeffizienten mit einer gewissen Anzahl an Kalibriermessungen an teilweise oder ganz bekannten Standards bestimmt werden.

Bei diesen linearen S-Parametermessungen genügt es, wenn alle Fehlerkoeffizienten nur

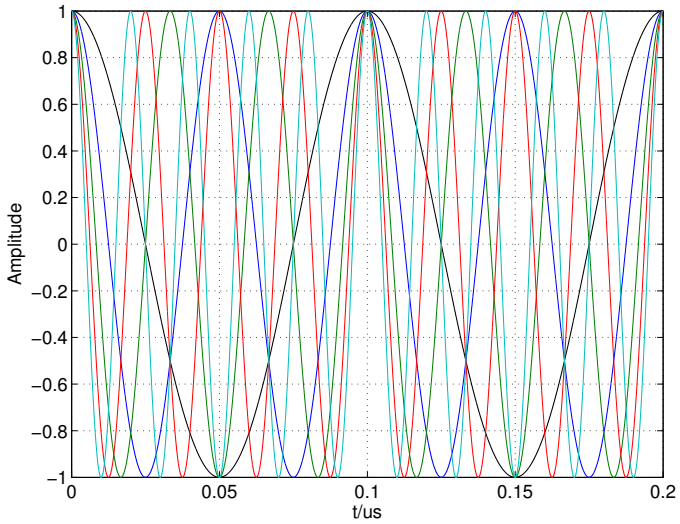


Bild 3.17: 10 MHz-Quarzsignal und dessen Oberwellen

bis auf einen Faktor bekannt sind. D.h., dass für die 8 Fehlerkoeffizienten in Bild 3.19 einer zu 1 gesetzt werden darf. Daher bezeichnet man diese Kalibrierverfahren auch als die 7 Term-Verfahren. Dieses ist erlaubt, da sich ein gleicher Fehler in allen Wellengrößen bei der Streuparameterberechnung $S_{ij} = \frac{b_i}{a_j}$ immer herauskürzt.

Möchte man jedoch Streuparameter für die Frequenzkonversion messen, so treten die b- und die a-Wellen bei zwei verschiedenen Frequenzen auf. Die zugehörigen S-Parameter können nur berechnet werden, wenn die Wellengrößen absolut bekannt sind. Diese lässt sich nur dadurch erreichen, dass man über der Frequenz die Fehlerkoeffizienten ebenfalls absolut bestimmt (Bild 3.20).

Alle neuartigen Kalibrierverfahren für frequenzumsetzende Messungen weisen deshalb zwei neue Kalibrierstandards auf:

Leistungsmesskopf und Kammgenerator.

Mit dem Leistungsmesskopf wird der Betrag einer Fehlerkoeffizientenübertragungsfunktion vermessen. Mit dem Kammgenerator, der Oberwellen mit bekannter Phasenlage zur Grundwelle generiert, wird die Phase der Übertragungsfunktion vermessen.

Das nunmehr einfachste Kalibrierverfahren für frequenzumsetzende Messungen wird als `Without Thru` [32] bezeichnet. Die zugehörigen Kalibrierstandards sind neben den beiden neuen Standards der Wellenabschluss (engl.: match bzw. load, M bzw. L), der Kurzschluss (engl.: short, S) und der Leerlauf (engl.: open, O). Vermisst man diese fünf Standards an einem Messtor, so kann man daraus dessen absolute Fehlerkoeffizienten berechnen. Dieses Verfahren kann an n Toren eingesetzt werden und ist deshalb direkt ein Mehrtorverfahren. Eine Durchverbindung ist nie notwendig und kann deshalb auch zur Verifikation herangezogen werden, [30].

Ist ein Netzwerkanalysator derartig kalibriert worden, so kann man mit diesem Gerät die fehlerkorrigierten absoluten Wellengrößen und somit auch Strom und Spannung messen.

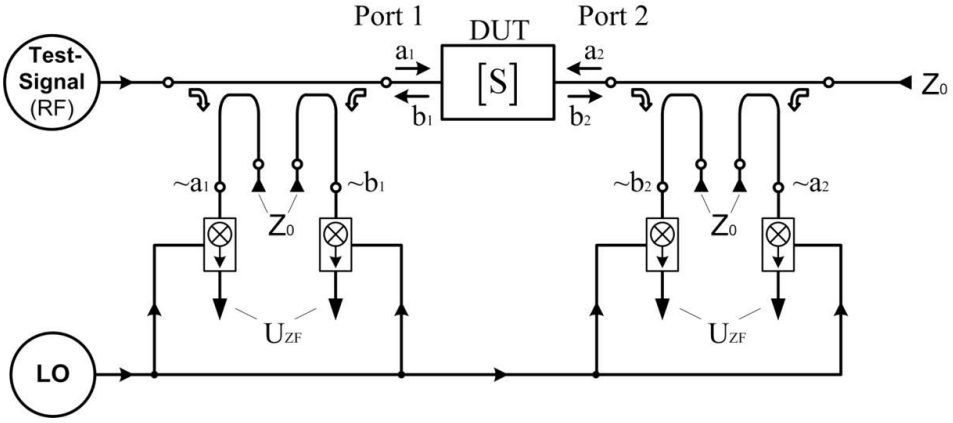


Bild 3.18: Aufbau eines Zweitor-Netzwerkanalysators

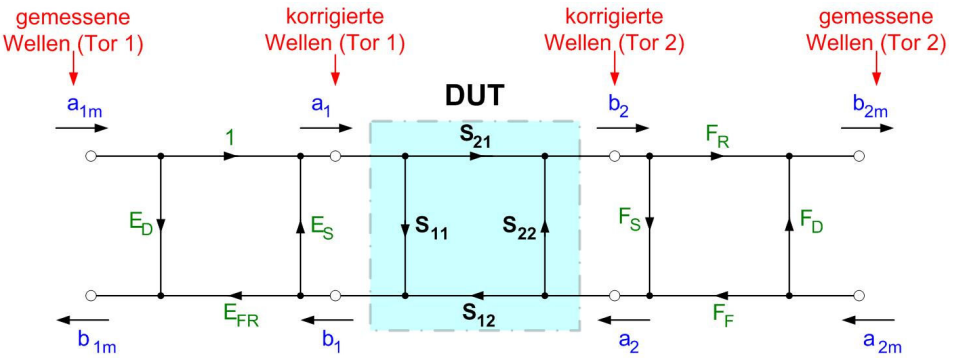


Bild 3.19: 7 Term-Fehlermodell eines Zweitor-Netzwerkanalysators für lineare S-Parametermessungen

Über eine FFT lassen sich aus den Übertragungsfunktion die zugehörigen Zeitfunktionen periodischer Signale sehr genau berechnen. Der NWA übernimmt zusätzlich die Funktion eines Sampling-Oszilloskopes, Bild 3.21.

Im Weiteren sollen die S-Parameter für frequenzumsetzende Messungen detailliert eingeführt, am Beispiel der vektoriellen Intermodulationsmessung die frequenzumsetzenden S-Parameter näher erläutert und die X-Parameter für Leistungsverstärker vorgestellt werden.

3.7.1 S-Parameter für frequenzumsetzende Messungen

Zunächst soll zur vereinfachten Übersicht der Frequenzkonversions-S-Parameter nur ein Eintor betrachtet werden.

Eintor mit einem Anregungssignal

Legt man beispielsweise an einer Diode ein einziges Großsignal a_1 bei der Frequenz f^1 an,

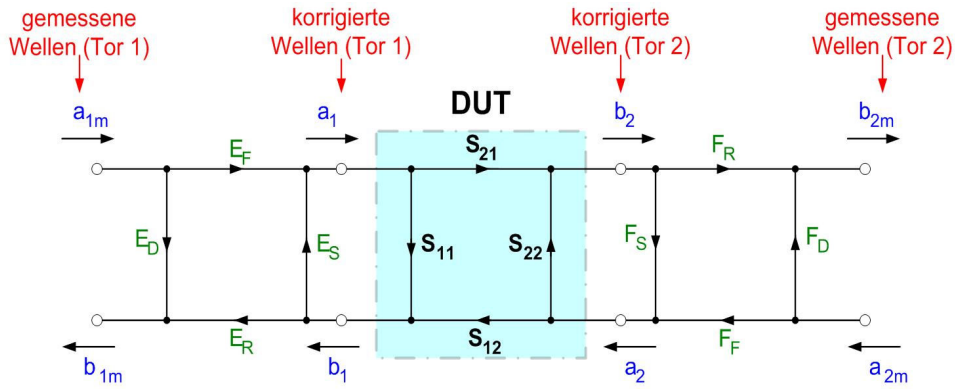


Bild 3.20: 8 Term-Fehlermodell eines Zweitor-Netzwerkanalysators für Frequenzkonversions-S-Parametermessungen

so bezeichnet man diese Welle vorteilhaft mit a_1^1. Es entstehen in diesem Fall Oberwellen. Neben der 1. Harmonischen mit der Welle a_1^1 und der reflektierten Welle b_1^1 sollen zwei weitere Harmonische bei den Frequenzen f^2 und f^3 betrachtet werden. Die beiden zugehörigen reflektierten Wellen bezeichnet man als b_1^2 und b_1^3. Da diese reflektierten Wellen am Eingang wieder reflektiert werden können, treten noch die beiden weiteren Wellen a_1^2 und a_1^3 auf.

Die vollständige Frequenzkonversions-S-Parametermatrix für die Grundwelle und die beiden Oberwellen lautet:

$$b_1^1 = S_{11}^{11}\, a_1^1 + S_{11}^{12}\, a_1^2 + S_{11}^{13}\, a_1^3 \quad , \tag{3.68}$$
$$b_1^2 = S_{11}^{21}\, a_1^1 + S_{11}^{22}\, a_1^2 + S_{11}^{23}\, a_1^3 \quad , \tag{3.69}$$
$$b_1^3 = S_{11}^{31}\, a_1^1 + S_{11}^{32}\, a_1^2 + S_{11}^{33}\, a_1^3 \quad . \tag{3.70}$$

Eventuell wird noch Energie als Gleichanteil konvertiert. In diesem Fall muss man wieder auf eine Strom-/Spannungsbetrachtung (wie bei Harmonic Balance) wechseln.

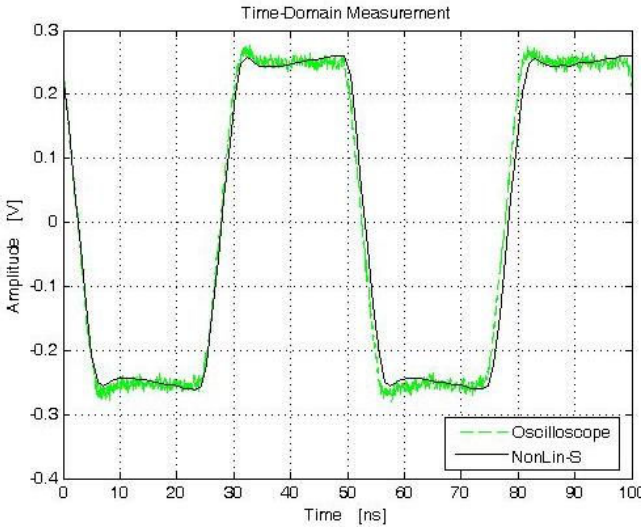


Bild 3.21: Zeitsignal vom Oszilloskope und von einer frequenzumsetzenden NWA-Messung

Die Bedeutung der Streuparameter S_{ij}^{mn} lässt sich an folgenden Beispielen veranschaulichen:

$S_{11}^{11} = \frac{b_1^1}{a_1^1}|_{a_1^2=a_1^3=0}$ Eingangsreflexionsfaktor bei angepassten Oberwellen, entspricht für f^1 S_{11}

$S_{11}^{21} = \frac{b_1^2}{a_1^1}|_{a_1^2=a_1^3=0}$ Frequenzkonversions-Eingangsreflexionsfaktor bei angepassten Oberwellen

$S_{11}^{12} = \frac{b_1^1}{a_1^2}|_{a_1^1=a_1^3=0}$ Frequenzkonversions-Eingangsreflexionsfaktor bei angepasster Grundwelle und Oberwelle a_1^3

$S_{11}^{22} = \frac{b_1^2}{a_1^2}|_{a_1^1=a_1^3=0}$ Eingangsreflexionsfaktor bei nicht vorhandener Grundwelle a_1^1 und angepasster Oberwelle a_1^3 entspricht für f^2 S_{11}

Einfach zu erkennen ist, dass die S-Parameter der Spur den linearen S-Parametern bei den zugehörigen Frequenzen entsprechen (z.B.: $S_{11}^{33} = S_{11}$ bei f^3). Dieses gilt aber nur für den zugehörigen `Betriebspunkt`.

Frequenzkonversions-Streuparameter sind nicht nur frequenzabhängig, sondern auch eine Funktion von dem zugehörigen Großsignal oder den zugehörigen Großsignalen. Allgemein gilt für Gleichung (3.68):

$$b_1^1 = S_{11}^{11}(a_1^1,\omega)\ a_1^1 + S_{11}^{12}(a_1^1,\omega)\ a_1^2 + S_{11}^{13}(a_1^1,\omega)\ a_1^3 \quad , \tag{3.71}$$

wobei a_1^1 in speziellen Fällen sogar als komplexe Zahl berücksichtigt werden muss. In vielen Fällen genügt es jedoch nur den Betrag $\left|a_1^1\right|$ zu berücksichtigen. Bei den im Weiteren noch vorgestellten X-Parametern wird in der Literatur oft nur die Abhängigkeit von a_1 $(= a_1^1)$ angegeben und die Frequenzabhängigkeit vorausgesetzt. Im Weiteren werden diese Abhängigkeiten nur gelegentlich explizit herausgestellt[2]

Bei der Definition von S_{11}^{12} erkennt man ein (messtechnisches) Problem. Wie soll S_{11}^{12} vermessen werden, wenn a_1^1 nicht angelegt werden darf? Die Lösung liegt in der zweistufigen Vorgehensweise. Zuerst bestimmt man S_{11}^{11}. Danach bestimmt man unter Abschluss von $a_1^3 = 0$ S_{11}^{12} aus:

$$S_{11}^{12} \;=\; b_1^1 \;/\; a_1^2 \;-\; S_{11}^{11}\; a_1^1 \;/\; a_1^2 \qquad . \tag{3.72}$$

Diese Anregung erfolgt mit einem Grundsignal und einer Oberwelle. Für Mischer- und Intermodulationsmessungen benötigt man ebenfalls zwei Anregungssignale.

Eintor mit zwei Anregungssignalen

Für die folgende Theorie ist es gleich ob, die zwei Anregungssignale gleich groß oder unterschiedlich groß sind. Die Gleichungen (3.68) bis (3.70) gelten weiterhin unverändert. Jedoch sollen nunmehr die beiden hochfrequenteren Wellen a_1^2 und a_1^3 die Anregungswellen sein. In diesem Fall ist es nur möglich bei der Frequenz f^1 durch einem $50\,\Omega$-Abschluss die Welle a_1^1 zu Null zu setzen.

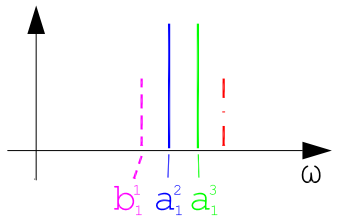


Bild 3.22: Darstellung der zwei Eingangssignale (a-Wellen) und des einen Ausgangssignals (b-Welle)

Möchte man nun wiederum S_{11}^{12} bestimmen, so muss man die Messwerte für die Gleichung (3.68) zweimalig (Messungen a und b) mit jeweils unterschiedlichen Phasenverhältnissen der Anregungswellen a_1^2 und a_1^3 aufnehmen:

$$b_{1a}^1 \;=\; S_{11}^{12}\; a_{1a}^2 + \; S_{11}^{13}\; a_{1a}^3 \qquad , \tag{3.73}$$

$$b_{1b}^1 \;=\; S_{11}^{12}\; a_{1b}^2 + \; S_{11}^{13}\; a_{1b}^3 \qquad . \tag{3.74}$$

Die einfache Matrizenumstellung liefert den gesuchten S-Parameter S_{11}^{12} und gleichzeitig S_{11}^{13}:

$$\begin{pmatrix} S_{11}^{12} \\ S_{11}^{13} \end{pmatrix} \;=\; \begin{pmatrix} a_{1a}^2 & a_{1a}^3 \\ a_{1b}^2 & a_{1b}^3 \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} b_{1a}^1 \\ b_{1b}^1 \end{pmatrix} \qquad . \tag{3.75}$$

[2]Die zugehörigen Großsignalmessungen werden einem sogenannten Hot-S-Parametermessplatz durchgeführt.

Mehrtore

Mit zunehmende Anzahl der Messtore werden die Matrizen für Frequenzkonversions-S-Parameter deutlich komplexer. Die Gleichungen (3.76-3.79) beschreiben ein Zweitor, bei dem die Grundwelle und eine Oberwelle berücksichtigt werden soll.

$$b_1^1 = S_{11}^{11}\, a_1^1 + S_{11}^{12}\, a_1^2 + S_{12}^{11}\, a_2^1 + S_{12}^{12}\, a_2^2 \tag{3.76}$$
$$b_1^2 = S_{11}^{21}\, a_1^1 + S_{11}^{22}\, a_1^2 + S_{12}^{21}\, a_2^1 + S_{12}^{22}\, a_2^2 \tag{3.77}$$
$$b_2^1 = S_{21}^{11}\, a_1^1 + S_{21}^{12}\, a_1^2 + S_{22}^{11}\, a_2^1 + S_{22}^{12}\, a_2^2 \tag{3.78}$$
$$b_2^2 = S_{21}^{21}\, a_1^1 + S_{21}^{22}\, a_1^2 + S_{22}^{21}\, a_2^1 + S_{22}^{22}\, a_2^2 \tag{3.79}$$

Die Erweiterung auf drei Harmonische sieht in Matrizenschreibweise wie folgt aus:

$$\begin{pmatrix} b_1^1 \\ b_1^2 \\ b_1^3 \\ b_2^1 \\ b_2^2 \\ b_2^3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11}^{11} & S_{11}^{12} & S_{11}^{13} & S_{12}^{11} & S_{12}^{12} & S_{12}^{13} \\ S_{11}^{21} & S_{11}^{22} & S_{11}^{23} & S_{12}^{21} & S_{12}^{22} & S_{12}^{23} \\ S_{11}^{31} & S_{11}^{32} & S_{11}^{33} & S_{12}^{31} & S_{12}^{32} & S_{12}^{33} \\ S_{21}^{11} & S_{21}^{12} & S_{21}^{13} & S_{22}^{11} & S_{22}^{12} & S_{22}^{13} \\ S_{21}^{21} & S_{21}^{22} & S_{21}^{23} & S_{22}^{21} & S_{22}^{22} & S_{22}^{23} \\ S_{21}^{31} & S_{21}^{32} & S_{21}^{33} & S_{22}^{31} & S_{22}^{32} & S_{22}^{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1^1 \\ a_1^2 \\ a_1^3 \\ a_2^1 \\ a_2^2 \\ a_2^3 \end{pmatrix} \quad . \tag{3.80}$$

Skalarer oder vektorieller Bezug der Anregungssignale

Es wurde bereits erwähnt, dass die Phasenlage der Anregungswellen eine Bedeutung haben kann. Hier gibt es zwei Klassen von nichtlinearen Effekten: Die Verstärker in Sättigung und den Rest.

a) Bei den Verstärkern in Sättigung verändert die Phasenlage der Anregungssignale leicht den Arbeitspunkt und somit die Frequenzkonversions-S-Parameter.

b) Bei dem Rest (Verstärker, Mischer, Intermodulationen u.v.m.) hat die Phasenlage der Anregungssignale keinen Einfluss auf die S-Parameter. Hier gilt beispielsweise für ein Eintor mit den die beiden hochfrequenteren Wellen a_1^2 und a_1^3 als Anregungswellen:

$$b_1^1 = S_{11}^{11}(|a_1^2|, |a_1^3|, \omega)\, a_1^1 + S_{11}^{12}(|a_1^2|, |a_1^3|, \omega)\, a_1^2 + S_{11}^{13}(|a_1^2|, |a_1^3|, \omega)\, a_1^3 \quad . \tag{3.81}$$

Jedoch gelten diese Resultate auch nur für den gewählten Arbeitspunkt. Erst Messungen in verschiedenen Arbeitspunkten erlauben dann die Erstellung eines nichtlinearen Modells des DUTs.

Datenformat für Frequenzkonversions-S-Parameter

Die konsequente Weiterentwicklung der s1p-, s2p- bzw. snp-Formate erlaubt eine relativ übersichtliche Form der Speicherung der Frequenzkonversions-S-Parameter.

Neben der Anzahl der Messtore müssen nunmehr auch die Anzahl der Harmonischen angegeben werden. Zusätzlich ist es notwendige die einspeisenden Großsignale mit in die Datei aufzunehmen.

Für ein Eintor muss der Steuerstring um die neuen Befehle

Hn: Anzahl der Harmonischen (n ist eine Zahl)

An: Berücksichtigung des Großsignals am Tor n

berücksichtigt werden. Damit man nicht nur Oberwellen darstellen kann, ist es sinnvoll die Harmonischen als Frequenz einzeln aufzulisten.

Für ein Eintor mit den beiden Signalen a_1^2 und a_1^3 als Anregungswellen und drei Harmonischen gilt:

```
#  frequency_unit  H3   A2    A3    S    DB    Ang    R    impedance
freq1   freq2   freq3   dbmA2   angA2    dbmA3   angA3           !1st row
dbS11(11) angS11(11)  dbS11(12) angS11(12)  dbS11(13) angS11(13) !2nd row
dbS11(21) angS11(21)  dbS11(22) angS11(22)  dbS11(23) angS11(23) !3nd row
dbS11(31) angS11(31)  dbS11(32) angS11(32)  dbS11(33) angS11(33) !4nd row
```

Das hier dargestellte Format kann als Weiterentwicklung des bereits genutzten P2D-Formats gesehen werden, das sich jedoch auf die Betragswerte der Anregungswellen und reiner (ggf. frequenzumsetzender) Zweitorübertragung beschränkt.

3.7.2 Vektorielle Intermodulationsmessungen

Intermodulationsmessungen sind sowohl in der Entwicklung wie auch in der Fertigung von Mobilfunkbaugruppen ein wichtiger Punkt zur Sicherstellung der Einhaltung der Systemspezifikation.

Im Folgenden soll der Übersicht halber sich nur auf Reflexionsmessungen (vektoriellen frequenzumsetzenden S_{11}-Messungen) beschränkt werden. Es soll der notwendige Aufwand, die Resultate und die neuen Vorteile dieser vektoriellen Messungen herausgestellt werden.

Im Bild 3.23 werden die möglichen Frequenzen für IM3- und IM5-Produkte dargestellt.

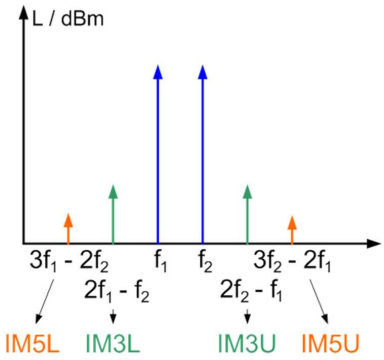


Bild 3.23: IM3- und IM5-Produkte für die Bezeichnung einer frequenzumsetzenden S-Parametermessung

Für diese beiden IM-Produkte ergeben sich bereits 8 Frequenzkonversions-S-Parameter:

$$S_{11}^{IM3L,f1}, S_{11}^{IM3U,f1}, S_{11}^{IM3L,f2}, S_{11}^{IM3U,f2}, S_{11}^{IM5L,f1}, S_{11}^{IM5U,f1}, S_{11}^{IM5L,f2}, S_{11}^{IM5U,f2}.$$

Diese Frequenzkonversions-S-Parameter lassen sich so definieren, wie im vorhergen Kapitel oder in Anlehnung an der skalaren IM-Messung.

Bei einer skalaren IM-Messung werden zwei gleichgroße Anregungssignale auf das Messobjekt gegeben. Der Intermodulationsabstand berechnet sich aus der Differenz der Signalleistung eines Anregungssignales (z.B. bei f_1) zur IM-Leistung (z.B. bei $IM3L$). Bei dieser Vorgehensweise ignoriert man die Energieeinspeisung bei der zweiten Frequenz (z.B. f_2). Mathematisch reduziert man die Gleichungen (3.68) bis (3.70) auf:

$$b_1^{IM3L} = S_{11}^{IM3L,IM3L}\, a_1^{IM3L} + S_{11}^{IM3L,f1}\, a_1^{f1} \quad , \tag{3.82}$$

$$b_1^{f1} = S_{11}^{f1,IM3L}\, a_1^{IM3L} + S_{11}^{f1,f1}\, a_1^{f1} \quad . \tag{3.83}$$

Diese Vorgehensweise ist zulässigt, da man bei Intermodulationsmessungen keine Abhängigkeit der Phasen hat. Sie ist weiterhin in der Praxis vorteilhaft, da man sich eine zweite Messung erspart (s. Gleichungen (3.73) und (3.74)). Darüber hinaus liefert diese Vorgehensweise die gleichen Resultate für die Beträge wie eine skalare IM-Messung. Aufgrund dieser Vorteile werden für Intermodulationsmessungen diese leicht anderen Frequenzkonversions-S-Parameter in der Praxis verwendet.

Die zugehörige Beschaltung eines Netzwerkanalysators ist im Bild 3.24 illustriert.

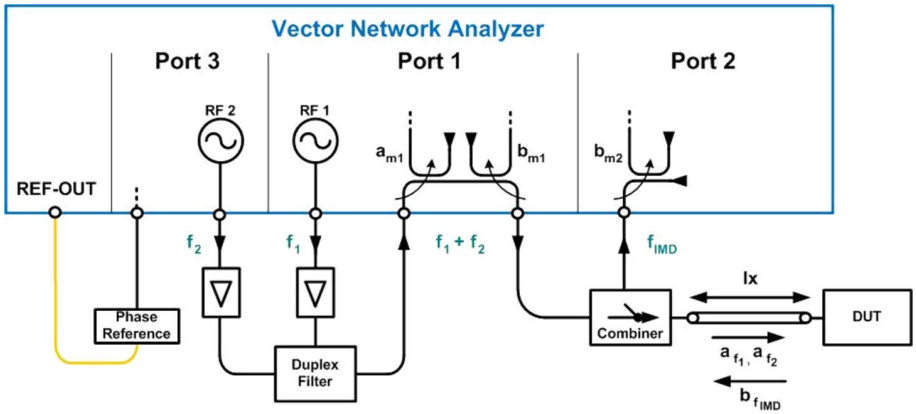


Bild 3.24: Netzwerkanalysator mit zugehörigem Testset zur vektoriellen IM-Reflexionsmessung

Als Phasenreferenz wird aus einem Empfänger der Kammgenerator mit bekannten Phasenwerten zwischen Grund- und Oberwellen angeschlossen. Dieses ist notwendig, da sehr häufig die internen RF- und der LO-Oszillator nicht im Phasenlock reproduzierbar sind. Der absolute Phasenwert des LO-Signals wird an dieser Messstelle bestimmt.

Bei modernen NWA wie dem ZVA von Rohde&Schwarz sind die beiden für IM-Messungen notwendigen RF-Quellen integriert. Deren Signale werden verstärkt, damit die Messdynamik vergrößert wird. Bei der IM-Messung von passiven Baugruppen (Antennen, Kabel) für die Mobilfunktechnik arbeitet man in der Praxis mit 100%-Messungen mit einer Dynamik von 160 dBc.

Damit diese hohe Dynamik auch erreicht werden kann, setzt man ein Duplex-Filter zur Unterdrückung der Oberwellen der Verstärker ein. Im Weiteren folgen externe oder die internen Koppler. Ggf. können die internen Koppler des NWAs die Leistungen nicht bewältigen. Zum Messobjekt (engl.: device under test, DUT) gelangt man durch einen Combiner. Bei Testsets mit großer Messdynamik handelt es sich wiederum um ein Duplexfilter.

Am dritten Tor des Combiners ist eine Empfangsmessstelle zur vektoriellen IM-Detektion kontaktiert.

Bei einem skalaren Messsystem ist das Testset identisch, lediglich die Messstellen werden durch skalaren Detektoren ersetzt.

Ein zugehöriges Resultat dieser neuen Messtechnik ist im Bild 3.25 abgedruckt.

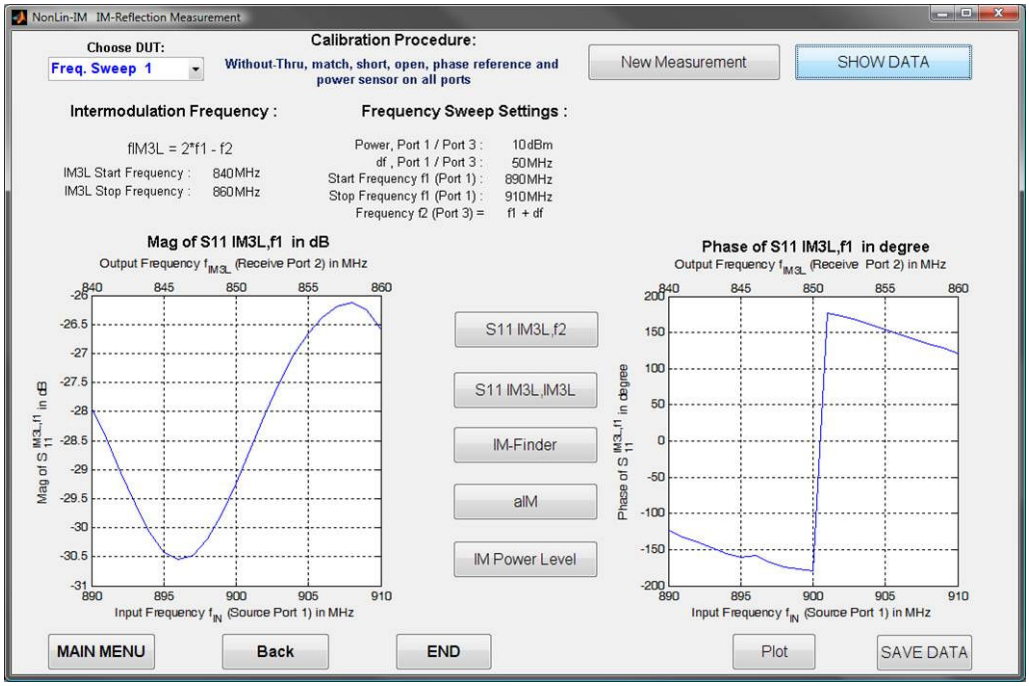


Bild 3.25: Messresultat einer vektoriellen IM-Reflexionsmessung

In diesem Beispiel wird ein Frequenzsweep dargestellt. Neu ist, dass zwei x-Achsen für a- und b-Welle dargestellt werden. Im rechten Teil sieht man den Phasenverlauf der Reflexion über der Frequenz. Im oberen Teil erkennt man alle Einstellungswerte.

Diese zusätzliche Information der Phase hilft einerseits beim Modelling des Bauelementes und kann andererseits direkt genutzt werden, um die Entfernung zwischen Messebene und Störstelle zu berechnen und somit den Ort der Störstelle anzugeben.

Diese Daten können auch in einem Schaltungssimulator weiterverarbeitet werden. Das dafür notwendige Dateiformat wird im Weiteren vorgestellt.

Datenformat für IM-Messungen

In HF-Simulationsprogrammen wie ADS steht das IMT-Format für die Einbindung von vektoriellen Intermodulationsmessungen zur Verfügung. Der Name rührt aus der englischen Bezeichnung “intermodulation table“.

Dieses Format gibt es in drei Ausgestaltungen:

* O-Typ IMT-Format, * A-Typ IMT-Format, * B-Typ IMT-Format.

Der O-Typ gibt nur skalare Werte an und deshalb wird hier darauf nicht weiter eingegangen. Der A-Typ hantiert mit 2 Eingangssignalen und ist für Standard IM-Messungen gut geeignet. Beim B-Typen liegt eine insbesondere für komplexe Mischermessungen interessante Variante vor.

Oft wird das IM-Format nur am Beispiel von Mischermessungen dargestellt. Hier soll im weiteren für den A-Typ eine kombinierte Darstellung gewählt werden. Im Weiteren soll f_1 durch f_{LO} und f_2 durch f_{RF} ersetzt werden. Genauso, wie es im Bild 3.23 dargestellt wurde, sollen nur die IM-Produkte um die beiden Frequenzen betrachtet werden.

Prinzipiell weisen die Nomenklaturen für die Dateiformate große Ähnlichkeiten mit dem bekannten s2p-Format auf. Beim IMT-Format lautet typischerweise die Definitionszeile:

```
# IMT ( GHz S DBM R 50.0 )
```

Die Frequenzen werden in bekannter Art und Weise in GHz angegeben und die Referenzimpedanz ist 50 Ω. Bei den S-Parametern handelt es sich aber um eine spezielle Art der Angabe. Diese werden in dBm und mit einer Phase in Grad angegeben. Dieses ist möglich, da zusätzlich die Leistungen der Eingangssignale bei den Frequenzen f_{LO} und f_{RF} bekannt sind.

Die Tabelle wird für ein Frequenzszenario angegeben. D.h., f_{LO} und f_{RF} sind fest. Das Format ist so gewählt, dass es für Mischer auch die Mischprodukte um die Oberwellen darstellt. Hier sollen im folgenden Beispiel nur die beiden IM-Produkte dritter Ordnung dargestellt werden: IM3L und IM3U.

Die Darstellung dieser Werte wird in Matrixform gemacht, wobei die Zeilen M die Vielfachen der LO-Frequenz und die (in der Datei nicht bezeichneten) Spalten N die Vielfachen der RF-Frequenz benennen. Das folgende Beispiel soll dieses Dateiformat verdeutlichen.

```
! A-type IMT file
BEGIN IMTDATA
! Option line for reference power at:
!           RF = +10 dBm, LO = +7 dBm
# IMT ( GHz S DBM R 50.0 )
! Format line for RF frequency    --   Eingangssignale bei N=1 und M=1
% FRF
  1.1
! Format line for LO frequency
% FLO
  1.0
! Format line for reference RF power
% PRF
  10
! Format line for reference LO power
% PLO
  7
! Format line for LO-side harmonics     --   Übertragungsfkt. zu 2*LO-1*RF = 2*M-1*N
```

```
%   M    -1          2
   -1     0   0    -55   139
    2   -45  -33     0     0
END IMTDATA
```

Somit gilt für IM3L: -45 dBm und -33° Phasendrehung. Nicht gemessene Werte müssen mit Null angegeben werden.

Weiterhin wäre die unter Frequenzkonversions-S-Parameter vorgestellte Definition sehr gut verwendbar. Hier lassen sich leicht Frequenzsweep- und Powersweep-Messungen weiterverarbeiten.

3.7.3 X-Parameter

X-Parameter[3] wurden von Agilent eingeführt und sind eine besondere Klasse der frequenzumsetzenden S-Parameter, die insbesondere für die Vermessung von Leistungsverstärkern entwickelt worden. Das Modell der X-Parameter beruht auf dem `Polyharmonic Distortion Modeling` wurde in [88] publiziert und bildet die Basis der folgenden Darstellung. Diese ist jedoch der Übersicht halber an den Nomenklaturen der Agilent-X-Parameter und der zuvor eingeführten Frequenzkonversions-S-Parameter angelehnt.

Im Weiteren werden folgende Indizes verwendet:

i: Index des Ausgangstores	k: Index der Ausgangsfrequenz
j: Index des Eingangstores	l: Index der Eingangsfrequenz

Für k und l sind auch Gleichanteile bei der Frequenz Null erlaubt. Allgemein kann man die frequenzumsetzenden Parameter mit der multivariablen komplexen Beschreibungsfunktion F_i^k für ein Mehrtor für eine beliebige Anzahl der Harmonischen wie folgt darstellen:

$$b_i^k \;=\; F_i^k(a_1^1, a_1^2, ..., a_2^1, a_2^2, ...) \qquad . \tag{3.84}$$

Die Abhängigkeit von ω ist in (3.84) nicht mehr dargestellt. Ansonsten lassen sich als eine Lösung dieser Gleichung die Frequenzkonversions-S-Parameter nach Gleichung (3.80) angeben.

Die X-Parameter haben eine große Verwandtschaft mit dem Harmonic Balance Verfahren für nur ein Anregungssignal und basieren deshalb auf ein Großsignal a_1^1. Im Weiteren wird zur Herleitung der X-Parameter Gleichung (3.84) bei der Phase Θ des komplexen Anregungssignals f_1 betrachtet. Diese Phasendrehung Θ ist als Zeitverzögerung zu interpretieren. Deshalb tritt diese Phase bei den Oberwellen mit dem zugehörigen Faktor auf:

$$b_i^k\, e^{jk\Theta} \;=\; F_i^k(a_1^1\, e^{j\Theta}, a_1^2\, e^{j2\Theta}, ..., a_2^1\, e^{j\Theta}, a_2^2\, e^{j2\Theta}, ...) \qquad . \tag{3.85}$$

Im nächsten Schritt soll diese Phase Θ der Inversen des Phasenwertes von a_1^1 (kurz $\angle a_1^1$) entsprechen und folgender Zusammenhang für P gelten:

$$P \;=\; e^{j\angle a_1^1} \;=\; e^{-j\Theta} \qquad \text{bzw.} \qquad P^{-1} = e^{j\Theta} \qquad . \tag{3.86}$$

[3] X-parameters is a registered trademark of Agilent Technologies

Durch Einsetzen in Gleichung (3.85) und Multiplikation mit P^{+k} ergibt sich:

$$b_i^k \;=\; F_i^k(|a_1^1|, a_1^2\,P^{-2}, a_1^3\,P^{-3}, ..., a_2^1\,P^{-1}, a_2^2\,P^{-2}, ...)\;P^k \qquad . \tag{3.87}$$

Im nächsten Schritt gibt es eine Zerlegung der Beschreibungsfunktion in die zwei vektoriellen Komponenten der Anregung:

$$b_i^k \;=\; XF_i^k(|a_1^1|)\,P^k \;+\; \sum_{jl}\left[G_{ij}^{kl}(|a_1^1|)\,P^k\;\mathrm{Re}\left\{a_j^l\,P^{-l}\right\} + H_{ij}^{kl}(|a_1^1|)\,P^k\;\mathrm{Im}\left\{a_j^l\,P^{-l}\right\}\right] \tag{3.88}$$

mit

$$XF_i^k(|a_1^1|) \;=\; F_i^k(|a_1^1|, 0, ..., 0) \qquad , \tag{3.89}$$

$$G_{ij}^{kl}(|a_1^1|) \;=\; \frac{\delta F_i^k}{\delta\;\mathrm{Re}\left\{a_j^l\,P^{-l}\right\}}\Big|_{|a_1^1|,0,...,0} \qquad , \tag{3.90}$$

$$H_{ij}^{kl}(|a_1^1|) \;=\; \frac{\delta F_i^k}{\delta\;\mathrm{Im}\left\{a_j^l\,P^{-l}\right\}}\Big|_{|a_1^1|,0,...,0} \qquad . \tag{3.91}$$

Man erkennt, dass die Übertragungsfunktionsgrößen XF, G und H für den Arbeitspunkt mit dem Anregungssignal a_1^1 hergeleitet sind.

Im nächsten Schritt verwendet man

$$\mathrm{Re}\left\{a_j^l\,P^{-l}\right\} \;=\; \frac{a_j^l\,P^{-l} + (a_j^l\,P^{-l})^*}{2} \qquad \text{und} \tag{3.92}$$

$$\mathrm{Im}\left\{a_j^l\,P^{-l}\right\} \;=\; \frac{a_j^l\,P^{-l} - (a_j^l\,P^{-l})^*}{2} \tag{3.93}$$

zur Herleitung der weiteren X-Parameter für $(j,l) \neq (1,1)$:

$$XS_{ij}^{kl}(|a_1^1|) \;=\; \frac{1}{2}\left(G_{ij}^{kl}(|a_1^1|) - j\,H_{ij}^{kl}(|a_1^1|)\right) \qquad , \tag{3.94}$$

$$XT_{ij}^{kl}(|a_1^1|) \;=\; \frac{1}{2}\left(G_{ij}^{kl}(|a_1^1|) + j\,H_{ij}^{kl}(|a_1^1|)\right) \qquad . \tag{3.95}$$

Mit diesen X-Parametern lässt sich Gleichung (3.88) in

$$b_i^k \;=\; XF_i^k(|a_1^1|)\,P^k \;+\; \sum_{(j,l)\neq(1,1)}\left[XS_{ij}^{kl}(|a_1^1|)\,P^{k-l}\,a_j^l \;+\; XT_{ij}^{kl}(|a_1^1|)\,P^{k+l}\,a_j^{l*}\right] \qquad . \tag{3.96}$$

In der von Agilent gewählten Nomenklatur lautet die gleiche Gleichung:

$$b_{ik} \;=\; X_{ik}^F(|a_{11}|)\,P^k \;+\; \sum_{(j,l)\neq(1,1)}\left[X_{ik,jl}^S(|a_{11}|)\,P^{k-l}\,a_{jl} \;+\; X_{ik,jl}^T(|a_{11}|)\,P^{k+l}\,a_{jl}^*\right] \tag{3.97}$$

mit der gleichen Bedeutung der Indizes.

Der Term X^T tritt nur auf, wenn ein Verstärker stark in Sättigung betrieben wird. Die anderen Terme X^F und X^S weisen eine Verwandtschaft zu den S-Parametern auf und gehen bei einer linearen Anregung in die Streuparameter über.

Kapitel 4

Leistungsverstärker

Schlagwörter wie das so genannte `Software Defined Radio, (SDR)` suggerieren, dass die die Entwicklung von Hardwarekomponenten anscheinend abnimmt. Analysiert man jedoch Umsetzungen dieses SDRs, so erkennt man, dass die Komplexität der notwendigen analogen Schaltungskomponenten sogar zugenommen hat.

Insbesondere der Bedarf einer Verstärkung der ausgesendeten Hochfrequenzleistung nimmt immer mehr zu. Die neuen digitalen Modulationsverfahren wie WLAN, Edge und UMTS erfordern zudem ein hochlineares Übertragungsverhalten dieser Leistungsverstärker.

Der zunehmende Einsatz von Funkmodulen in mobilen Geräten stellt größte Anforderungen an dem Wirkungsgrad von Leistungsverstärkern, damit einerseits die Sendezeiten maximiert werden und andererseits möglichst wenig Material für Kühlzwecke benötigt wird.

Da sogar im kW-Bereich zunehmend Transistorverstärker eingesetzt werden, findet in diesem Kapitel auch eine Beschränkung auf Transistorverstärker statt. Die hier vorgestellten Grundlagen und Architekturen lassen sich natürlich auch auf die zahlreichen Röhrenverstärkerkonstruktionen, die in vielen klassischen Büchern wie [95] nachzulesen sind, anwenden.

HF-Leistungsverstärker unterscheiden sich von Kleinsignalverstärker dadurch, dass die Transistoren nahezu oder komplett durch das gesamte Ausgangskennliniefeld durchgesteuert werden. Diese Leistungsverstärker (engl.: power amplifier, PA) können nur noch mit nichtlinearen Simulationstechniken analysiert werden. Jedoch sind alle Grundüberlegungen, die bereits für die Umsetzung eines linearen Kleinsignalverstärkers notwendig sind, auch für einen PA nötig. Deshalb basiert dieses Kapitel auf die Inhalte des Kapitels 8 aus [29]. Alle Designaspekte wie Randbedingungen von Betriebsspannungen, maximale Versorgungsströme, notwendige Leistungsverstärkung, MAG, k-Faktor, Linearitätsforderung, Rauschanforderungen müssen notwendiger Weise zunächst nach den Kriterien von [29] erfüllt werden. Auch der Weg, wie die passiven Anpassnetzwerke einfach zu synthetisieren sind, ist dort erläutert.

In diesem Kapitel wird zunächst auf die Grundlagen zur Entwicklung eines PA einschließlich der Ausgangsimpedanzanpassung eingegangen. Im Weiteren werden die klassischen

Betriebsarten A, B und C, die sich lediglich aus der Arbeitspunkteinstellung ergeben, detailliert eingeführt. Anschließend folgt die Vorstellung einer größeren Anzahl an Konzepten zur Verbesserung des Wirkungsgrades. Im Anschluss werden kombinierte Verstärker vorgestellt. Abschließend wird ausführlich auf Linearisierungstechniken eingegangen.

Vereinfachte Darstellung von Leistungsverstärkern

Das Blockschaltbild eines einstufigen Leistungsverstärkers (PAs) ist im Bild 4.1 dargestellt.

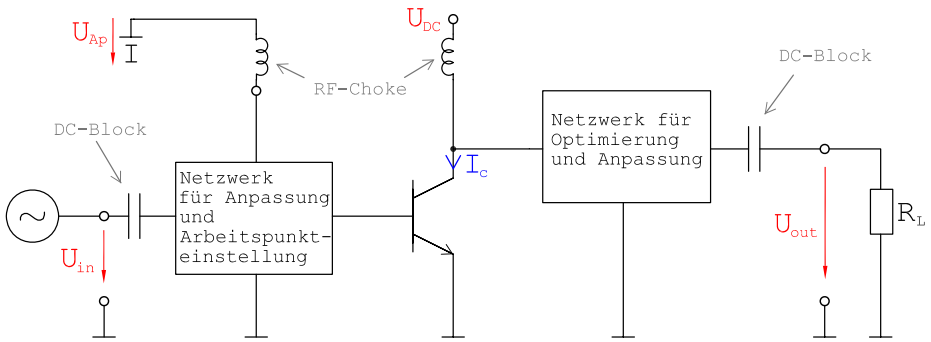


Bild 4.1: Blockschaltbild eines einstufigen Leistungsverstärkers

Die beiden enthaltenen Netzwerke beinhalten eine Impedanzanpassung bzw. eine Impedanztransformation zur Erzielung einer möglichst großen Leistungsverstärkung. Diese beiden Anpassnetzwerke wie auch das Netzwerk zur Arbeitspunkteinstellung sollen im Weiteren nicht mehr dargestellt werden. Aus Gründen zur verbesserten Übersicht wird ein PA nach Bild 4.1 gemäß Bild 4.2 vereinfacht dargestellt.

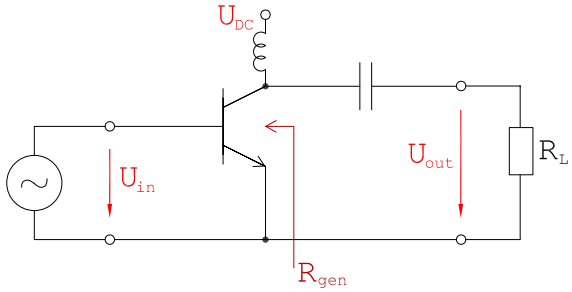


Bild 4.2: Vereinfachtes Blockschaltbild eines einstufigen Leistungsverstärkers

Bei der noch enthaltenen Zuführungsspule für die Gleichspannung und dem Blockkondensator soll es sich um ideale Bauelemente handeln. In realen Aufbauten sind es i.d.R. Bauelemente der Anpassschaltungen, wie in [29] vorgestellt.

Obwohl im Folgenden immer nur ein Bipolartransistor abgebildet sein wird, gelten die hier vorgestellten Theorien und Konzepte auch für Feldeffekttransistoren.

Auf die detaillierte Auslegung der Anpass- und Optimierungsnetzwerke wird noch eingegangen.

4.1 Grundlagen für die Entwicklung von Leistungsverstärkern

Die Entwicklung von Transistoren treibt die Höchstfrequenzelektronik in den unteren THz-Bereich. Neuste CMOS-Transistoren in der 45 nm-Technologie weisen Grenzfrequenzen von 250 GHz bzw. 0.25 THz auf.

Ähnlich schnell schritt die Entwicklung von Leistungstransistoren im ein- und zweistelligen voran. Der HF-Entwickler steht immer wieder vor der Entscheidung, welche Transistortechnologie für seine Anwendung die Beste ist. Hierfür soll der kommende Abschnitt eine Hilfe bieten.

4.1.1 Transistortechnologie

Die Wahl der Transistortechnologie ist für das Verhalten einer Verstärkerschaltung sehr wichtig. Jede Halbleitertechnologie bietet ihre Vor- und Nachteile. Diese müssen genau bekannt sein, um die für die gesuchte Anwendung beste Technologie zu wählen. Für rauscharme Verstärker bieten P/HEMTs (Pseudomorphic/High Electron Mobility Transistors) die besten Eigenschaften gefolgt von MESFETs (Metaloxid Semiconductor Field Effect Transistors). Im Leistungsverstärkerbereich sind MESFETs auch geeignet. Gerade für mobile Anwendungen sind HBTs (Heterojunction-Bipolar-Transistors) die beste Wahl, da sie hohe Effizienz und bei guter Linearität erzielen.

Die technologische Entwicklung der Heterostrukturen in den 80er Jahren löste bei Bipolartransistoren die widersprechende Bemessung für hohe Grenzfrequenz und hohe Verstärkung. Mittlerweile Hetero-Bipolartransistoren konventionelle Transistoren abgelöst und man findet diese auf Silizium (Si), Galliumarsenid (GaAs) und Indiumphosphid (InP). Si-HBTs werden für kleine und mittlere Leistungen bevorzugt eingesetzt. Die Massenanwendung für Leistungstransistoren sind GaAs-HBTs neben dem klassischen MESFET, dem HEMT und dem LDMOSFET.

Heterojunction Bipolartransistoren (HBTs)

Der heterojunction Bipolartransistor (HBT) ist ein Bipolartransistor, bei dem für Emitter und Basis zwei unterschiedliche Materialien gewählt werden (deshalb auch "heterojunction"). Er entspricht damit der bipolaren Ausführung eines High-Electron-Mobility-Transistors (HEMT).

HBTs erfüllen in vielerlei Hinsicht die gesteigerten Anforderungen an Leistungsverstärker für moderne Funksysteme wie WLAN oder UMTS. In kompakten Strukturen mit nur einer Versorgungsspannung, wie zum Beispiel Mobiltelefonen, bieten sie hohe Verstärkung, Effizienz und Linearität und lassen sich günstig produzieren.

Verglichen mit SiGe-Bauteilen besitzen GaAs-HBTs eine höhere Elektronenbeweglichkeit und profitieren von der Verfügbarkeit semi-isolierender Substrate. Diese Eigenschaften

führen zu niedrigen U_{ce}-Restspannungen bei hoher Stromdichte. Dementsprechend sind auf GaAs basierende HBTs auf dem kommerziellen Mobilfunkmarkt weit verbreitet, [37].

HBTs arbeiten nach dem gleichen Prinzip wie „normale“ Bipolartransistoren. Die Basis-Emitter-Diode wird in Durchlassrichtung und die Kollektor-Basis-Sperrschicht in Sperrrichtung betrieben. Elektronen werden vom Emitter in die Basisregion injiziert und durch das starke elektrische Feld in der Basis-Kollektor-Sperrschicht in den Kollektor beschleunigt.

Während Bipolartransistoren aus einem Material gefertigt sind, wird bei der Produktion von HBTs im Emitter ein Material mit größerem Bandabstand als der des Basishalbleiters verwand. Der Basishalbleiter selbst wird sehr hoch dotiert und möglichst dünn gefertigt, was zu kurzen Transitzeiten und zu einem niedrigen Bahnwiderstand führt. Zusätzlich wird der Emitter nur leicht dotiert um die Basis-Emitter-Kapazität minimal zu halten. All dies führt zu einer Transitfrequenz die deutlich über der von gewöhnlichen Bipolartransistoren liegt.

Nachteilig an allen GaAs-Transistoren sind die deutlich höheren Substratkosten sowie die ineffizienteren Fertigungslinien gegenüber Si-Produkten, so dass Si-Produkte deutlich preisgünstiger sind.

GaAs-HBTs lösten die MESFETs in mobilen Telefonen ab, da die aufwendige negative Gatespannung und das “normally-on“-Verhalten entfiel. Als Leistungsverstärker findet GaAs in HBTs auch aktuell eine recht große Verbreitung.

Mit HBTs lassen sich nunmehr Grenzfrequenzen von 600 GHz und mehr erzielen.

Insbesondere basierend auf Siliziumgermanium (SiGe) weisen HBTs sehr geringen Rauschzahlen auf.

Metaloxid Semiconductor Feldeffekttransistoren (MESFETs)

GaAs-MESFETs waren in den 70er Jahren die innovativsten Bauelemente im Hochfrequenzbereich. Für Leistungsverstärker muss der Kanalbereich jedoch sehr hoch dotiert werden, was zu einer Absenkung der Elektronengeschwindigkeit führt. Abhilfe brachte hier die Einführung einer Heterostruktur, was im HEMT mündete.

Nachteilig war die negative Gatespannung, das “normally-on“-Verhalten und die damit verbundenen Zusatzelektronik.

Mittlerweile werden MESFETs kaum noch eingesetzt.

High Electron Mobility Transistoren (HEMTs)

Der HEMT (engl. für high electronmobility transistor[1]) ist eine für den GHz-Bereich optimierte spezielle Bauform des Feldeffekttransistors.

Der HEMT brachte als kleiner GaAs-Transistor mit extrem geringer Rauschzahl in den 80er Jahren den Durchbruch für das Satellitenfernsehen. Mittlerweile wird diese spezielle Konstruktion auch häufig in Leistungstransistoren eingesetzt.

Die häufigste andere Bezeichnungen für den HEMT ist heterojunction Feldeffekttransistor (HFET).

[1] Transistor mit hoher Elektronenbeweglichkeit

Der HEMT besteht aus Schichten verschiedener Halbleitermaterialien mit unterschiedlich großen Bandlücken (daher Heterostruktur). Anfänglich wurde Gallium-Arsenid (GaAs) und Aluminium-Gallium-Arsenid (AlGaAs) verwendet, mittlerweile auch Galiumnitrid (GaN) und Aluminium-Gallium-Nitrid (AlGaN). Da die Bandlücke des AlGaAs größer ist als die des GaAs, bildet sich an der Grenzfläche dieser beiden Materialien auf Seiten des GaAs ein zweidimensionales Elektronengas (2DEG) aus, das als leitfähiger Kanal dient. Die Elektronenbeweglichkeit ist darin sehr hoch.

Durch die reine 2D-Bewegung weist dieser Transistortyp ein sehr geringes Eigenrauschen auf.

Sehr ausführlich wird der HEMT in [7] beschrieben.

LDMOS-Feldeffekttransistoren

LDMOS ist die Abkürzung für: "laterally diffused metal oxide semiconductor".

Dieser in Silizium gefertigte Leistungstransistor wird aufgrund des relativ geringen Preises am Häufigsten im unteren GHz-Bereich für Leistungswerte im 2- und 3-stelligen Wattbereich eingesetzt.

Der Eingang weist eine sehr großen kapazitiven Anteil auf und deshalb eignet sich dieser Transistor nicht für Breitbandleistungsverstärker.

Für schmalbandige Anwendungen lassen sich mittlerweile relativ gute Wirkungsgrade erzielen (bis zu 60 % bei 2.45 GHz und 20 W).

Die Applikationsschrift AN1226 von STMicroelectronics erläutert den Unterschied im Aufbau des LDMOS-Transistors zu einem normel DMOS-Aufbau.

GaN-Transistoren

Seit 2006 gibt es erste Galliumnitrid-HF-Transistoren (kurz GaN), die kommerziell verfügbar sind. GaN ist ein III-V-Halbleiter mit großer elektronischer Bandlücke (wide bandgap), der in der Optoelektronik (blaue und grüne Leuchtdioden) sowie für Hochleistungs-, Hochtemperatur- und HF-Feldeffekttransistoren Verwendung findet.

Nunmehr werden am häufigsten GaN-HEMT-Leistungstransistoren eingesetzt. Die Vorteile der Transistoren liegen in den sehr gut anpassbaren Ein- und Ausgangswiderständen, den sehr hohen Wirkungsgraden (>80 % bei 2.45 GHz und 20 W) und den sehr großen realisierbaren Leistungen.

Nachteilig ist der Preis, die negative Gatespannung, das "normally-on"-Verhalten und die damit verbundenen Zusatzelektronik.

Der hohe Preis wird aktuell dadurch gesenkt, dass man die GaN-Transistoren auf preisgünstigen Silizium-Karbid-Wafern (SiC) fertigt.

Weiterführendes zu den Transistortechnologien lässt sich in [37] nachlesen.

Wie aufwändig und komplex alleine der professionelle Einbau der HF-PA-Transistoren ist spiegelt die 50seitige Applikationsschrift AN10896 von NXP wieder.

4.1.2 Die Signalflussmethode und deren Anwendung

Signalflussdiagramme wurden bereits in [29] eingeführt. Das Signalflussdiagramm beschreibt ein lineares Netzwerk mittels der S-Parameter und der Wellengrößen a_i und b_i. Bild 4.3 illustriert das Diagramm eines Verstärkers.

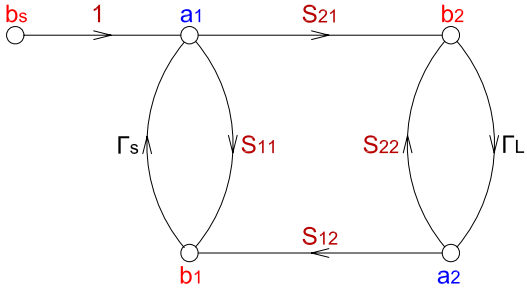


Bild 4.3: Signalflussdiagramm eines Verstärkers mit Lastimpedanz Γ_L und Quelle b_s

Die Signalflussmethode ist vom mathematischen Standpunkt aus gesehen eine universelle Methode zur Lösung linearer Gleichungen. Mit Hilfe der Manson-Regel lässt sich eine Transferfunktionen zwischen einer abhängigen und einer unabhängigen Variablen beschreiben. Die allgemeine Form lautet

$$T = \frac{P_1\left[1 - \sum L(1)^{(1)} + \sum L(2)^{(1)} - \ldots\right] + P_2\left[1 - \sum L(1)^{(2)} + \ldots\right] + \ldots}{1 - \sum L(1) + \sum L(2) - \sum L(3) + \ldots} \quad . \tag{4.1}$$

Anhand von Abbildung 4.3 soll die Anwendung der Manson-Regel erläutert werden:

Das Signalflussdiagramm des Verstärkers hat nur eine unabhängige Variable b_s. Als Beispiel soll hier die Transferfunktion $T = \frac{b_1}{b_s}$ erstellt werden.

Die Terme P_i beschreiben die verschiedenen Pfade, die die abhängige und die unabhängige Variable, dessen Transferfunktion bestimmt werden soll, verbinden. Knoten dürfen dabei von einem Pfad nur einmal durchlaufen werden und es darf nur in Pfeilrichtung von der unabhängigen zur abhängigen Variablen gegangen werden. Für die geforderte Transferfunktion gibt es zwei Pfade $P_1 = S_{11}$ und $P_2 = S_{21}\Gamma_L S_{12}$.

$\sum L(1)$ ist die Summe aller Schleifen 1. Ordnung. Eine Schleife 1. Ordnung ist das Produkt aller Zweige, die man in Pfeilrichtung durchläuft, um von einem Knoten wieder zum gleichen Knoten zu gelangen. Im Bild 4.3 sind $S_{11}\Gamma_S$, $S_{21}\Gamma_L S_{12}\Gamma_S$ und $S_{22}\Gamma_L$ Schleifen 1. Ordnung.
$\sum L(2)$ ist die Summe aller Schleifen 2. Ordnung. Eine Schleife 2. Ordnung ist das Produkt aus zwei sich nicht berührenden Schleifen 1. Ordnung. In Abbildung 4.3 ist $S_{11}\Gamma_S S_{22}\Gamma_L$ eine Schleife 2. Ordnung.
$\sum L(3)$ ist die Summe aller Schleifen 3. Ordnung. Eine Schleife 3. Ordnung ist das Produkt aus drei sich nicht berührenden Schleifen 2. Ordnung. Im Beispiel 4.3 existieren keine Schleifen 3. Ordnung.

Allgemein gilt: $\sum L(i)$ ist die Summe aller Schleifen i. Ordnung. Eine Schleife i. Ordnung ist das Produkt aus i sich nicht berührenden Schleifen $(i-1)$. Ordnung.

Der Term $\sum L(1)^{(P)}$ ist die Summe aller Schleifen 1. Ordnung, die den Pfad P nicht berühren. Im Bild 4.3 gibt es zwei Pfade. Für P_1 gilt $\sum L(1)^{(1)} = \Gamma_L S_{22}$ und für P_2 gilt $\sum L(1)^{(2)} = 0$.
Der Term $\sum L(2)^{(P)}$ ist die Summe aller Schleifen 2. Ordnung, die den Pfad P nicht berühren. Für $P_{1,2}$ gilt $\sum L(2)^{(1,2)} = 0$.

Allgemein gilt: Der Term $\sum L(1)^{(P)}$ ist die Summe aller Schleifen i. Ordnung, die den Pfad P nicht berühren. Mit der Manson-Regel ergibt sich somit

$$T = \frac{b_1}{b_s} = \frac{S_{11}(1-\Gamma_L S_{22}) + S_{21}\Gamma_L S_{12}}{1-(S_{11}\Gamma_S + S_{22}\Gamma_L + S_{21}\Gamma_L S_{12}\Gamma_S) + S_{11}\Gamma_S S_{22}\Gamma_L} \quad . \tag{4.2}$$

Mit Hilfe des Signalflussdiagramms, der Manson-Regel und dem Wissen, dass die einlaufenden Welle zum Quadrat minus der reflektierten Welle zum Quadrat gleich der Leistung an einer Last ist ($P_L = \frac{1}{2}|a_2|^2 - \frac{1}{2}|b_2|^2 = \frac{1}{2}|b_2|^2(1-|\Gamma_L|^2)$), lassen sich alle Parameter für die lineare Betrachtung eines Verstärkers berechnen.

Wendet man die Manson-Regel an, um den Eingangsreflexionsfaktor eines Verstärkers, wie im Bild 4.4 dargestellt, zu ermitteln, ergibt sich folgende Gleichung

$$\Gamma_{in} = \frac{S_{11}(1-\Gamma_L S_{22}) + S_{21}\Gamma_L S_{12}}{1-S_{22}\Gamma_L} = S_{11} + \frac{S_{12}S_{21}\Gamma_L}{1-S_{22}\Gamma_L} \tag{4.3}$$

und für den Ausgangsreflexionsfaktor (Abb. 4.4) ergibt sich

$$\Gamma_{out} = S_{22} + \frac{S_{12}S_{21}\Gamma_S}{1-S_{11}\Gamma_S} \quad . \tag{4.4}$$

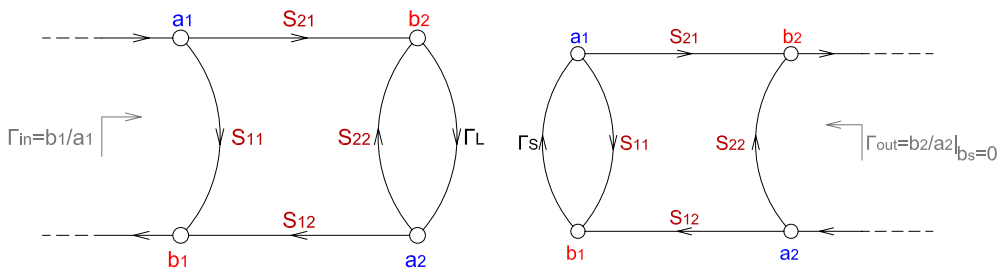


Bild 4.4: Signalflussdiagramme des Eingangsreflexionsfaktors eines Verstärkers mit Lastimpedanz und des Ausgangsreflexionsfaktors eines Verstärkers

4.1.3 Leistungsbegriffe

In der Verstärkerentwicklung gibt es verschiedene Leistungsbegriffe, die anhand von Abbildung 4.5 und 4.6 erklärt werden müssen.

Diese Begriffe gelten nur für Kleinsignale uneingeschränkt. Da im Großsignalbetrieb Nichtlinearitäten und physikalische Grenzen berücksichtigt werden müssen, ist eine Gültigkeit im Einzelfall zu prüfen.

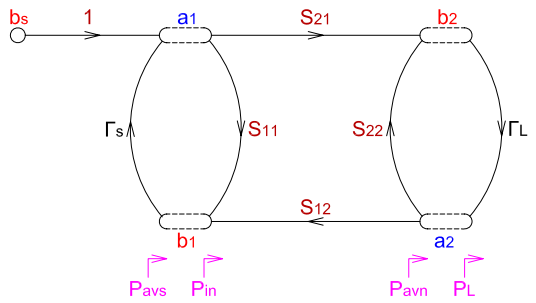


Bild 4.5: Verschiedene Leistungsbegriffe im Signalflussdiagramm eines Verstärkers

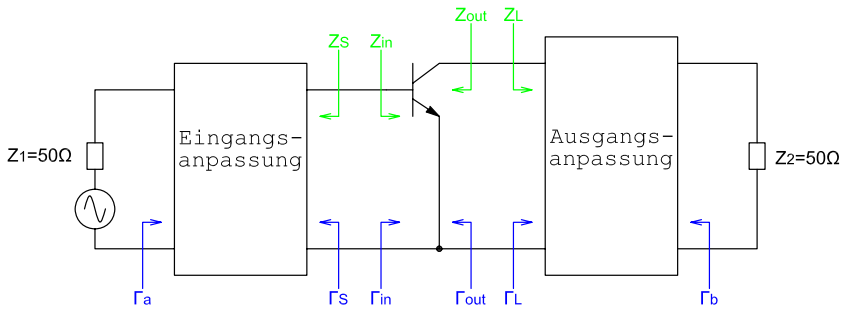


Bild 4.6: Reflexionen innerhalb der Teilschaltungen eines Verstärkers

P_{avs} ist die Leistung, die die Quelle bei konjugiert komplexer Anpassung an eine Last abgeben würde.

$$P_{avs} = P_{in}|_{\Gamma_{in}=\Gamma_S*} = \frac{\frac{1}{2}|b_S|^2}{1-|\Gamma_S|^2} \tag{4.5}$$

P_{in} ist die Leistung, die vom Eingangsanpassnetzwerk an den Verstärker abgegeben wird, und ist gleich P_{avs} bei einer konjugiert komplexem Eingangsimpedanz des Anpassnetzwerkes.

$$P_{avs} = P_{in}|_{\Gamma_{in}=\Gamma_S*} \tag{4.6}$$

Ansonsten ist P_{in} gleich

$$P_{in} = \frac{1}{2}|b_S|^2 \frac{1-|\Gamma_{in}|^2}{|1-\Gamma_{in}\Gamma_S|^2} \quad . \tag{4.7}$$

Für die Verknüpfung von P_{avs} und P_{in} ergibt sich damit

$$P_{in} = P_{avs} M_S \tag{4.8}$$

mit

$$M_S = \frac{(1-|\Gamma_S|^2)(1-|\Gamma_{in}|^2)}{|1-\Gamma_S\Gamma_{in}|^2} \quad . \tag{4.9}$$

M_S ist der Eingangsfehlanpassungsfaktor und ein Maß dafür, wie viel Leistung am Transistor reflektiert wird.

Ausgangsseitig gibt es ebenfalls zwei Leistungsbegriffe P_{avn} und P_L. P_{avn} ist die Leistung, die bei konjugiert komplexer Ausgangsanpassung vom Transistor abgegeben werden kann. P_L ist die Leistung, die an der Last abgegeben wird.

$$P_{avn} = \frac{\frac{1}{2}|b_2|^2}{1 - |\Gamma_{out}|^2} \tag{4.10}$$

Bei konjugiert komplexer Ausgangsanpassung gilt

$$P_{avn} = P_L|_{\Gamma_L = \Gamma_{out}*} \quad . \tag{4.11}$$

Allgemein berechnet sich P_L mit

$$P_L = \frac{1}{2}|b_2|^2 \frac{1 - |\Gamma_L|^2}{|1 - \Gamma_{out}\Gamma_L|^2} \quad . \tag{4.12}$$

P_{avn} und P_L sind über den Ausgangsfehlanpassungsfaktor M_L verknüpft.

$$P_L = P_{avn} M_L \tag{4.13}$$

mit

$$M_L = \frac{(1 - |\Gamma_L|^2)(1 - |\Gamma_{out}|^2)}{|1 - \Gamma_L \Gamma_{out}|^2} \quad . \tag{4.14}$$

4.1.4 Weitere Grundbegriffe

Verstärkung

Da es verschiedene Leistungsbegriffe gibt, ist es nahe liegend, dass auch für die Verstärkung verschiedene Definitionen existieren [24, 95]. Hier gelten bezüglich Klein- und Großsignalbetriebs die gleichen Einschränkungen wie in Kapitel 2.2.6.

Erstens der „Transducer Gain“ G_T, der definiert ist als

$$G_T = \frac{P_L}{P_{avs}} = \frac{\text{Leistung, die an der Last abgegeben wird}}{\text{Leistung, die von der Quelle abgegeben werden kann}} \ , \tag{4.15}$$

zweitens der „Power Gain“ G_P, der wie folgt definiert ist:

$$G_P = \frac{P_L}{P_{in}} = \frac{\text{Leistung, die an der Last abgegeben wird}}{\text{Leistung, die vom Netzwerk abgenommen wird}} \ , \tag{4.16}$$

und zu guter Letzt der „Available Power Gain“ G_A, der gemäß

$$G_A = \frac{P_{avn}}{P_{avs}} = \frac{\text{Leistung, die vom Netzwerk abgegeben werden kann}}{\text{Leistung, die von der Quelle abgegeben werden kann}} \tag{4.17}$$

definiert. Berechnet werden die Verstärkungen mit den Gleichungen

$$G_T = \frac{1 - |\Gamma_S|^2}{|1 - \Gamma_{in}\Gamma_S|^2} |S_{21}|^2 \frac{1 - |\Gamma_L|^2}{|1 - S_{22}\Gamma_L|^2} \tag{4.18}$$

oder

$$G_T = \frac{1-|\Gamma_S|^2}{|1-S_{11}\Gamma_S|^2}|S_{21}|^2\frac{1-|\Gamma_L|^2}{|1-\Gamma_{out}\Gamma_L|^2} \tag{4.19}$$

bzw.

$$G_P = \frac{1}{1-|\Gamma_{in}|^2}|S_{21}|^2\frac{1-|\Gamma_L|^2}{|1-S_{22}\Gamma_L|^2} \tag{4.20}$$

und

$$G_A = \frac{1-|\Gamma_S|^2}{|1-S_{11}\Gamma_S|^2}|S_{21}|^2\frac{1}{1-|\Gamma_{out}|^2} \ . \tag{4.21}$$

Maximal verfügbarer Leistungsgewinn und maximaler stabiler Leistungsgewinn

Der maximal verfügbare Leistungsgewinn kurz MAG (engl.: Maximum Available Gain) genannt, ist ein Maß für die, mit einem im Ein- und Ausgang konjugiert komplex angepassten Transistor, maximal erreichbare Verstärkung. Er gilt nur bei stabilen Schaltungen und kann ansonsten zu falschen Ergebnissen führen [29]. Berechnet wird der MAG mit

$$MAG = \frac{|S_{21}|}{|S_{12}|}(k-\sqrt{k^2-1}) \ . \tag{4.22}$$

k ist der Stabilitätsfaktor (s. Glg. (4.28)) und wird mit Glg. (4.22) berechnet.

Der maximale stabile Leistungsgewinn MSG (engl.: Maximum Stable Gain) bezeichnet die Verstärkung, die ein Verstärkerschaltung für $k = 1$ liefert und berechnet sich folglich mit

$$MSG = \frac{|S_{21}|}{|S_{12}|} \ . \tag{4.23}$$

Einer dieser Begriffe wird in der Regel in Transistordatenblättern geführt und dient als wichtiges Kriterium bei der Wahl eines geeigneten Transistors.

Wirkungsgrad

Für den Wirkungsgrad einer Verstärkerstufe gibt es in der Literatur mehrere Definitionen. Die Gebräuchlichsten sind die PAE (engl.: Power Added Efficiency) und der allgemeine Wirkungsgrad η. Sie unterscheiden sich darin, dass in der PAE-Berechnung neben der Gleichstromleistung P_{DC} auch die Eingangsleistung P_{in} mit berücksichtigt wird, die dem Verstärker zugeführt wird. Der Wirkungsgrad η berücksichtigt lediglich die Gleichstromleistung, was dazu führt, dass die PAE immer schlechter ist als η.

$$PAE = \frac{P_{out}-P_{in}}{P_{DC}} \tag{4.24}$$

$$\eta = \frac{P_{out}}{P_{DC}} \tag{4.25}$$

Je geringer die Eingangsleistung bezogen auf die Ausgangsleistung P_{out} ist, desto geringer ist folglich die Differenz zwischen beiden Effizienzbegriffen. Dies führt dazu, dass sie gelegentlich gleichgesetzt werden.

4.1.5 Stabilität

Eine elementare Größe, die beim Verstärkerentwurf zwingend zu betrachten ist, ist die Stabilität. Die meisten Transistoren neigen ohne äußere Beschaltung zum Schwingen und müssen durch schaltungstechnische Maßnahmen, wie z.B. Strom- oder Spannungsgegenkopplung, stabilisiert werden.

Absolute Stabilität bedeutet, dass es nicht möglich ist, mit einem beliebigen passiven Generator- oder Lastabschluss ($\Gamma_S < 1$, $\Gamma_L < 1$) eine Schaltung zum Schwingen zu bringen. Um diese absolute Stabilität für aktive Zweitore zu erzeugen, wird der Stabilitätsfaktor k über der Frequenz betrachtet. Seine Herleitung ist bereits in zahlreichen Büchern [24] publiziert, weshalb hier nur die Formeln und die Anwendung präsentiert werden. Ein aktives Zweitor ist absolut stabil, wenn gilt $k > 1$ und die Bedingungen

$$1 - |S_{11}|^2 > |S_{12}S_{21}| \tag{4.26}$$

und

$$1 - |S_{22}|^2 > |S_{12}S_{21}| \tag{4.27}$$

erfüllt sind. Der Stabilitätsfaktor k berechnet sich wie folgt,

$$k = \frac{1 - |S_{11}|^2 - |S_{22}|^2 + |\Delta|^2}{2\,|S_{12}S_{21}|} \tag{4.28}$$

mit

$$\Delta = S_{11}S_{22} - S_{12}S_{21}\ . \tag{4.29}$$

Bedingte Stabilität bedeutet, dass ein Verstärker nur mit bestimmten Abschlüssen stabil arbeitet. Das lässt sich durch die so genannten Stabilitätskreise im Smith-Chart darstellen und überwachen.

Alle Herleitungen und weiterführenden Erklärungen bzw. Ergänzungen zu diesem Abschnitt sind in [29, 95] oder [24] zu finden.

4.1.6 Wahl der Lastimpedanz

Die Auslegung der passiven Netzwerke zur Beschaltung eines Leistungsverstärkers hat einen sehr großen Einfluss auf dessen verfügbare maximale Ausgangsleistung und dem Wirkungsgrad. Diese Netzwerke transformieren die Systemimpedanz ($Z_0 = Z_L$) in eine für den Transistor optimale Impedanz Z_{in}. Welche Eingangsimpedanz (Z_{in}) angestrebt wird, wird im folgendem Abschnitt erläutert.

In diesem Abschnitt soll lediglich das Verhalten der Beschaltungsnetzwerke bei der Arbeitsfrequenz untersucht werden. Am Verstärkereingang wird ein derartiges Transformationsnetzwerk zur Realisierung der konjungiert komplexen Anpassung verwendet. Auf die Kriterien zur Anpassung am Ausgang wird im Weiteren noch detailliert eingegangen.

Bild 4.7 zeigt einfachste Netzwerke, die hierfür eingesetzt werden können.

Lässt man zusätzlich Leitungsbauelemente zu, so wird die Anzahl der möglichen Netzwerke deutlich größer. Gleiches gilt, wenn man anstatt zwei drei Bauelemente einsetzt. In [29] wurde mit der Einführung des Γ-Transformators gezeigt, wie das Transformationsverhältnis und die einsetzbare Bandbreite zusammenhängen. Weiterhin haben auch noch die

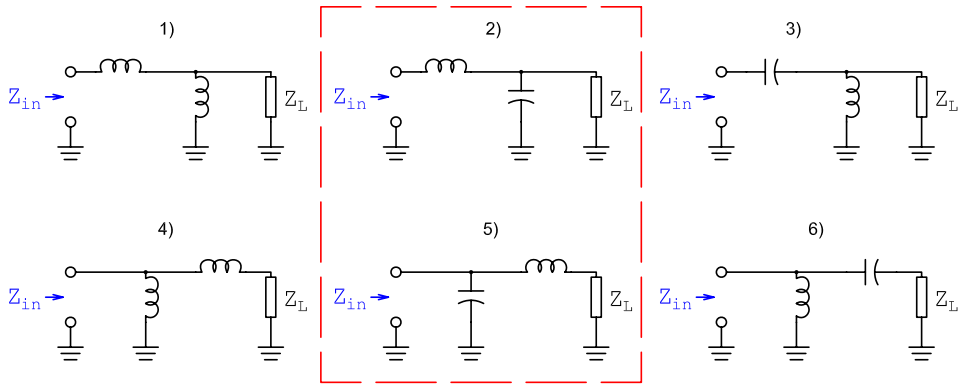


Bild 4.7: Verschiedene Konstellationen für Γ-Transformatoren (LC-Netzwerke) bzw. L-Netzwerke (enthalten nur L oder C) mit konzentrierten Spulen und Kondensatoren

endlichen Güten der Bauelemente eine verringernden Einfluss auf die Bandbreite. All diese Auslegungsaspekte wurden in [29] ausführlich erläutert. Jedoch werden aus Gründen der optimalen Tuning-Möglichkeiten in der Praxis kurze hochohmige Leitungen (in Relation zur Transistorausgangsimpedanz) in Form von 50 Ω-Leitungen und Shunt-Kondensatoren und somit die im Bild 4.7 rot gekennzeichneten Netzwerke eingesetzt.

Bild 4.8 zeigt die einfache Realisierungsform, die viel Tuning über die Schiebungung der Kondensatoren zulässt.

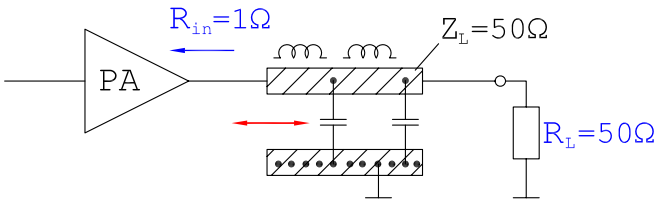


Bild 4.8: Praktische Realisierung eines zweistufigen Γ-Transformators (LC-Netzwerke) aus den leicht veränderbaren quasi-konzentrierten Leitungsinduktivitäten und den Shunt-Kondensatoren

Damit keine Reflexionen entstehen, wird in der Hochfrequenztechnik in der Regel eine konjugiert komplexe Anpassung erzeugt, um Verluste zu minimieren, so auch grundsätzlich in Verstärkerschaltungen. In der Elektronik werden die konjugiert komplexe Anpassung und die Leistungsanpassung oftmals gleichgesetzt. Dies gilt aber nur, wenn man die physikalischen Grenzen der Transistoren und Gleichspannungsquellen außer Acht lässt. Bei Verwendung einer konjugiert komplexen Anpassung erreicht man immer maximale Verstärkung. Dabei kann es passieren, dass die maximale Ausgangsleistung durch die maximale Spannung U_{max} der Gleichspannungsquelle begrenzt wird (Abb. 4.9), obwohl der maximale Strom I_{max} noch nicht erreicht ist.

Dies führt dazu, dass das Potential des Transistors nicht optimal ausgenutzt wird. Um

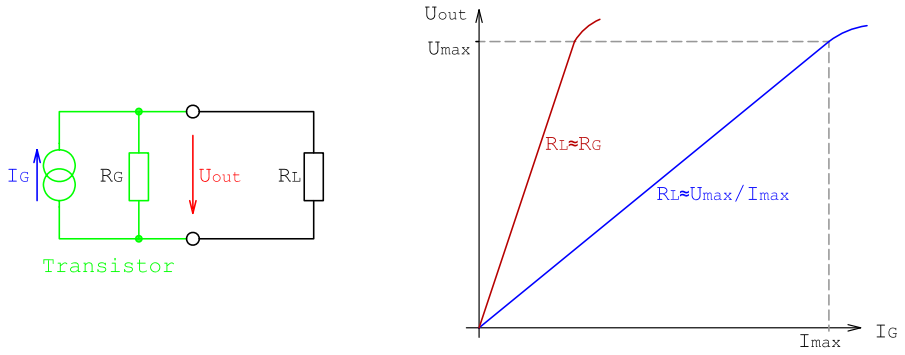


Bild 4.9: Strom-Spannungskennlinie bei konjugiert komplexem Anpassnetzwerk und bei optimalem Leistungsanpassnetzwerk

den maximalen Strom und die maximale Spannung optimal auszunutzen muss i.d.R. ein kleinerer Lastwiderstand gewählt werden. Dieser Lastwiderstand $R_L \simeq R_{opt}$ lässt sich unter der Annahme, dass der Innenwiderstand der Quelle R_G sehr viel größer ist $R_G >> R_{opt}$, durch die einfache Gleichung

$$R_L \simeq \frac{U_{max}}{I_{max}} \tag{4.30}$$

abschätzen. Muss R_G in der Berechnung berücksichtigt werden, ändert sich aufgrund der Parallelschaltung von R_G und R_L die obige Gleichung wie folgt

$$R_{opt} = \frac{R_L \cdot R_G}{R_L + R_G} = \frac{U_{max}}{I_{max}} \quad . \tag{4.31}$$

Oft handelt es sich bei R_G um eine komplexe Impedanz Z_G. Jedoch ist in der Praxis der Imaginärteil oft recht klein. Hier genügt es häufig die oben dargestellte Abschätzung für Startwerte der Simulation zu verwenden. Ansonsten kann man auch in einem ersten Schritt den Imaginärteil von Z_G kompensieren.

Hier stellt sich die Frage, ob ein so optimiertes Netzwerk nicht aufgrund der „Fehlanpassung“ und den auftretenden Reflexionen Probleme aufwirft. Die durch Reflexionen auftretenden stehenden Wellen können nur dann auftreten, wenn in einem Sendesystem keine Welle von der Antenne zurück läuft. Die Anpassung der Antenne lässt sich durch einen Isolator oder einer Spezialantennenkonstruktion nach [53] lösen. Als weitere Alternative wird im Weiteren noch ein balanciertes Verstärkerkonzept vorgestellt.

In der Hochfrequenztechnik ist es üblich Strom und Spannung zu abstrahieren und nur die Ein- und Ausgangsleistung zu betrachten. Der oben geschilderte Effekt lässt sich auch hier nachweisen. Abb. 4.10 stellt die Ausgangs- über der Eingangsleistung eines Transistors mit zwei unterschiedlichen Ausgangsanpassungen dar.

Der durchgezogene Graph gehört zu einem konjugiert komplexen Anpassnetzwerk und der gestrichelte zu einem optimierten so genannten Leistungsanpassnetzwerk. Die Punkte A.i bezeichnen die maximale lineare Ausgangsleistung und die Punkte B.i den 1 dB Kompressionspunkt. Mit konjugiert komplexer Anpassung ist die Verstärkung um 1 - 2 dB höher,

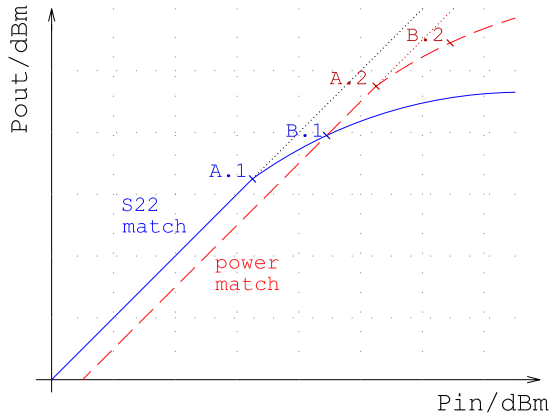


Bild 4.10: Pout über Pin für ein konjugiert komplexes Anpassnetzwerk und ein Leistungsanpassnetzwerk

hingegen ist die maximale lineare Ausgangsleistung um 1 - 4 dB niedriger. Das Ausmaß der Steigerung ist abhängig von der Technologie und vom Bauteil, aber der Effekt ist bei allen Transistoren zu erkennen.
Hier wurde deutlich gezeigt, dass die konjugiert komplexe Anpassung nicht gleich der optimalen Leistungsanpassung ist.

In der Hochfrequenzmesstechnik gibt es zur Einstellung der optimalen Ausgangsanpassung die so genannte Load-Pull-Messung. Eine kommerzielle Messanordnung ist in Abb. 4.11 zu sehen.

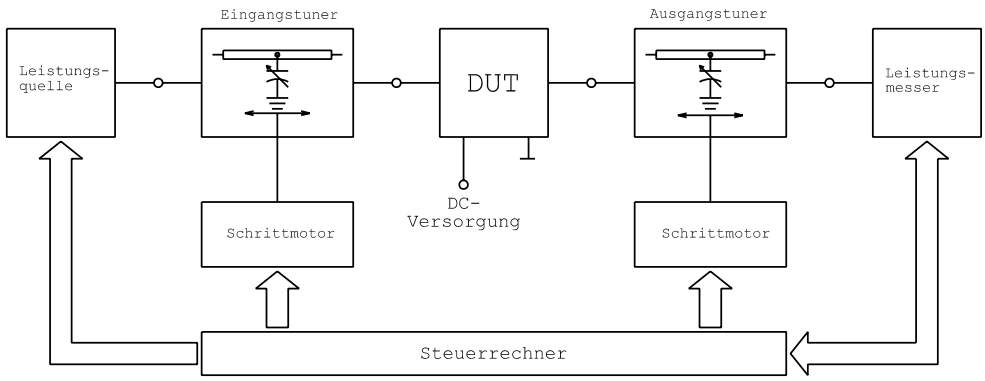


Bild 4.11: Blockschaltbild einer professionellen Load-Pull-Messanordnung in nur skalarer Ausführung

Die Eingangsanpassung wird dabei immer auf einem Wert gehalten, der möglichst nahe an der konjugiert komplexen Anpassung liegt, wobei die Ausgangsanpassung durch den Ausgangs-Tuner durchgestimmt wird. Zeichnet man die Messergebnisse in ein Smith-Diagramm, zeigen sich um den Punkt maximaler linearer Ausgangsleistung geschlossene

Linien konstanter Ausgangsleistung, die eine ovale Form aufweisen (Bild 4.12).

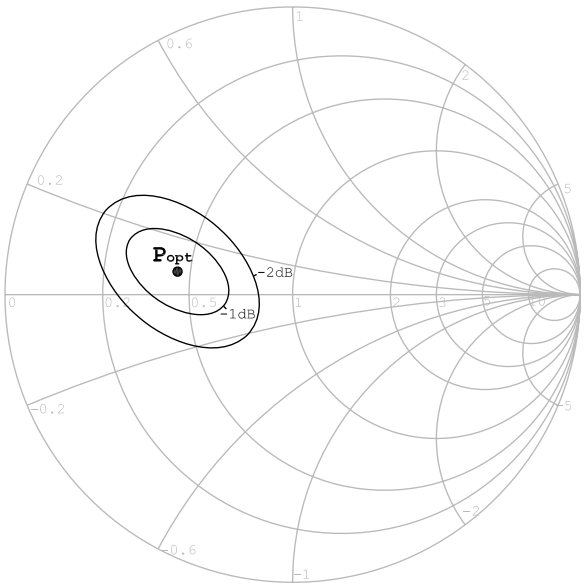


Bild 4.12: Load-Pull-Linien im Smith-Diagramm für Popt-1 dB und Popt-2 dB Ausgangsleistung

Diese Messdaten geben dem HF-Entwickler ein einfaches Ziel im Smith-Diagramm, um ein geeignetes Anpassnetzwerk zu erstellen. Diese automatischen Messanordnungen sind ziemlich teuer. Deshalb nutzt man gerne manuelle Tuner, die mit geeigneten mechanischen Fertigungsmöglichkeiten, relativ einfach selbst zu bauen sind.

Load-Pull-Messplätze gibt es auch in

- vektorieller Ausführung und/ oder
- mit Oberwellen-Tunern und/ oder
- mit elektronischen Tunern.

Load-Pull-Messungen lassen sich mit aktuellen Schaltungssimulatoren wie z.B. ADS simulieren. Vorhersagen lassen sich die Load-Pull-Linien auch mit der Load-Pull-Theory [13].

4.1.7 Aufbau und Anwendung eines manuellen Tuners

Bei einem Tuner handelt es sich um eine 50 Ω TEM-Leitung, in der eine oder mehrere einstellbare Kapazitäten verschoben werden können.

Zunächst soll kurz auf das meist verwendete Leitungssystem eingegangen werden. Das für Tuner verwendete Leitungssystem gemäß Bild 4.13 wird „slabline“ genannt, [90]. Es besteht aus zwei unendlich ausgedehnten Masseflächen mit dem Abstand D und einem runden Leiter mit gleichem Abstand zu beiden Masseflächen mit dem Durchmesser d.

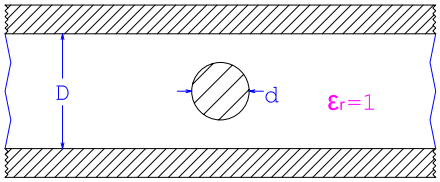


Bild 4.13: Das Leitungssystem der Tuning-Leitung im Schnittbild

Der Wellenwiderstand dieses Leitungssystems errechnet sich mit:

$$Z_0 = \frac{60\,\Omega}{\sqrt{\epsilon_r}} \ln\left(\frac{4\,D}{\pi\,d}\right) \quad . \tag{4.32}$$

Diese Berechnung besitzt eine Abweichung von weniger als 1% für $\frac{D}{d} \geq 2$. Für eine präzisere Berechnung bietet [90] neben den hier gezeigten Berechnungen auch eine exaktere Lösung an.

Die Leitung sollte einen Wellenwiderstand von 50 Ω besitzen und bei der Grundfrequenz des Verstärkers (z.B. 800 MHz) noch eine elektrische Länge von gut 400° aufweisen, damit auch mindestens zwei abstimmbare Kondensatoren eingesetzt werden können. Alle für das elektrische Verhalten relevanten Teile werden oft aus Messing gefertigt, da es sich um einen gut leitenden und einfach zu bearbeitenden Werkstoff handelt.

Bild 4.14 zeigt eine selbst gefertigte Tuning-Leitung mit drei variablen Einstellkapazitäten in der Seitenansicht. Hier ist der Innenleiter deutlich zu erkennen.

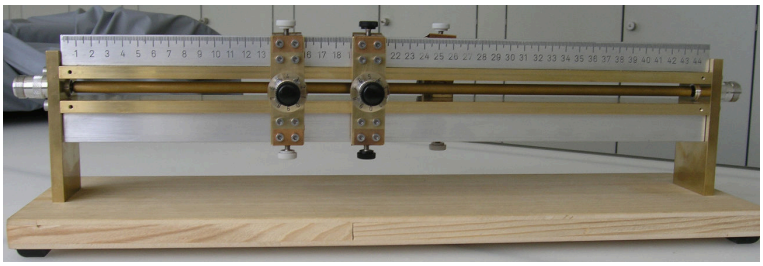


Bild 4.14: Eine selbst gefertigte Tuning-Leitung in der Seitenansicht

Die Länge der Leitung wurde auf 450 mm festgelegt, was bei 800 MHz einer elektrischen Länge von 432° entspricht. Die Masseflächen wurden durch Aluminium-U-Profilen verwindungssteif gemacht. Diese Profile dienen gleichzeitig als Führungen für die variablen Kapazitäten. Auf dem U-Profil ist ein Lineal eingraviert, um die Positionen der variablen Kapazitäten reproduzierbar zu machen.

Als Anschlüsse sind N-Adapter verwendet worden. Sie sind in die Kopfplatten eingeschraubt und mit dem Innenleiter des N-Steckers (Durchmesser 3 mm) mit dem 8 mm breiten Innenleiter des Tuners verbunden. Um die Fehlanpassung in diesem Übergang zu minimieren muss der Innenleiter basierend auf Feldsimulationsergebnissen angephast (Bild 4.15).

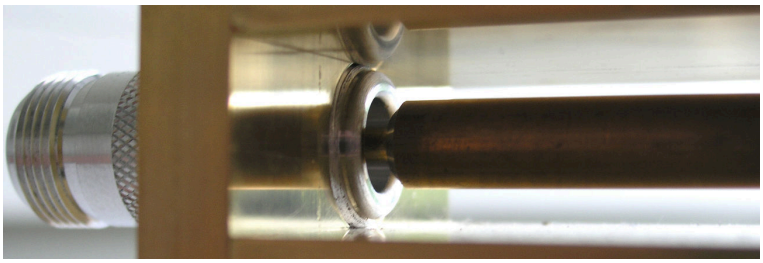


Bild 4.15: Optimierter Übergang auf den Innenleiter mit dem Durchmesser von 8 mm

Die variablen Kapazitäten sind bewegliche Schlitten, in denen sich eine Einstellschraube mit z.B. 10 mm Durchmesser befindet (Bild 4.16). Bei Annäherung der Schraube an der Innenleitung erhöht sich die Kapazität gegen Masse und somit auch die Fehlanpassung der Tuning-Leitung. Entfernt man die Schraube von der Leitung wird die Kapazität kleiner und die Anpassung verbessert sich. Bei maximaler Entfernung hat die Schraube keinen Einfluss mehr auf die Leitung.

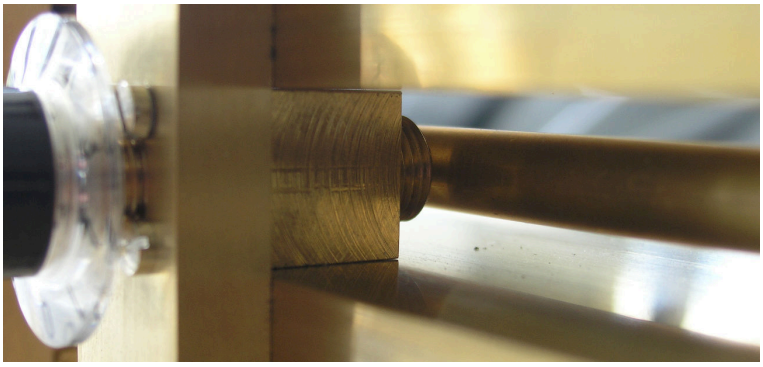


Bild 4.16: Der Führungsblock und die Einstellschraube

Um eine bessere Masseanbindung zu erzielen, werden die Schlitten von Messingblöcken geführt, die passgenau zwischen den Masseplatten sitzen (Bild 4.16). Zusätzlich lassen sich die Schlitten durch zwei Feststellschrauben fixieren.

Mittels eines solchen einfachen mechanischen Tuners lassen sich eine große Anzahl an Eingangsimpedanzen realisieren. Schraubt man die Einstellschraube zur Kapazitätserhöhung hinein, so bewegt man sich immer weiter zum Rand des Smith-Diagramms hin. Die endliche Dämpfung der Leitung sorgt dafür, dass die Werte am Rand nicht abgedeckt werden können.

Bild 4.17 zeigt welche Impedanzwerte sich einstellen können, wenn die Tuningschrauben für diskrete Einstellwerte über der gesamten Leitungslänge verschoben werden.

Diese manuellen Tuner werden meist nur am Ausgang eingesetzt. Setzt man diese Tuner hinter einem Verstärker ohne Ausgangsnetzwerk ein, so entspricht die Eingangsimpedanz der optimalen Tunerstellung der Eingangsimpedanz des zu entwickelnden Netzwerkes. Oft muss diese Eingangsimpedanz noch de-embedded werden, [29].

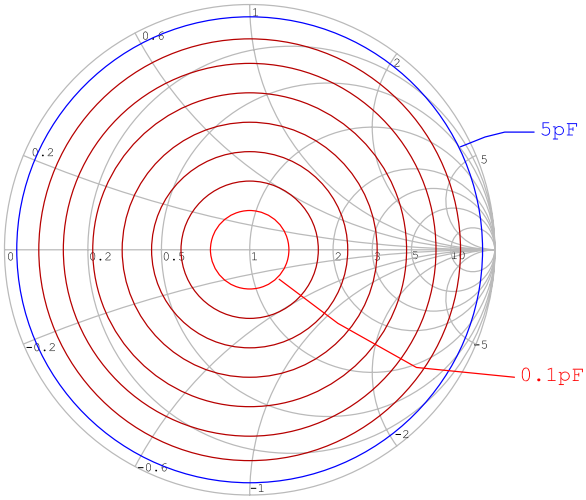


Bild 4.17: Eingangsimpedanzen des Tuners für verschiedene kapazitive Abschlüsse, die entlang der Tuner-Leitung verschoben werden

Setzt man den Tuner hingegen hinter einem Verstärker mit einem Netzwerk für die Ausgangsanpassung ein, so kann man durch schnelle manuelle Einstellung einer sehr großen Anzahl von Impedanzen erkennen, ob es Ausgangsimpedanzen gibt, die eine noch größere Leistungsausbeute zulassen.

Bisher wurden nur Breitbandtuner vorgestellt. Weiterhin gibt es auch noch so genannte Harmonic-Tuner (auch Oberwellen-Tuner). Die sind nur bei einer festen Frequenz einsetzbar und in der Hinsicht optimiert, dass eine Oberwelle möglich stark und die Grundwelle möglichst gar nicht reflektiert wird. Bei mechanischen Ausführungen lassen sich i.d.R. die Reflexionsfaktoren der Oberwellen nicht einstellen. Lediglich über die Position der Oberwellen-Tuner kann die Reflexionsphase beeinflusst werden. Dieses Hilfsmittel ist jedoch in der Praxis der Leistungsverstärkerentwicklung sehr wichtig.

4.2 Die klassischen Betriebsarten A, AB, B und C

In diesem Kapitel soll nur auf die klassischen Betriebsarten A, AB, B und C eingegangen werden. Die Betriebsarten klassifizieren Transistorschaltungen anhand der Lage des Arbeitspunktes.

Überblick

Im A-Betrieb wird der Arbeitspunkt für maximale Aussteuerung in die Mitte des Ausgangskennlinienfeldes des Transistors gelegt, so dass $U_{AP} = \frac{U_{DC}}{2}$ ist. U_{AP} ist die Kollektor-Emitterspannung im Arbeitspunkt und U_{DC} ist die Versorgungspannung. Allgemein gilt $U_{AP} \geq \frac{\hat{u}_{Amax}}{2}$. Die Größe $\hat{u}_{Amax}$ bezeichnet die maximal benötigte Ausgangsspitzenspannung. Der A-Betrieb ist die linearste Betriebsart aber gleichzeitig auch die Ineffizienteste mit einem theoretischen Wirkungsgrad von maximal 50% bei Vollaussteuerung. In der

Praxis liegt der Wirkungsgrad eher zwischen 10% und 35%. Deshalb findet der A-Betrieb hauptsächlich in Kleinsignal- oder Vorverstärkerschaltungen eine Anwendung.

Der Arbeitspunkt eines Verstärkers im B-Betrieb wird möglichst exakt in die Knickstelle der Eingangskennlinie gelegt, womit nur eine Halbwelle des Eingangssignals verstärkt wird. So wird ein höherer Wirkungsgrad von max. 78,5% erreicht. Mit geeigneter Filterung lässt sich der B-Betrieb für den Bau von linearen Leistungsverstärkern einsetzen. Die Generation von Oberwellen ist aber relativ hoch. Die Grundwelle wird jedoch linear und mit 6 dB weniger Verstärkung verglichen zum A-Betrieb angehoben.

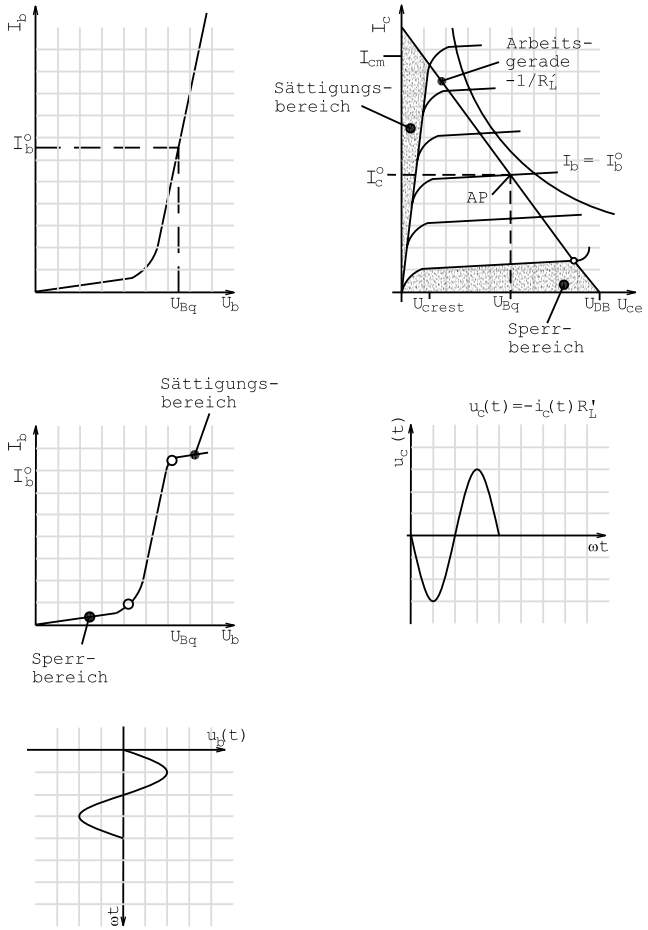


Bild 4.18: Kennlinien für den Transistor im A-Betrieb

Einen Kompromiss zwischen der sehr hohen Verstärkung des A- und des hohen Wirkungsgrades des B-Betriebs ist der AB-Betrieb. Der Arbeitspunkt wird zwischen den von A- und B-Betrieb gelegt, so dass kleine Signale im A-Betrieb verstärkt werden und bei großen Signalen eine Halbwelle beschnitten wird. Die Generation von Oberwellen ist nicht so ausgeprägt wie im B-Betrieb. Je nach Anforderung an den Leistungsverstärker ist auch hier eine Filterung notwendig. In einem niedrigen AB-Betrieb lassen sich in der Praxis

Wirkungsgrade bis 50% erzeugen. Diese Betriebsart ist jedoch nichtlinear.

Der C-Betrieb ist eine nichtlineare Betriebsart, bei der der Transistor gar keine oder eine negative Vorspannung erhält, so dass nur die Spitze einer Halbwelle verstärkt wird. Transistorschaltungen im C-Betrieb werden unter anderem als Hilfsverstärker in Doherty-Leistungsverstärkerschaltungen zur Verbesserung des Wirkungsgrades eingesetzt, [13].

..... Beschreibung von Bild 4.17 fehlt noch. .....

Analytische Beschreibung

Zur weiteren Beschreibung eines Verstärkers für die klassischen Betriebsarten soll das Bild 4.19 dienen.

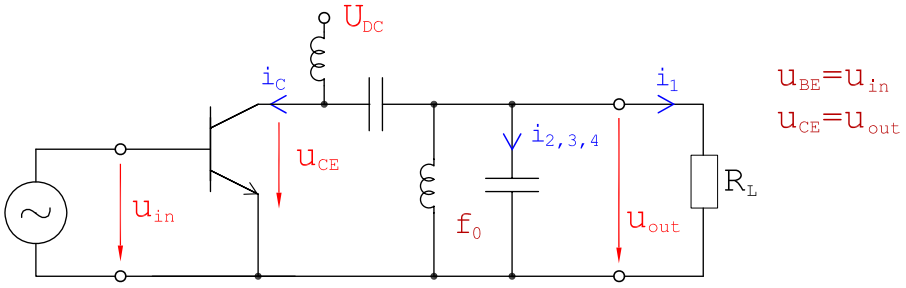


Bild 4.19: Vereinfachtes Schaltbild eines schmalbandigen Leistungsverstärkers für den A-, AB-, B- oder C-Betrieb

Die anliegenden Wechselsignale mit Gleichsignalanteil werden mit Kleinbuchstaben gekennzeichnet. Am Ausgang befindet sich ein Parallelschwingkreis mit hoher Güte. Dieser soll als Bandpass dienen. D.h., dass das Grundsignal mit der Mittenfrequenz f_0 unbeeinflusst bleibt und die Oberwellen mit einem Kurzschluss abgeschlossen werden. Mit dem Index q werden die Ruhespannungen und -ströme an Basis und Kollektor gekennzeichnet.

Die an dieser Verstärkerschaltung am Transistor anliegenden Spannungen und der Kollektorstrom sind über der Zeit im Bild 4.20 dargestellt.

Die enthaltenen Größen[2] sind:

U_{Bq}: Ruhespg. an der Basis,	U_t: Schwellspannung,	I_{max}: Sättigungsstrom,
I_{Cq}: Ruhestrom am Kollektor,	α: Leitungswinkel,	U_0: Betriebsspannung.

Die Schwellspannung U_t liegt bei einem Bipolartransistor bei rund 0.7 V. Der Sättigungsstrom und die maximale Spannung bzw. Sättigungsspannung sind im Datenblatt angegeben. Die Betriebsspannung U_0 liegt bei vielen Verstärkern etwas über U_{DC}, da die Choke-Spule für eine Spannungsanhebung sorgt. Oft wird im Skript mit $U_0 = U_{DC}$ gearbeitet.

Der Unterschied der verschiedenen Betriebsarten liegt in der Wahl des Leitungswinkels α. Für eine Wahl von $\alpha = 2\pi$ gilt $u_{BE} > U_t$ und somit wird das Sinussignal nicht beschnitten. Es liegt hier der A-Betrieb vor. Auf die anderen Beispiele geht Tabelle 4.1 ein.

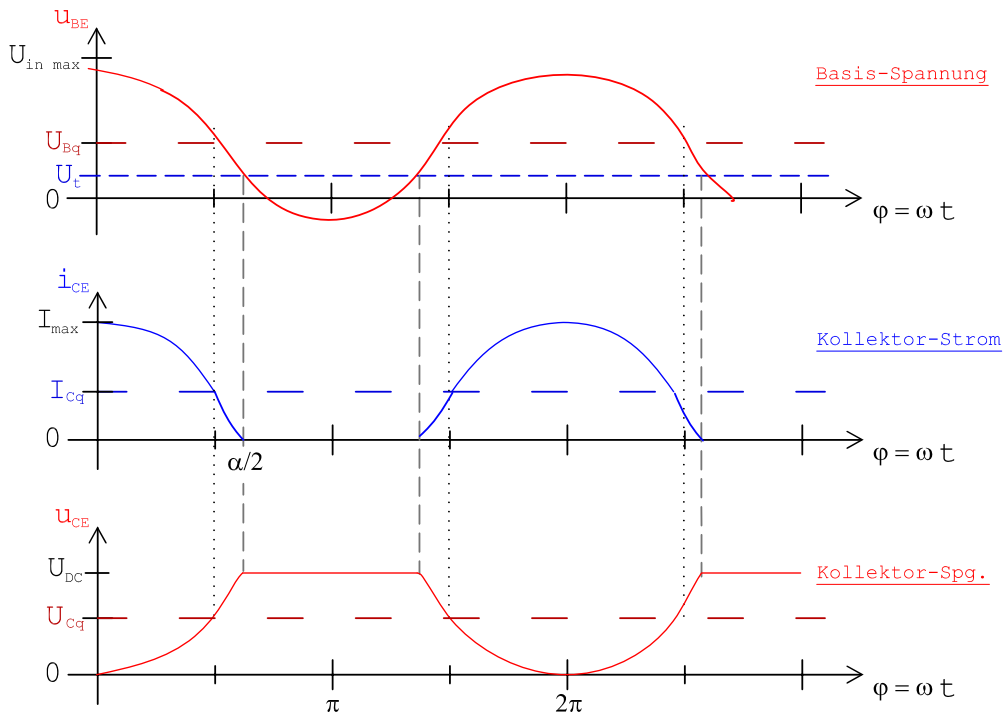


Bild 4.20: Strom und Spannungen am Transistor bei Großsignalaussteuerung

Tabelle 4.1: Darstellung der Arbeitspunkte

Klasse	$(U_{Bq} - U_t)/U_{inmax}$	I_{Cq}/I_{max}	α
A	0.5	0.5	$2\,\pi$
AB	0 - 0.5	0 - 0.5	π - $2\,\pi$
B	0	0	π
C	< 0	0	$< \pi$

Im Folgenden werden für diese vier Betriebsarten die Wirkungsgrade, die Verstärkung und Ausgangsleistung berechnet.

Berechnung von Leistung und Wirkungsgrad

Als unbekannte Größe zur Angabe der Ausgangsleistung der Grundwelle bzw. der 1. Harmonischen muss gemäß

$$P_1 = \frac{U_{DC}}{\sqrt{2}} \cdot \frac{I_1}{\sqrt{2}} \tag{4.33}$$

der zugehörige Strom I_1 berechnet werden. Hier entspricht U_{DC} dem Spitzenwert der

[2] Alle Gleichanteile werden mit Großbuchstaben gekennzeichnet.

Wechselspannung, da der Parallelschwingkreis (bei f_0) im Bild 4.20 zur Generation der negativen Halbwelle beiträgt.

Die Leistungsaufnahme berechnet sich aus:

$$P_{DC} \;=\; U_{DC} \cdot I_{DC} \qquad . \tag{4.34}$$

Ist I_{DC} bekannt, so kann diese angeben werden.

Der Wirkungsgrad η wurde bereits eingeführt als:

$$\eta \;=\; \frac{P_1}{P_{DC}} \qquad . \tag{4.35}$$

Ebenfalls wurde die PAE (engl.: Power Added Efficiency) eingeführt:

$$PAE \;=\; \frac{P_1 - P_{in}}{P_{DC}} \qquad . \tag{4.36}$$

Die dargestellten Formeln zeigen, dass sofern die beiden Ströme I_1 und I_{DC} mit den Zeitverläufen, wie diese im Bild 4.20 dargestellt sind, berechnet sind, alle Aussagen bezüglich Leistung und Wirkungsgrad getroffen werden können.

<u>Berechnung von den Strömen I_1 und I_{DC}</u>

Für einen Leitungswinkel von $-\alpha/2 \leq \varphi \leq \alpha/2$ gilt für den Kollektorstrom in Abhängigkeit von der Phase φ:

$$i_{C(\varphi)} \;=\; I_{Cq} + (I_{max} - I_{Cq}) \cdot \cos(\varphi) \tag{4.37}$$

bzw.

$$i_{C(\varphi)} \;=\; I_{max} \cdot \cos(\varphi) + I_{Cq}(1 - \cos(\varphi)) \qquad . \tag{4.38}$$

Für einen Leitungswinkel von $-\pi \leq \varphi \leq -\alpha/2$ und $\alpha/2 \leq \varphi \leq \pi$ gilt für den Kollektorstrom: $i_{C(\varphi)} \;=\; 0\,A$.

Da es einen stetigen Übergang gibt, muss bei der Phase $\varphi = \alpha/2$ der Strom i_C Null sein. Dieses in der Gleichung (4.38) eingesetzt ergibt:

$$I_{Cq} \;=\; I_{max} \cdot \frac{\cos(\alpha/2)}{\cos(\alpha/2) - 1} \qquad . \tag{4.39}$$

Das Ergebnis für den Ruhestrom I_{Cq} kann nun wiederum in der Gleichung (4.38) eingesetzt werden:

$$i_{C(\varphi)} \;=\; I_{max} \cdot \left(\cos(\varphi) + \frac{\cos(\alpha/2)\,(1 - \cos(\varphi))}{\cos(\alpha/2) - 1} \right) \qquad . \tag{4.40}$$

Nach einer kurzen Rechnung erhält man:

$$i_{C(\varphi)} \;=\; I_{max} \cdot \frac{\cos(\alpha/2) - \cos(\varphi)}{\cos(\alpha/2) - 1} \qquad . \tag{4.41}$$

Basierend auf dieser Gleichung für den Kollektorstrom im Zeitbereich können über die Fouriertransformation alle Stromanteile (Gleichanteil und Harmonische) berechnet werden.

Der Gleichanteil lässt sich über folgende Rechnung angeben.

$$I_{DC} = \frac{1}{2\,\pi}\int_{-\alpha/2}^{\alpha/2} i_{C(\varphi)}\,d\varphi = \frac{I_{max}}{2\,\pi}\int_{-\alpha/2}^{\alpha/2}\frac{\cos(\alpha/2)-\cos(\varphi)}{\cos(\alpha/2)-1}\,d\varphi \tag{4.42}$$

$$I_{DC} = \frac{I_{max}}{2\,\pi\,(\cos(\alpha/2)-1)}\left[\varphi\cos(\alpha/2)-\sin(\varphi)\right]\Big|_{-\alpha/2}^{\alpha/2} \tag{4.43}$$

$$I_{DC} = \frac{I_{max}}{2\,\pi\,(\cos(\alpha/2)-1)}\left[\frac{\alpha}{2}\cos\left(\frac{\alpha}{2}\right)+\frac{\alpha}{2}\cos\left(\frac{\alpha}{2}\right)-\sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)+\sin\left(-\frac{\alpha}{2}\right)\right] \tag{4.44}$$

$$\underline{I_{DC} = I_{max}\frac{\alpha\,\cos(\alpha/2)-2\sin(\alpha/2)}{2\,\pi\,(\cos(\alpha/2)-1)}} \tag{4.45}$$

Allgemein gilt für die Berechnung der n. Harmonischen:

$$I_n = \frac{1}{\pi}\int_{-\alpha/2}^{\alpha/2} i_{C(\varphi)}\cdot\cos(n\,\varphi)\,d\varphi \quad . \tag{4.46}$$

Für die Berechnung der 1. Harmonischen gilt mit Gleichung (4.41):

$$I_1 = \frac{I_{max}}{\pi\,(\cos(\alpha/2)-1)}\int_{-\alpha/2}^{\alpha/2}(\cos(\alpha/2)\,\cos(\varphi)-\cos^2(\varphi))\,d\varphi \quad . \tag{4.47}$$

Mit dem Zusammenhang: $\cos^2(\varphi) = 1/2 + 1/2\cos(2\varphi)$ folgt:

$$I_1 = \frac{I_{max}}{\pi\,(\cos(\alpha/2)-1)}\left[\cos(\alpha/2)\,\sin(\varphi)-\frac{\varphi}{2}-\frac{\sin(2\,\varphi)}{4}\right]\Big|_{-\alpha/2}^{\alpha/2} \quad , \tag{4.48}$$

$$I_1 = \frac{I_{max}}{\pi\,(\cos(\alpha/2)-1)}\left[\underbrace{2\,\cos(\alpha/2)\,\sin(\alpha/2)}_{=\sin(\alpha)}-2\,\frac{\alpha}{4}-2\,\frac{\sin(\alpha)}{4}\right] \quad , \tag{4.49}$$

$$\underline{I_1 = I_{max}\,\frac{\sin(\alpha)-\alpha}{2\,\pi\,(\cos(\alpha/2)-1)}} \tag{4.50}$$

<u>Auswertung der Berechnung von I_1 und I_{DC}</u>

Folgende Gleichstromanteile liefert die Berechnung von I_{DC} für den A- und den B-Betrieb:

$$I_{DC\,(Class\,A)} = I_{max}/2 \quad , \qquad I_{DC\,(Class\,B)} = \frac{I_{max}}{\pi} \quad .$$

Als Grundwellenanteile liefert die Berechnung von I_1 für den A- und den B-Betrieb:

$$I_{1\,(Class\,A)} = I_{max}/2 \quad , \qquad I_{1\,(Class\,B)} = \frac{I_{max}}{2} \quad .$$

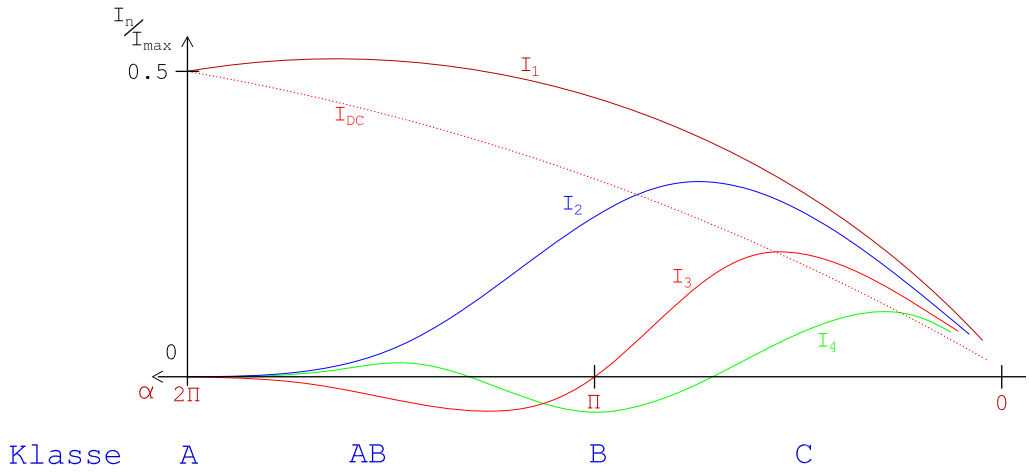


Bild 4.21: Stromwerte des Gleichstromanteiles und der ersten vier Harmonischen über den Leitungswinkel α bzw. den Betriebsarten A bis C

Die Stromwerte des Gleichstromanteiles und der ersten bis vierten Harmonischen sind über den Leitungswinkel α und somit auch für alle Betriebsarten im Bild 4.21 angegeben.

Die vier Betriebarten lassen sich übersichtlich in tabellarischer Form darstellen, wenn man folgende Angaben bzw. Normierungen einführt:

Für die Schwell- bzw. Knickspannung soll idealisiert gelten: $U_t = U_k = 0$ V .

Normierte Spannungsgrößen: $U_{qnorm} = U_q/U_0$, $U_{snorm} = 1 - U_{qnorm}$,

Normierte Leistungsgrößen Eingang: $P^{dB}_{innorm} = P^{dBm}_{in} - P^{dBm}_{inmax}$,

Normierte Leistungsgrößen Ausgang: $P^{dB}_{outnorm} = P^{dBm}_{1} - P^{dBm}_{1\,Class\,A}$,

Normierter Lastwiderstand: $R_{Lnorm} = R_L/R_{opt}$,

Normierte Leistungsverstärkung: $G^{dB}_{norm} = G^{dB}_{1} - G^{dB}_{1\,Class\,A}$.

Tabelle 4.2: Darstellung der maximalen Ausgangsleistung, Wirkungsgrade und Linearität der vier Betriebsarten A-C

P_{innorm}^{dB}			A-Betrieb	AB-Betrieb	B-Betrieb	C-Betrieb
		U_{qnorm}	0.5	0.25	0	-0.5
		U_{snorm}	0.5	0.75	1.0	1.5
		R_{Lnorm}	1.0	0.94	1.0	1.14
0 dB		$P_{outnorm}^{dB}$	0 dB	0.25 dB	0 dB	-0.6 dB
-3 dB		$P_{outnorm}^{dB}$	-3 dB	-1.8 dB	-3 dB	-6.2 dB
0 dB		G_{norm}^{dB}	0 dB	dB	-6 dB	dB
-3 dB		G_{norm}^{dB}	0 dB	dB	-6 dB	dB
0 dB		η	50 %	70 %	78.5 %	80 %
-3 dB		η	25 %	53 %	55 %	45 %
		Typ	Linear	Nichtl.	Linear	Nichtl.

Anzumerken ist, dass die Betriebsart B eine um 6 dB größere Eingangsleistung verglichen zur Betriebsart A benötigt. Folglich weist die Betriebsart A eine um 6 dB größere Verstärkung auf. Die Betriebsart C hat eine noch kleine Verstärkung als die Betriebsart B.

4.3 Schaltungskonzepte von Leistungsverstärkern

Im Weiteren werden verschiedene Schaltungskonzepte vorgestellt, mit denen sich insbesondere die Wirkungsgrade von Leistungsverstärkern verbessern lassen.

4.3.1 H-Betrieb

Der Tabelle 4.2 kann man entnehmen, dass für alle Betriebsarten der Wirkungsgrad stark degradiert, wenn man den Verstärker nicht voll aussteuert. Gerade mobile Funksysteme erfordern sehr unschiedliche Ausgangsleistungen, deren Werte von der Entfernung abhängen.

Die Grundidee des H-Betriebs ist es, dass die Betriebsspannung abgesenkt wird, wenn der Leistungsverstärker nur eine kleine Ausgangsleistung liefert soll. Das Schaltungskonzept ist im Bild 4.22 dargestellt.

Mittels des Kopplers wird etwas Energie des zu verstärkenden Signals entnommen und einem Detektor zugeführt. Dessen Ausgangssignal steuert die Kontrolleinheiten.

Wendet man dieses Schaltungskonzept auf den A-Betrieb an, dann muss man wie im Bild 4.22 ersichtlich den Arbeitspunkt an der Basis einstellen. Für den B-Betrieb kann diese Einstellung entfallen.

Nachteilig an diesem Konzept ist einerseits der technische Aufwand für die Spannungsregelung am Kollektor. Hier werden Schalttransistoren eingesetzt, die die gleiche Größe wie der Verstärkertransistor aufweisen, und andererseits die Verunreinigung der Signale durch die notwendigen Schaltregler im Drain- bzw. Kollektorzweig.

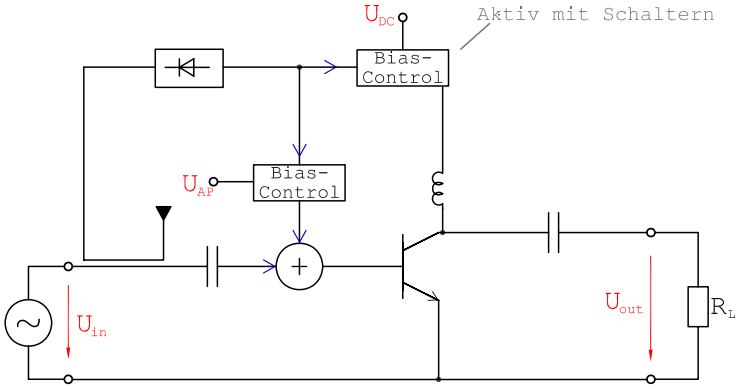


Bild 4.22: Vereinfachte Schaltung für einen Verstärker im H-Betrieb mit einer gesteuerten Arbeitspunkteinstellung des A-Betriebs

Die notwendige Beschaltungshardware ist in den letzten Jahren immens im Preis gesunken. Die Verunreinigung der reduzierten Betriebsspannung kann durch Schaltreglertopplogien mit den so genannten $\Sigma\Delta$-Modulatoren, die im Kapitel der Synthesizer detailliert beschrieben werden, stark gesenkt werden.

4.3.2 F-Betrieb

Das Schaltungskonzept, das sicherlich nach den klassischen Betriebsarten im Hochfrequenzbereich am Häufigsten Einsatz findet, ist der F-Betrieb. Bei dieser Betriebsart werden die Oberwellen so reflektiert, dass sich der Wirkungsgrad idealer weise auf 100% verbessert, da entweder i_C oder u_{CE} null sind. Eine mögliche Schaltungsrealisierung für diese Betriebsart ist im Bild 4.23 zu sehen.

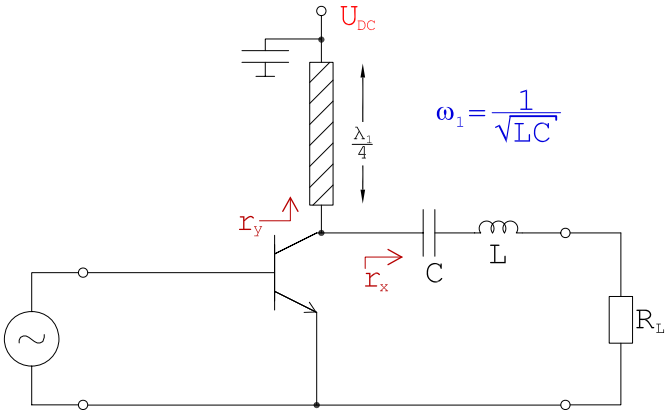


Bild 4.23: Prinzipielle Schaltung für einen Verstärker im F-Betrieb unter Verwendung einer $\lambda/4$ langen Leitung

Durch die für Hochfrequenzsignale am Ende kurzgeschlossene Leitung und dem Serienschwingkreis werden die beiden Reflexionen r_x und r_y mit folgenden Eigenschaften erzeugt:

r_x: Leerlauf für alle Oberwellen; r_y: Kurzlauf für gradzahlige Oberwellen.

Da die Abschlüsse für die Oberwellen ausgenutzt werden sollen, kann als Arbeitspunkteinstellung nicht der A-Betrieb verwendet werden.

Durch den Kurzschluss für gradzahligen und den Leerlauf für die ungradzahligen Oberwellen ergibt sich am Kollektor eine Ausgangsspannung, die einen Rechtecksignal ähnelt, Bild 4.24.

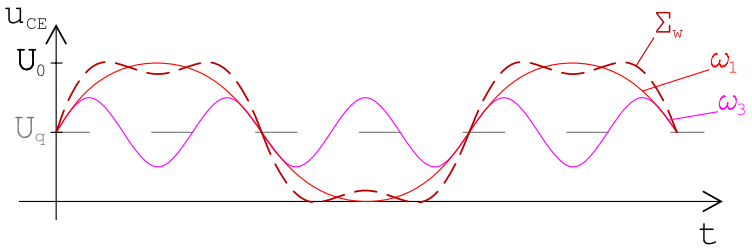


Bild 4.24: Spannungsverläufe der Grundwelle und 3. Harmonischen am Kollektor für den F-Betrieb

Für den B-Betrieb gilt, dass nur eine Halbwelle des Stromes durch die Kollektor-Emitter-Strecke fliesst. Nur während dieses Zeitraumes kann auch nur eine Verlustleistung am Transistor abfallen. Sorgt man durch den eingeführten Oberwellenabschluss dafür, dass die am Transistor anliegenden Spannung für den Zeitraum des Stromflusse null ist, so kann auch in diesem Zeitraum keine Leistung am Transistor abfallen. In der Praxis gelingt es nicht einen perfekt rechteckigen Verlauf der Spannung zu realisieren. Die Fläche des Überlappungsbereiches ist dann proportional zu den Verlusten, siehe Bild 4.25.

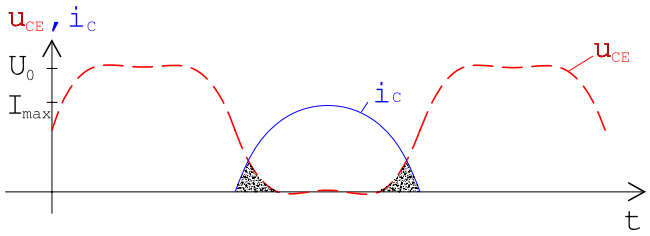


Bild 4.25: Spannungs- und Stromverlauf am Kollektor für den F-Betrieb mit Arbeitspunkteinstellung gemäß dem B-Betrieb

Befindet sich der Verstärker im AB-Betrieb, so muss man auch dafür sorgen, dass der Strom i_C einen möglichst rechteckigen Verlauf hat. Diese Betriebsart ist auch die Häufigste in mobilen GSM-Handgeräten. Für Standards mit hohen Linearitätsanforderungen wie UMTS wird ein schwacher AB-Betrieb mit leichten Wirkungsgradverbesserungen gewählt und für Standards mit geringeren Linearitätsanforderungen wird ein starker AB-Betrieb mit höherer Effizienz verwendet. In derartigen Geräten vermeidet man möglichst den Einsatz von $\lambda/4$ langen Leitungen.

Beim Bild 4.23 handelt es sich um eine mögliche Schaltungsrealisierung. Die für den F-Betrieb notwendigen Oberwellenabschlüsse - insbesondere für die erste und zweite Oberwelle - lassen sich mit einem riesigen Spektrum an weiteren Beschaltungen ermöglichen.

4.3.3 D-Betrieb

Im D-Betrieb wird der Transistor als "quasi"-idealer Schalter eingesetzt. Diese Näherung lässt sich nur für Anwendungen bis in den MHz-Bereich anwenden. Das Schaltungskonzept des D-Betriebes ist im Bild 4.26 dargestellt.

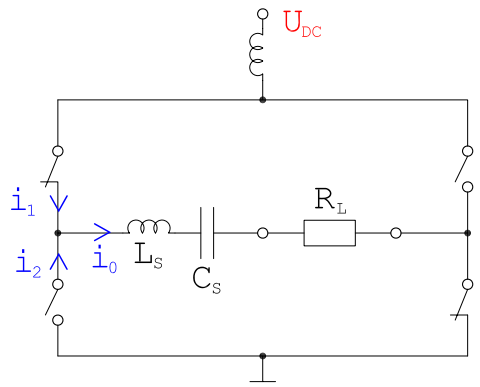


Bild 4.26: Schaltungskonzept mit idealen Schaltern des D-Betriebes in Form der Vollbrücke

Das in diesem Bild nicht dargestellte Eingangssignal öffnet und schließt die Schalter. Folglich erzeugt diese Betriebsart viele Oberwellen. Durch den Serienschwingkreis sollen nur Signalanteile um die Resonanzfrequenz zur Last R_L gelangen. Für die Last R_L steht ein symmetrischer Ausgang zur Verfügung.

Da die Vollbrücke nach Bild 4.26 vier Transistoren benötigt, ist diese Schaltung für viele Anwendungen zu teuer. Eine preisgünstigere und zu höheren Frequenzen taugliche Alternative liefert eine Version mit nur zwei Transistoren und einem unsymmetrischen Ausgang, gemäß Bild 4.27.

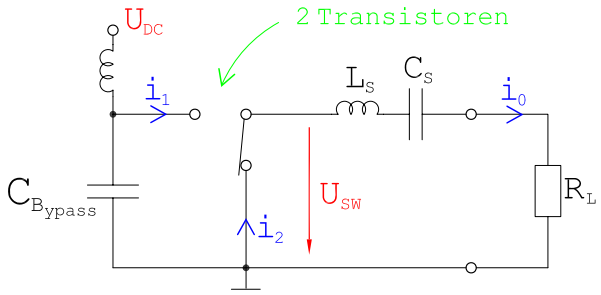


Bild 4.27: Schaltungskonzept mit idealen Schaltern des D-Betriebes in Form der unsymmetrischen Version

Die Funktionsweise dieses Verstärkers lässt sich mit dem Diagramm im Bild 4.28 erklären.

Der Kondensator C_{Bypass} hat nur die Funktion eines Stützkondensator, so dass nach dem Schließen des oberen Transistors ein Stromfluss einsetzen kann. Somit ist dieser

Kondensator auch viel größer als C_S.

Für die Verstärkung eines reinen Sinussignals wird der Schalter periodisch umgeschaltet. Zur halben Zeit soll er geöffnet und zur anderen Hälfte geschlossen sein. Dieses ist nur möglich, wenn die Eingangsamplitude einen festen Wert aufweist. Dieses periodische Eingangssignal sorgt dafür, dass am Umschalter die rechteckförmige Spannung U_{SW} anliegt. Während der Zeit, in der U_{SW} der Versorgungsspannung U_{DC} entspricht, fliest der Strom i_1. Die zwei reaktiven Bauelemente des Serienschwingkreises werden auf die Mittenfrequenz ausgelegt. Somit ist sichergestellt, dass Strom zum Ende des Zeitraumes auf null zurückgeht. Nach der Umschaltung ist die Spannung U_{SW} null und der Strom i_2 wird durch die im Serienschwingkreis gespeicherte Energie getrieben. Die beiden Ströme i_1 und i_2 ergeben den sinusförmigen Gesamtstrom i_0.

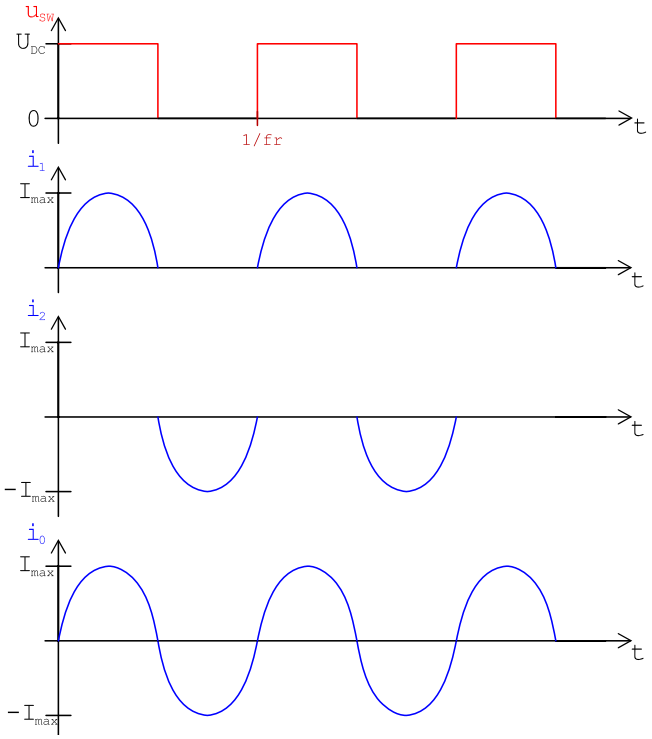


Bild 4.28: Spannungs- und Strömverläufe für einen Verstärker im D-Betrieb

Für verlustlosen Schalter erzielt man mit dem D-Betrieb einen Wirkungsgrad von 100%. In der Praxis ist jedoch für Signale >10 MHz die zeitliche Synchronisation sehr schwierig zu bewerkstelligen. Weiterhin sind sehr hohe Ansprüche an die Bauelementegüten des Serienschwingkreises zustellen, was sich zu höheren Frequenzen immer schlechter erfüllen lässt. Aus diesem Grund findet man diesen Schalterbetrieb nicht bei höheren Frequenzen.

4.3.4 E-Betrieb

Beim E-Betrieb handelt es sich um den einzigen Schalterbetrieb, der auch in Hochfrequenzanwendungen eingesetzt wird, [75].

In der Praxis wird der Klasse-E-Verstärker für viele Spezialrealisierungen bis in den GHz-Bereich eingesetzt. Sehr nützlich ist, dass dieser Betrieb die endliche Transistoreigenschaft einer sehr großen Kollektor-Emitter-Kapazität (C_P) beinhaltet. Weiterhin ist vorteilhaft, dass es keine Zeitsynchronisationsprobleme gibt.

Im Bild 4.29 wird dieser spezielle Schaltverstärker dargestellt.

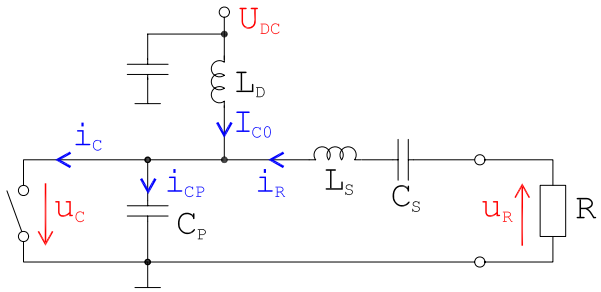


Bild 4.29: Schema des Klasse E-Verstärkers und zugehörige Ströme und Spannungen

Der Transistor, der als Schalter arbeitet, ist auch so dargestellt. Die (parasitäre) Kapazität C_P übernimmt den durch den Schwingkreis getriebenen Strom i_R, wenn der Transistor hochohmig ist. Für die präzise Auslegung gibt es nur eine Lösung für die Bauteilwerte, die sich über eine aufwendige Herleitung berechnen lässt. Auch numerische Lösungsverfahren werden hier eingesetzt. Die Bauelemente und die zugehörigen Spannungen (die hier nicht mehr frei wählbar sind) werden gemäß den folgenden Abhängigkeiten berechnet.

Q_L	$\geq$	1.79	freier Parameter / Q_L: Güte von L_S
U_{CE}	$=$	$B \cdot U_{CEV} \times$ Sicherheitsfaktor	
U_{DC}	$=$	$f(U_{CE})$	nicht frei wählbar!
R	$=$	$f(P, U_{DC}, Q_C)$	P: Ausgangsleistung / Q_C: Güte von C_S
L_S	$=$	$\frac{Q_L \cdot R}{\omega}$	ω : Arbeitsfrequenz
C_S	$=$	$f(R, f, Q_C)$	
L_D	$\geq$	$30 \cdot \frac{1}{\omega^2} \cdot C_P$	iterativer Prozess
C_P	$=$	$f(R, \omega, Q_C, L_D)$	iterativer Prozess

Die Funktionsweise des Klasse E-Verstärkers soll mit Hilfe des Bildes 4.30 detaillierter erläutert werden.

Über die Choke-Spule L_D wird die Gleichspannung U_{DC} und der Gleichstrom I_{C0} eingespeist. Der Serienschwingkreis erzwingt eine harmonische Sinusschwingung mit dem Strom i_R (s. a)). Die unter b) dargestellte Spannung u_b steuert den Schalter an. Im Phasenintervall zwischen Θ_1 und Θ_2 ist der Transistor hochohmig und sperrt. Sofern der Transistor niederohmig ist und leitet, fliesst der unter c) dargestellte Strom i_C hindurch. Im Sperrfall fliest der Strom i_{CP} über die Kapazität C_P, wie in d) dargestellt. In dieser Zeit lädt sich der Kondensator auf und entlädt sich wieder. Bei richtig ausgelegtem Netz-

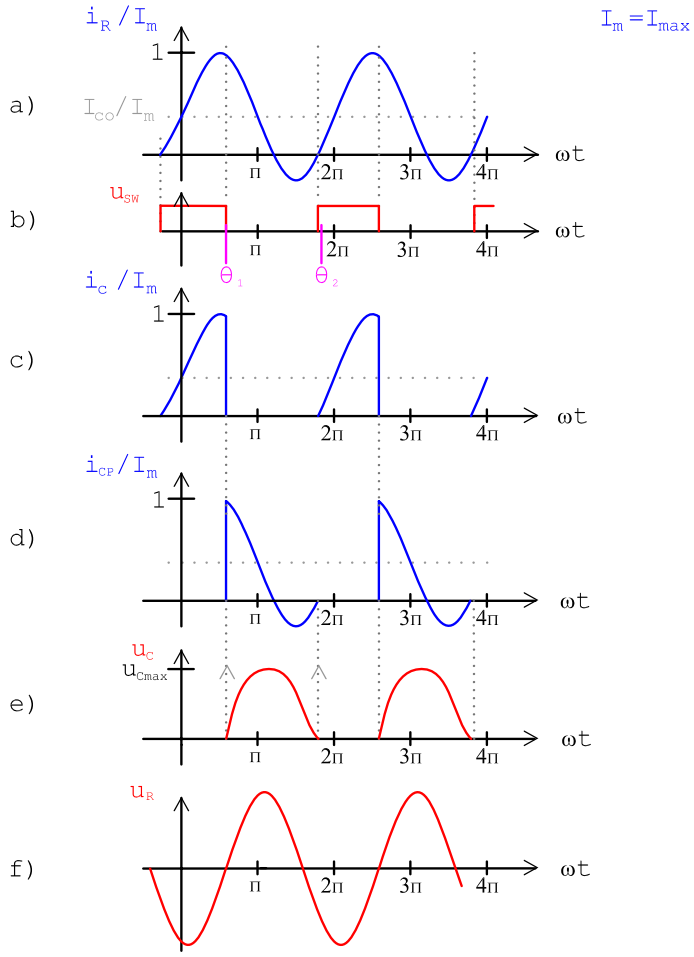


Bild 4.30: Spannungs- und Strömverläufe für einen Verstärker im E-Betrieb

werk schaltet der Transistor um, sofern der Kondensator entladen ist. Es stellt sich am Kondensator bzw. am Transistor die Spannung u_C gemäß e) ein. Der Harmonischenanteil H1 von u_C kann den Schwingkreis passieren. Dafür wird in der Praxis noch eine Phasenscheibung berücksichtigt, damit zwischen dem Strom i_R a) und der Spannung u_R ($\sim$ f)) kein Phasenversatz ist.

Wie im F-Betrieb liegt auch im E-Betrieb nie gleichzeitig ein Strom und eine Spannung am Kollektor an: Entweder ist i_C oder u_C null!

Für den theoretischen Wirkungsgrad gilt: $\eta = 100\,\%$.
Die Bestwerte liegen in der Praxis bei 5 GHz bei 81 % für 0.6 W.

4.3.5 Klasse J und weitere Verstärker mit Harmonic-Matching

Neben den vorgestellten und seit langen eingeführten Klassen F und E gibt es vielen weitere Klassen, die harmonische Abschlüsse nutzen. Zur Klasse F wurden u.a. die inverse Klasse F eingeführt, bei dem der Strom- und Spannungsverlauf zum Schaltverhalten invertiert läuft.

Klasse J-Verstärker

Eine der jünsten Entwicklungen ist der Klasse J-Verstärker. Bei Klasse J-Verstärker wird nur H1 und H2 verwendet. Idealerweilerweise tritt H3 gar nicht auf. Dieses ist heutzutage bei den LDMOS-Transistoren aufgruns der relative geringen Transitfrequenz und den recht großen parasitären Effekten auch eine realistische Näherung. Deshalb kann man mit diesen Transistoren auch kein Klasse F-Design aufbauen.

Ein Grundlagenartikel von Steve Cripps und anderen zum Klasse J-Verstärker [14] zeigt im Zeitbereich die besten Strom- und Spannungssignale am Transistor, die man mittels einer optimalen Wahl vom Betrags- und vom Phasenverhältnis zwischen H1 und H2 erzielen kann.

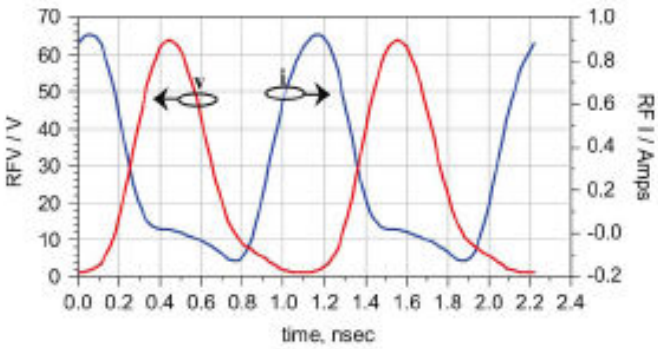


Bild 4.31: Gemessene Strom- und Spannungsverläufe am Transistor eines Klasse J-Verstärkers. [14]

Man erkennt, dass nunmehr das komplette "Abschalten" von Strom und Spannung nicht mehr erzielt wird. Jedoch ähneln diese Verläufe stark denen von Klasse E und F.

Zur Erlangung dieser Zeitsignale wurden folgende Abschlussimpedanzen berechnet:

$$Z^{H1} = R_L + j \cdot R_L \qquad \text{und} \qquad Z^{H2} = -j\,\frac{3\,\pi}{8} \cdot R_L \qquad . \tag{4.51}$$

Es wurden bei 1.8 GHz und 10 W Leistungen sowie der Hardware aus Bild 4.32 Wirkungsgrade über 80 % erzielt, [14].

Für breitbandige Anwendungen mit relativen Bandbreiten von über 50 % wurden sogar Wirkungsgrade von über 60 % erreicht.

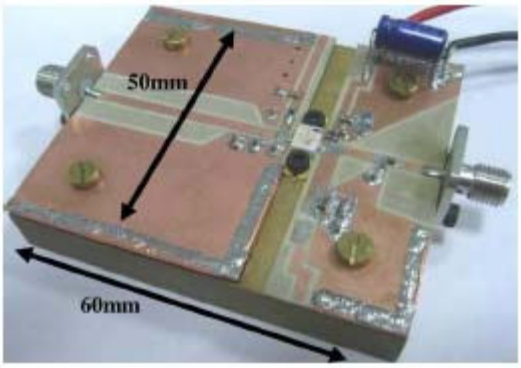


Bild 4.32: Hardwaredesign eines Klasse J-Verstärkers, [14]

Wave Form Engineering

In der modernen PA-Entwicklung spricht man bei der Optimierung von Verstärkern mit Harmonic-Matching mittlerweile vom so genannten "wave form engineering". Die Wellenformen (insbesondere am Drain) werden sowohl in der Schaltungssimulation wie auch in der Messtechnik betrachtet und das Matching wird so verändert, dass sich die optimale Wellenform ergibt. Hier findet man das Optimum immer, wenn entweder die Spannung oder der Strom am Drain nahezu Null ist. Dieses wurde für den Klasse F-Verstärker bereits anhand des Bildes 4.25 erläutert. Diese Eigenschaft haben die Betriebsform F, invers F, E und J gemeinsam.

Im Bild 4.31 erkennt man, dass insbesondere die Bedingungung $I = 0\,\mathrm{A}$ nur befriedigend für den Strom erreicht wurde.

Der Wirkungsgrad ist 100 %, wenn gilt,

dass
- das Signal an der Last ist ein reiner Sinus ist und
- der Drainstrom oder die Drainspannung null ist und
- das Ausgangsnetzwerk verlustfrei ist.

4.3.6 Klasse S

Der Klasse S-Verstärker basiert auf der Puls-Weiten-Modulation (PWM). Je ein PNP- und ein NPN-Transistor wird über ein Eingangssignal angesteuert, Bild 4.33.

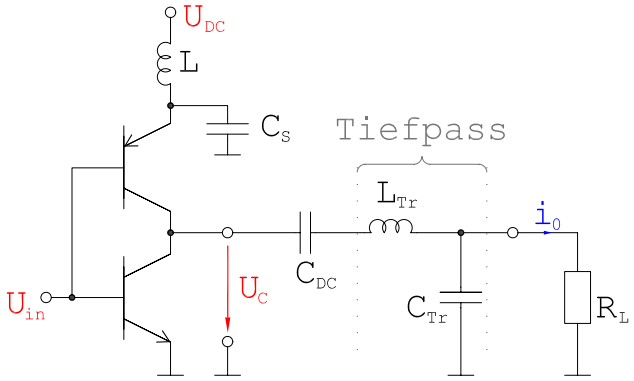


Bild 4.33: Schema des Klasse S-Verstärkers

Die PNP- und NPN-Transistoren schalten in erster Näherung bei etwas über und etwas unter 0 V durch. Somit ergeben sich die Zeitsignale nach Bild 4.34. Im Zeitverlauf von U_C erkennt man sehr gut die PWM.

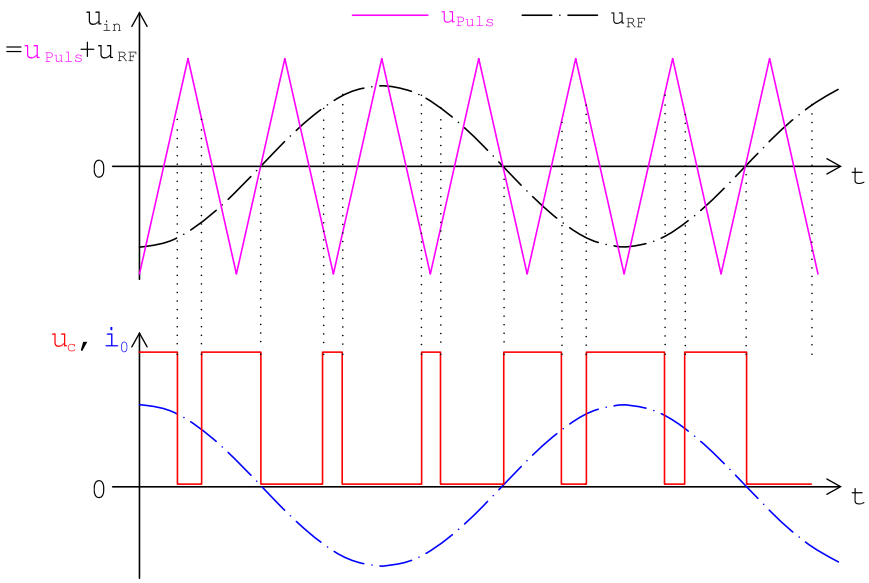


Bild 4.34: Signalverlauf am Klasse S-Verstärker mit PWM-Verhalten

Die Modulationsfrequenz muss $>> \omega_1$ sein. Zur Zeit gibt es keine HF-PNP-Transistoren und deshalb diese Technologie im tieferen Frequenzbereich.
Bei tiefen Frequenzen sind Wirkungsgrade bis zu 100 % möglich.

4.4 Verschaltung von Leistungsverstärkern

In vielen Anwendungen verschaltet man mehrere PA-Stufen (übliche Kurzform für Power Amplifier Stufen) miteinander. Es haben sich viele verschiedene Verschaltungskonzepte etabliert.

Diese verschiedenen Konzepte dienen der:

- -
- -
- Reduktion der Oberwellen und/oder
- Leistungssteigerung und/oder
- Stabilitätsverbesserung u./o. Rauschunterdrückung u./o.
- Signalteilung und/oder Verlustwärmeverteilung und/oder
- Verstärkungs- und Grenzfrequenzsteigerung und/oder
- Anpassungsverbesserung und/oder Wirkungsgradoptimierung.

Zunächst wird die einfachste Art der Leistungskombination vorgestellt.

4.4.1 0°-Koppler-Leistungs-Combiner

Beim 0°-Koppler-Leistungs-Combiner werden vor und hinter den beiden baugleichen PA-Stufen je ein Wilkinson-Koppler eingesetzt, Bild 4.35.

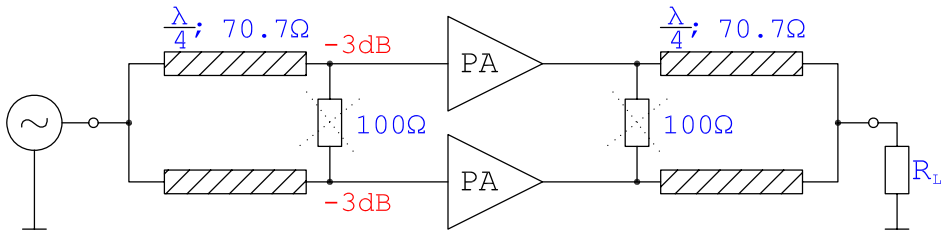


Bild 4.35: Aufbau einer Endstufe mittels dem 0°-Koppler-Leistungs-Combiner

Die Vorteile dieser einfachen und sehr verlustarmen Verschaltung sind:

⇒ Erzeugt doppelte Leistung.
Mit zwei 30 dBm-Verstärkern werden 33 dBm erzielt.

⇒ Sehr breitbandig realisierbar mittels
2-stufiger Wilkinson Leistungsteiler.

Nachteilig ist an diesem Konzept, dass beide Endstufen im Gleichtaktbetrieb betrieben werden. Dabei ziehen beide Stufen gleichzeitig den maximalen Strom.

Das Schaltbild des zweistufigen Wilkinson-Koppler für Breitbandanwendungen ist im Bild 4.36 dargestellt.

Bild 4.37 zeigt die Anpassungen des ein- und des zweistufigen Wilkinson-Kopplers im Vergleich.

Widerstände lassen sich nicht so einfach und zudem gar nicht verlustfrei für Leistungsanwendungen einsetzen. Deshalb bevorzugt man Leitungen, Spulen und Kondensatoren.

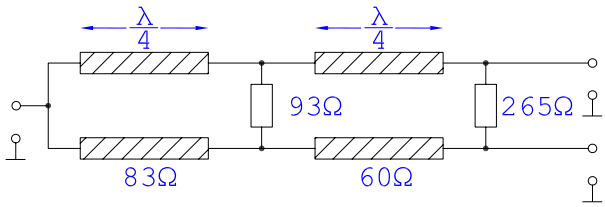


Bild 4.36: 0°-Koppler für Breitbandanwendungen

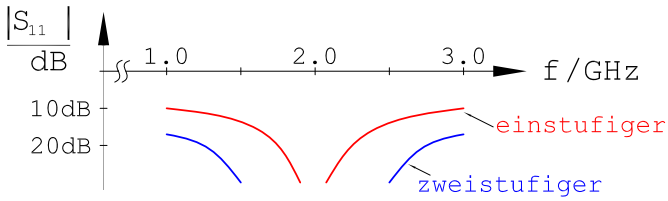


Bild 4.37: Anpassung des ein- und des zweistufigen 0°-Kopplers

Praktiker lassen auch den Querwiderstand vor und hintern den Verstärkern weg. Da man hier eine reine Gleichtaktwelle erzeugt und die PAs am Ein- und Ausgang auch die gleichen Reflexionswerte aufweisen können die im Bild 4.35 wie auch im Bild 4.37 dargestellten Widerstände weggelassen werden.

Die Widerstände benötigt man nur für den unsymmetrischen Betrieb oder den Gegentaktbetrieb.

4.4.2 Der Doherty-Verstärker

Dieses bereits 1936 vom Namensgeber eingeführte Schaltungskonzept nutzt für die Verstärkung von kleinen Ausgangssignalen einen Hauptverstärker im A-Betrieb und bei Bedarf für große Eingangsleistungen einen Hilfsverstärker im C-Betrieb.
Das Schaltungskonzept ist im Bild 4.38 illustriert.

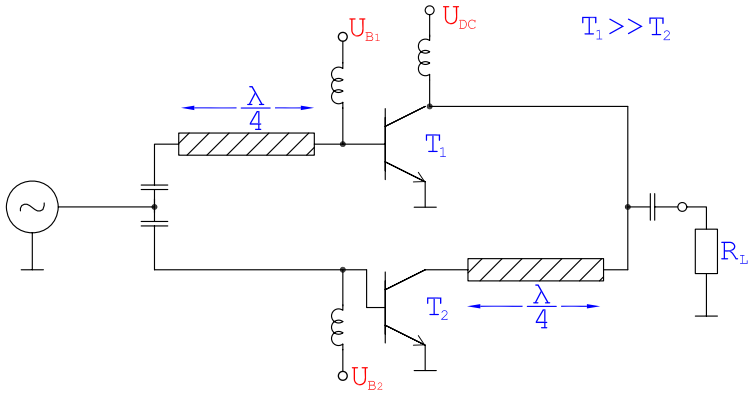


Bild 4.38: Vereinfachtes Schaltungskonzept des Doherty-Verstärkers mit dem Hilfsverstärker T1 (großer Transistor) im C-Betrieb und dem Hauptverstärker T2 (mit kleinem Transistor) im A-Betrieb

Die 90°-Leitungen sorgen dafür, dass T1 und T2 zu unterschiedlichen Zeitpunkten Stromspitzen haben, was sich u.a. positiv auf die Spannungsversorgung und das nichtlineare Verhalten der Schaltung auswirkt. Die 90°-Leitung am Ausgang transformiert die niederohmigere Ausgangsimpedanz des Transistors T2 auf den hochohmigeren Wert vom Lastwiderstand R_L. T1 ist überwiegend hochohmig.

Durch einen zusätzlichen Detektor am Eingang kann man den Hauptverstärker T2 bei großen Eingangsleistungen abregeln, um zu verhindern, dass dieser in die Sättigung geht.

Typisch wird die Hilfsverstärkerschaltung so ausgelegt, dass eine um 6 dB größere Ausgangsleistung bereitstellt als der Hauptverstärker.

Diese Doherty-Schaltung wird nicht selten in Basisstationen und gerne in einer Kombination mit Linearisierungsschaltungen eingesetzt, die im Weiteren noch vorgestellt werden.

4.4.3 Push-Pull-Verstärker

In der hochintegrierten Schaltungstechnik wird aufgrund des verbreiteten Einsatzes der differentiellen Schaltungstechnik der Push-Pull-Verstärker als Standardverstärker eingesetzt.

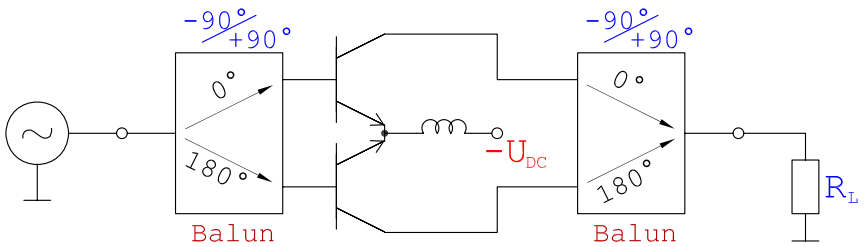


Bild 4.39: Push-Pull-Verstärker

Die Vorteile dieses Verstärkerkonzeptes sind:

⇒ Erzeugt Leistungverdopplung und
⇒ Reduziert gradzahlige Harmonische und
⇒ Benötigt keine GND-Verbindung am Verstärker.

Die Reduktion der gradzahligen Harmonischen gilt nur für ein Breitbandbalun. In der Praxis ist es insbesondere für die erste Oberwelle erfüllt, dass sich der Balun die gleiche Laufzeiten (doppelte Phasendrehungen) aufweist wie für die Grundwelle. ls einfaches Beispiel hierfür ist der Balun mit $\lambda/2$-Umwegleitung zu nennen.

Mittels Bild 4.40 lässt sich erkennen, dass dann die 2. Harmonische “ausgephast“ wird.

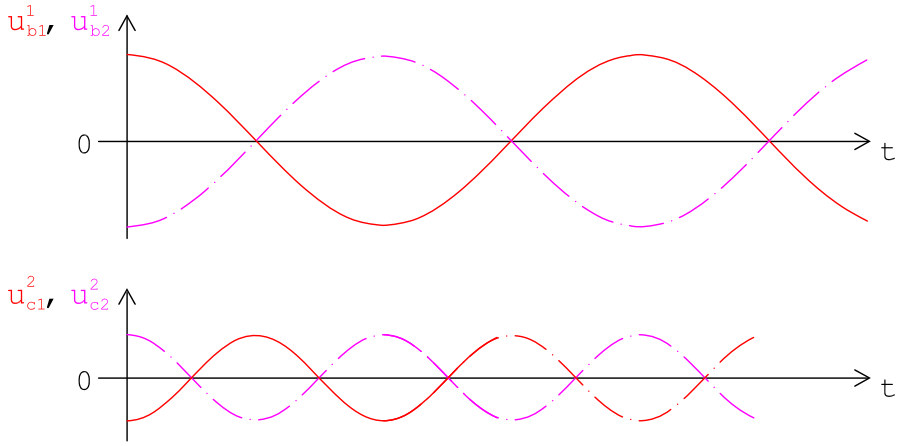


Bild 4.40: H1-Signale an den Eingängen der Transistoren und die zugehörigen H2-Signale an den Ausgängen

Aufgrund des virtuellen GND-Punktes ist die Grenzfrequenz dieser Verstärker viel höher als bei unsymmetrischen Aufbauten, da die Stromgegenkopplung der parasitären GND-Induktivität entfällt.

4.4.4 Balancierter Verstärker

Den prinzipiellen Aufbau eines Balancierten Verstärkers zeigt das Bild 4.41.

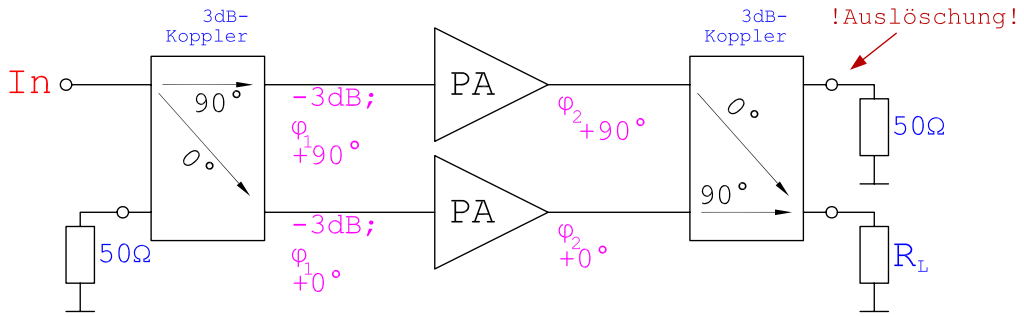


Bild 4.41: Balancierter Verstärker mit bester Ausgangsanpassung für Signale am Eingang (In)

Dieser Balancierte Verstärker weist folgenden Vorteile auf:

⇒ Erzeugt Leistungverdopplung
⇒ Eliminiert gradzahlige Harmonische durch die Koppler
⇒ Realisiert breitbandiges Ein- und Ausgangs-Matching
⇒ Eliminiert korrelierte Rauschstörer
⇒ Verbessert Stabilität (k-Faktor)
⇒ Fehlangepasster Verstärker sieht breitbandig konjugiert komplexe Anpassung

Da dieser Verstärker somit u.a. aufwendige Zirkularen eliminiert, ist er besonders beliebt und wird entsprechend häufig eingesetzt. Diese breitbandige Ein- und Ausgangsanpassung lässt sich anhand von Bild 4.41 wie folgt erklären: Eine an R_L reflektierte Welle läuft zu je 50% auf den unteren PA (mit 90° Phasendrehung) und den oberen Pfad (mit 0° Phasendrehung) zu. Diese beiden Wellen werden zum Teil gleich reflektiert. Diese beiden reflektierten Wellen kommen jedoch gegenphasig an R_L und gleichphasig am oberen Widerstand mit dem Hinweis "Auslösung" an. Somit wird an R_L keine Energie zurück reflektiert.

Bild 4.42 zeigt einen Aufbau mit Verstärkermodulen vom Unternehmen Triquint, der an der FH Aachen umgesetzt wurde.

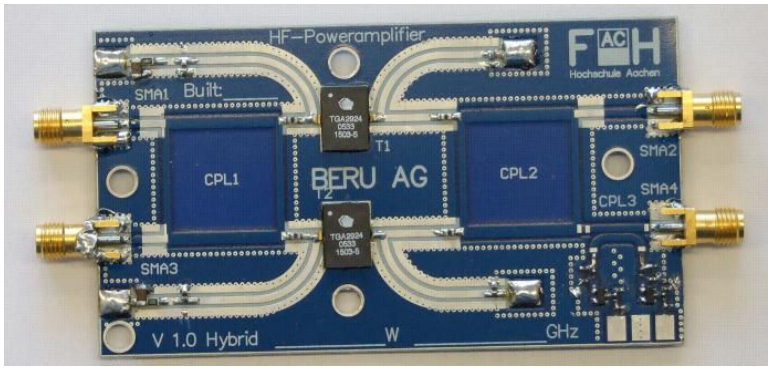


Bild 4.42: Balancierter Verstärker 2.45 GHz mit 20 W Ausgangsleitung

4.5 Linearisierungstechniken

Die Problematik eines Klasse-A-Verstärkers für den linearen Einsatz wird im Bild 4.43 dargestellt. Schon weit unter dem 1 dB-Kompressionspunkt wird der Verstärker nichtlinear!

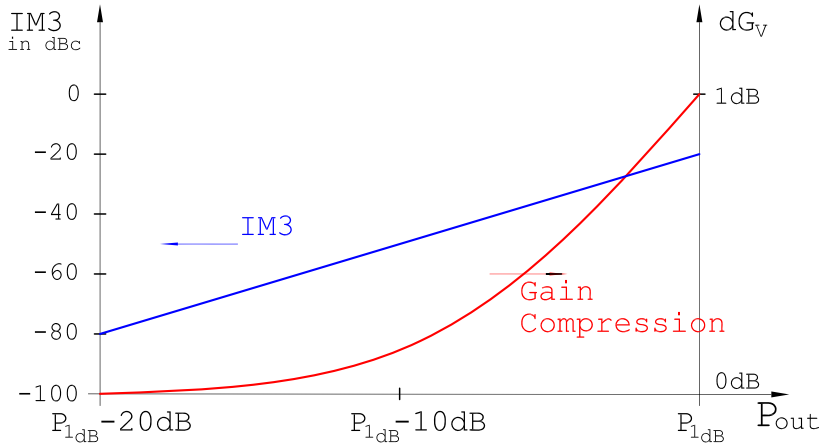


Bild 4.43: Linearisierungstechniken

Im Bild 4.43 und in der Linearisierungstechnik werden die folgenden Größen eingesetzt.

G_V: Kleinsignalverstärkung
dG_V: Verstärkungseinbruch

$dG_V = G_V - (P_{out}^{dBm} - P_{in}^{dBm})$

Die CDMA-Forderung liegen bei < -60 dBc für die ACPR-Werte.

Diese Forderungen und die "frühe" Kompression erforden schaltungstechnische Massnahmen zur Linearisierung, die im Weiteren erläutert werden.

4.5.1 Direkte Rückkopplung

Aus der Elektronik bekannt ist die direkte Rückkopplung, wie im Bild 4.44 illustriert.

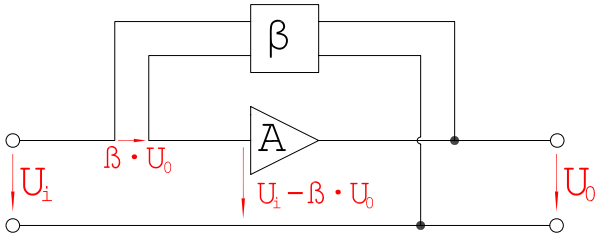


Bild 4.44: Direkte Rückkopplung

Aus $U_0 = A \cdot (U_i - \beta \cdot U_0)$ & $G = \frac{U_0}{U_i}$ folgt:

$$G = \frac{A}{1 + \beta A} \tag{4.52}$$

Diese direkte Rückkoplung wird im HF-Bereich nur für „kleine“ Einzeltransistorstufen angewendet! Insbesondere im Halbleiter ist diese Rückkopplung für Transistoren mit kleinerer Leistung (und somit Baugröße) sehr gut realisierbar. „Lange“ Strukturen für die Rückkopplung weisen eine sehr großen Frequenzgang auf, da: $\beta = f(\omega)$.
Die reine 180°-Drehung, wie man diese aus dem Elektronikbereich kennt, ist i.d.R. nicht möglich.

4.5.2 Predistortion

Eine bzgl. des Hardware-Aufwandes ebenfalls einfache Lösung zur Linearisierung über "Vorentzerrung" zeigt Bild 4.45.

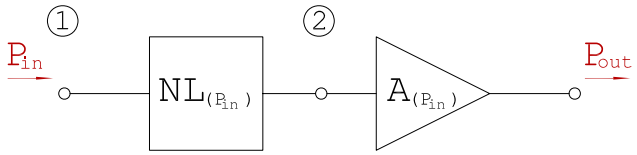


Bild 4.45: Blockschaltbild eines Predistortion-Netzwerkes

Sowohl in Betrag als auch in Phase wird ein einfaches nichtlineares Netzwerk (NL) so ausgelegt, dass das $A_{(P_{in})}$ kompensiert wird.
Die zugehörige Übertragungsfunktion für den Betrag hat typisch die im Bild 4.47 angegebene Charakteristik.

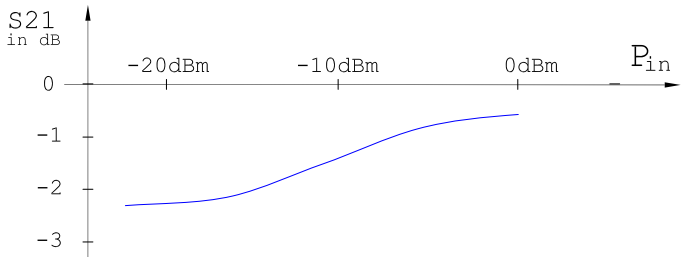


Bild 4.46: Transmissionsverhalten eines nichtlinearen Netzwerkes zur Vorverzerrung wie z.B. die folgende der T-Schaltung mit nichtlinearen Netzwerk aus zwei Dioden

Ein Beispiel einer Hardwarelösung zur Umsetzung des NL ist im Bild 4.47 abgedruckt.

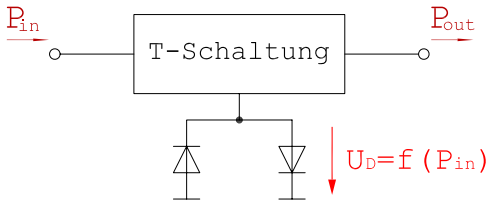


Bild 4.47: T-Schaltung (enthält reaktive Bauelemente) mit nichtlinearen Netzwerk aus zwei Dioden

Das passive LC-Netzwerk in der T-Schaltung dient zur leichten Ankopplung der Dioden, deren Verhalten sich über der Eingangsleistung ändert. Bei kleiner Eingangsleistung soll dieses Netzwerk mehr und bei größeren Eingangsleistungen weniger Dämpfung aufweisen. Zusätzlich darf die Transmissionsphse nur wenig verändert werden.

Vorteile:
- Einfach, stabil
- Auch digital realisierbar

Nachteile:
- Gerade ausreichend präzise
- Reagiert nicht auf Fehlanpassung am Ausgang

4.5.3 Feedforward

Die "Feedforward"-Schaltung ist so aufgebaut, dass der im Bild 4.48 dargestellte Hilfsverstärker bei kleinen Eingangssignalen nahezu keinen Beitrag liefert und erst bei großen Eingangssignalen (bei denen der Hauptverstärker in Kompression geht) die fehlende Leistung zufügt.

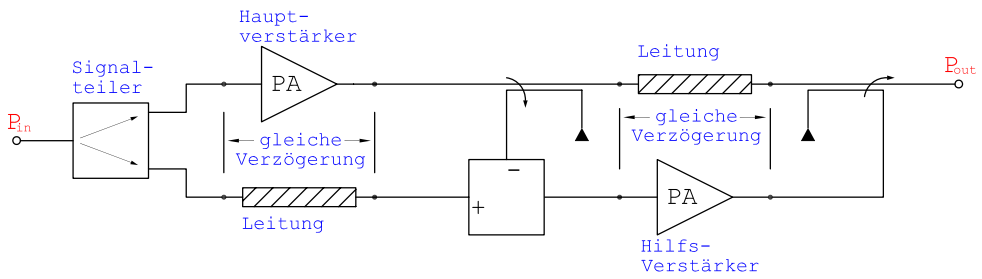


Bild 4.48: Schema eines Verstärkers mit Feedforward-Korrektur

Folgende Eigenschaften weist ein Feedforward-Aufbau auf:

- Technisch aufwendig, aber stabil.
- Korrigiert Amplituden- & Phasengang.
- Hilfsverstärker und Einkoppeldämpfung liegen um 6 dB tiefer als die Ausgangsleistung des Hauptverstärkers.
- Viel Verluste im letzten Koppler und dem zugehörigen resistiven Abschluss.

Da der letzte Koppler typisch als 6 dB-Koppler ausgeleget wird, muss der Hilfsverstärker ähnlich groß sein wie der Hauptverstärker.

4.5.4 Indirect Feedback

Die "Indirect Feedback"-Schaltung kontrolliert über einen skalare AGC-Schaltung[3] die Verstärkung und hält diese konstant.

[3] AGC: Automatic Gain Control

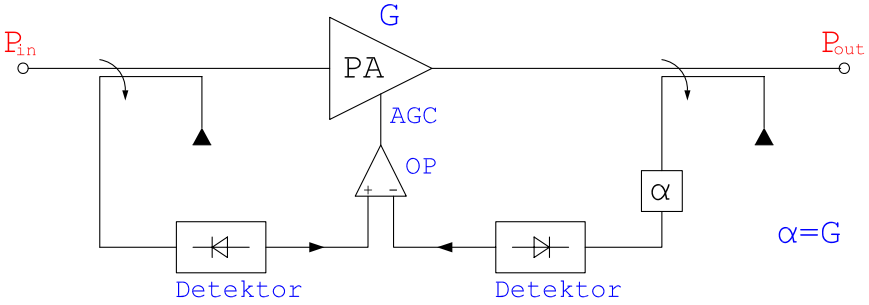


Bild 4.49: Indirect Feedback

Beim "Indirect Feedback" sind folgende Punkte zu beachten:

- Nur Korrektur des Amplitudengangs!
- Stabilitätsprobleme!

4.5.5 Kartesische Schleife

Zum Verständnis der Kartesische Schleife ist das Verständnis von IQ-Modulatoren (diese werden im Kapitel 6 detaillierter vorgestellt) und/ oder homodynen Systemen hilfreich ([29], Kap. 10).

Stark vereinfacht dargestellt setzt der im Bild 4.50 dargestellte IQ-Modulator das vektorielle ZF-Signal (gegeben als I- und Q-Signal) in ein HF-Signal um.

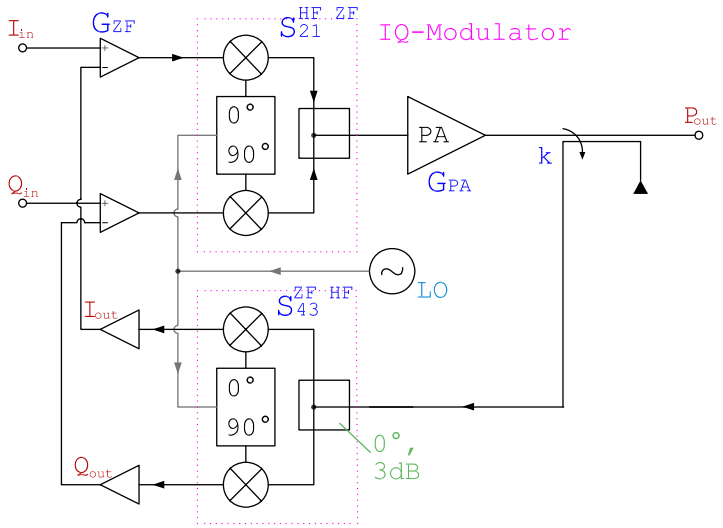


Bild 4.50: Kartesische Schleife zur Linearisierung des PAs

Die Verstärkung des Leistungsverstärkers ergibt sich aus

$G_{ZF} = \text{konst.} \quad \equiv \quad S_{21}^{HF\,ZF} \cdot G_{PA} \cdot k \cdot S_{43}^{ZF\,HF}$

mit den fixen Werten $\quad S_{21}^{HF\,ZF},\ S_{43}^{ZF\,HF},\ k \quad$ zu

$$G_{PA} = \frac{G_{ZF}}{k \cdot S_{21}^{HF\,ZF} \cdot S_{43}^{ZF\,HF}} \quad . \tag{4.53}$$

Folgende Eigenschaften weist die Kartesische Schleife auf:

- Breitbandig aber Stabilitätsprobleme.
- Mag. & Ang. - Kompensation.
- Interessant für integrierte Lösungen.
- Ein Muss für IQ-Synthesizer-Quellen für die Messtechnik.

4.5.6 Polare Schleife

Ein Heterodyn-System weist zwei HF-Oszillatoren auf. Bei der Polaren Schleife wird nach Betrag und Phase geregelt.

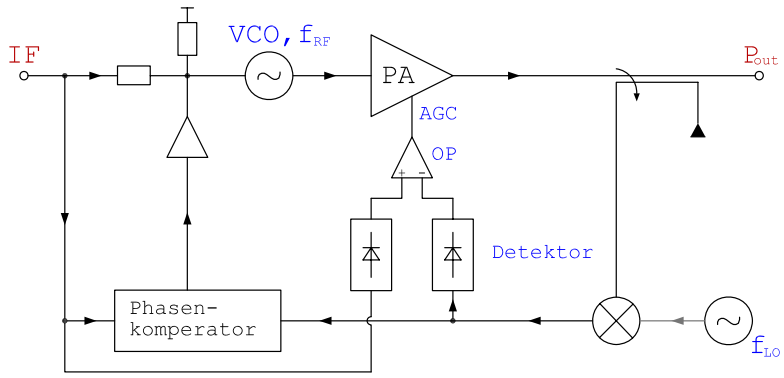


Bild 4.51: Blockschaltbild der Polaren Schleife

Bzgl. der Eigenschaften gilt die gleiche Diskussion wie bei der Kartesischen Schleife. Zusätzlich gilt, dass sehr gute Wirkungsgrade mit der Polaren Schleife realisierbar sind, da der Leistungsverstärker im H-Betrieb läuft.

Mögliche einsetzbare Phasenkomparatorenschaltungen werden im Zusammenhang mit den Synthesizern vorgestellt.

Aufgrund der Einsparung eines HF-Oszillators hat sich die IQ-Modulator-Architektur in Handsets durchgesetzt.

4.6 Frequenzvervielfacher

Oberhalb von 10 GHz werden Frequenzvervielfacher sehr gerne zur Erzeugung von HF-Signalen eingesetzt.

Als Oberwellenquellen wird z. B. ein Push-Pull-Verstärker für die H3-Erzeugung verwendet.

H1 und H2 werden am Ausgang komplett fehlangepasst, so dass möglichst viel Energie von H1 (am Eingang) in H3 konvertiert.

Kapitel 5

Oszillatoren

Wenn aktive Hochfrequenzschaltungen oszillieren, dann entsteht mindestens ein monofrequentes Ausgangssignal. Dieses ist oft bereits beim Entwurf eines HF-Verstärkers zu beobachten. Leider schwingen derartige ungewollte Oszillatoren nicht bei einer gewünschten Frequenz und auch die anderen Eigenschaften der Oszillation sind nur ungenügend.

Ein guter HF-Oszillator besteht aus einer verstärkenden Einheit und einem Resonator mit möglichst hoher Güte. Ist dieser Resonator über mindestens eine Varaktordiode in der Frequenz veränderbar, so spricht man von einem spannungsgesteuerten Oszillator, VCO (engl.: Voltage Controlled Oscillator). Ein zugehöriges ideales Signal ist im Bild 5.1 über dem Grundrauschen des Messgerätes im Frequenzbereich dargestellt.

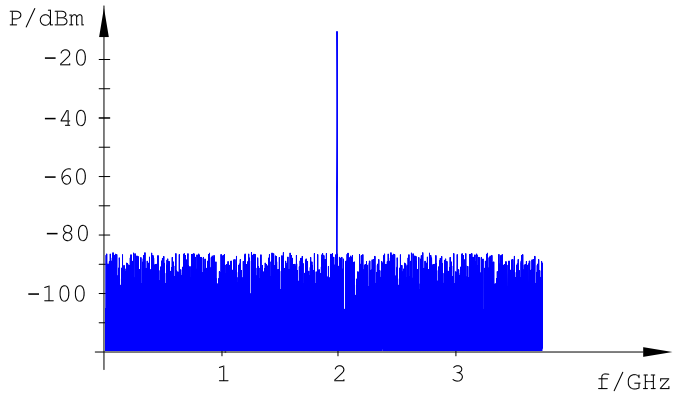


Bild 5.1: Reines sinusförmiges Signal eines stabilisierten Oszillators, gemessen mit einem Spektrumanalysator

Ein Oszillator weist einerseits Schwankungen der Ausgangsamplitude über der Zeit (AM-Rauschen) und andererseits (in der Praxis noch viel gravierendere) Schwankungen der Phase um die Sollfrequenz auf. Dieses Phasenrauschen stellt man in der Regel für das obere Seitenband mit der Differenzangabe des Rauschwertes zum maximalen Oszillatorsignal (das nicht abgebildet ist), wie im Bild 5.2 zu sehen ist, dar.

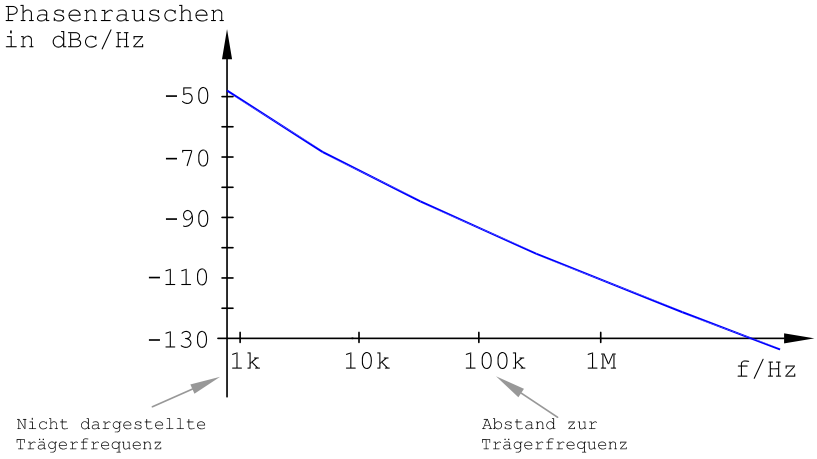


Bild 5.2: Typisches Phasenrauschen eines nicht stabilisierten Oszillators mit LC-Resonator

Dieses Phasenrauschen hat von der großen Anzahl der zu beachtenden Parametern beim Einsatz eines Oszillators oft den größten Einfluss auf die Systemeigenschaften. Möchte man beispielsweise ein Signal im Abstand von 1 MHz vom LO-Signal herunter mischen und betrachtet man den Mischer als Multiplizierer, so mischt der Mischer zusätzlich das Phasenrauschsignal des LO-Oszillators mit herunter. Folglich sollte das Phasenrauschen unter dem zu erwartenden Signalpegel am Empfänger liegen.

Zur Beurteilung und zum Einsatz eines Oszillators sind neben dem Phasenrauschen eine Menge von Punkten zu beachten:

- Ausgangsleistung und dessen Frequenzgang beim VCO,
- Leistungsaufnahme,
- Generation der Oberwellen mit typ. 20 dBc Abstand zur Grundwelle und ggf. der Subharmonischen (halbe Frequenz der Grundwelle),
- *Frequency Pushing*: Eine Größe die charakterisiert, wie sehr sich die Frequenz bei Schwankungen der Versorgungsspannung ändert,
- *Frequency Pulling*: Gibt an, wie stark sich die Frequenz bei einer auftretenden Fehlanpassung am Ausgang ändert,
- Temperaturgang bzw. -drift der Ausgangsleistung und der Frequenz,
- Abstimmcharakteristik in MHz/V eines VCO's und deren Linearität und maximale Änderbarkeit (Geschwindigkeit).

Im Folgenden werden insbesondere Schwingbedingungen für verschiedene in der HF-Elektronik interessante Oszillatoren und deren Schaltungstechnologie vorgestellt. Darüber hinaus sind insbesondere mit anderen HF-Technologien (Teraherztechnik, Hohlleitern, Röhren u.s.w.) viele weitere Oszillatoren zur Erzeugung von HF-Signalen bekannt, auf die hier nicht weiter eingegangen werden kann.

5.1 Zweitoroszillatoren

Zweitoroszillatoren werden auch als Oszillatoren mit rückläufigen Verstärkern oder Vierpoloszillatoren bezeichnet. Sie weisen einen Transmissionsverstärker und ein Rückkoppelnetzwerk auf.

5.1.1 Die Schwingbedingung

Ein idealer Verstärker für Spannungen mit einem Rückkoppelnetzwerk ist im Bild 5.3 dargestellt.

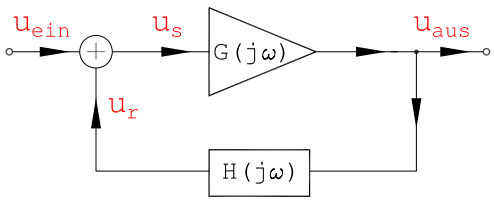


Bild 5.3: Rückgekoppelter Verstärker

Für die Übertragungsfunktion des Verstärkers soll

$$G(\mathrm{j}\omega) = \frac{u_{aus}}{u_s} \tag{5.1}$$

gelten.

$G(\mathrm{j}\omega)$: Übertragungsfunktion des idealen Spannungsverstärkers ($\mathrm{R}_{ein} \to \infty$, $\mathrm{R}_{aus} \to 0$, keine interne Rückkopplung)

Für das Rückkoppelnetzwerk gilt:

$$H(\mathrm{j}\omega) = \frac{u_r}{u_{aus}} \quad . \tag{5.2}$$

$H(\mathrm{j}\omega)$: Spannungsübertragungsfunktion eines beliebigen Rückkoppelnetzwerkes

Für den im Bild 5.3 dargestellten idealen Spannungsaddierer soll gelten:

$$u_s = u_{ein} + u_r \quad . \tag{5.3}$$

Eliminiert man u_s und u_r in Gleichung (5.3) mittels (5.1) und (5.2), so ergibt sich die geschlossene Schleifenspannungsverstärkung

$$V_u(\mathrm{j}\omega) = \frac{u_{aus}}{u_{ein}} = \frac{G(\mathrm{j}\omega)}{1 - G(\mathrm{j}\omega)\,H(\mathrm{j}\omega)} \quad . \tag{5.4}$$

Als Schleifenspannungsverstärkung des offenen Kreises wird

$$V_o(\mathrm{j}\omega) = G(\mathrm{j}\omega)\,H(\mathrm{j}\omega) \tag{5.5}$$

eingeführt.

Dieser rückgekoppelte Spannungsverstärker soll eine Oszillation aufweisen, ohne dass eine Eingangsspannung anliegt:

$$u_{ein} = 0\,V \qquad . \tag{5.6}$$

Es lässt sich für Gleichung (5.4) jedoch nur eine endliche Ausgangsspannung u_{aus} angeben, wenn gilt:

$$1 - G(\mathrm{j}\omega) \cdot H(\mathrm{j}\omega) = 0 \tag{5.7}$$

Für diesen Fall kann man den idealen Addierer entfernen und die Schaltung illustriert einen Oszillator.

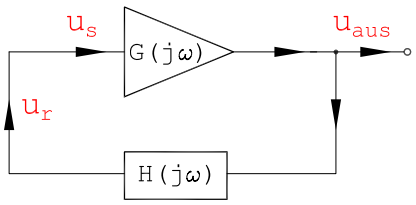


Bild 5.4: Oszillator mit rückläufigen Verstärker

Aus der Bedingung

$$1 = G(\mathrm{j}\omega_0) \cdot H(\mathrm{j}\omega_0) \tag{5.8}$$

für die Schwingfrequenz ω_0 ergeben sich die bekannten „Nyquist“-Kriterien
für den Betrag

$$|G(\mathrm{j}\omega_0) \cdot H(\mathrm{j}\omega_0)| = 1 \tag{5.9}$$

und für die Phase

$$\angle\left(G(\mathrm{j}\omega_0) \cdot H(\mathrm{j}\omega_0)\right) = 0^\circ \qquad . \tag{5.10}$$

Ähnliche Kriterien stellte „Brakhausen“ auf. Diese beiden Bedingungen in (5.9) und (5.10) stellen den Grenzwert dar, ab dem ein rückgekoppelter Verstärker schwingt. In der Praxis muss man zum sicheren Anschwingen die Bedingungen

$$|G(\mathrm{j}\omega_0) \cdot H(\mathrm{j}\omega_0)| > 1 \tag{5.11}$$

erfüllen, damit bei der wirklichen Phasenbedingung

$$\angle\left(G(\mathrm{j}\omega_0) \cdot H(\mathrm{j}\omega_0)\right) \approx 0^\circ \tag{5.12}$$

der Oszillator sicher schwingt.

Es stellt sich in der Praxis die Frequenz ein, bei der die beiden Bedingungen (5.11) und (5.12) möglichst gut erfüllt werden:

$$1 < \mathrm{Re}\left\{G(\mathrm{j}\omega_0) \cdot H(\mathrm{j}\omega_0)\right\} = V_{o(\mathrm{j}\omega_0)}^{\mathrm{Re}} \tag{5.13}$$

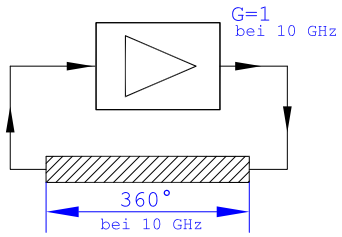


Bild 5.5: Oszillatorbeispiel: Verstärker mit 360°-Leitung in der Rückkopplung

Beispiel:
Geg.: Es gilt: Verstärkung = 1 bei der Grenzfrequenz von 10 GHz; Phase=360° bei 10 GHz; keine Dämpfung oberhalb von 1 GHz in der Rückkopplung (darunter Isolation). Die Verstärkung und das Rückkoppelnetzwerk weisen folgende Frequenzabhängigkeiten auf:

$$G(\mathrm{j}\omega) = 100\,\frac{0.1\,GHz}{f} \quad , \tag{5.14}$$

$$\angle H(\mathrm{j}\omega) = 360^\circ \frac{f}{10\,GHz} \mathrel{\hat{=}} 2\pi\,\frac{f}{10\,GHz} \qquad \text{bzw.} \tag{5.15}$$

$$H(\mathrm{j}\omega) = e^{-\mathrm{j}2\pi\frac{f}{10\,GHz}} \quad . \tag{5.16}$$

Rechnung: Mit diesen beiden Bedingungen erfüllt man für 10 GHz exakt das Nyquist-Kriterium. Jedoch weist der Verstärker für tiefere Frequenzen eine größere Verstärkung auf.

$$V_{o(\mathrm{j}\omega)}^{\mathrm{Re}} = \mathrm{Re}\left\{\frac{10\,GHz}{f}\,e^{-\mathrm{j}2\pi\frac{f}{10\,GHz}}\right\} \tag{5.17}$$

$$V_{o(\mathrm{j}\omega)}^{\mathrm{Re}} = \frac{20\pi\,GHz}{\omega}\,\cos\left(\frac{\omega}{10\,GHz}\right) \tag{5.18}$$

Die Maximalwertbestimmung durch Ableitung

$$\frac{dV_{o(\mathrm{j}\omega)}^{\mathrm{Re}}}{d\omega} = 0 \overset{!}{=} -\frac{20\pi\,GHz}{\omega^2}\,\cos\left(\frac{\omega}{10\,GHz}\right) - \frac{20\pi\,GHz}{\omega}\,\frac{1}{10\,GHz}\,\sin\left(\frac{\omega}{10\,GHz}\right) \tag{5.19}$$

$$0 \overset{!}{=} \frac{1}{\omega}\,\cos\left(\frac{\omega}{10\,GHz}\right) + \frac{1}{10\,GHz}\,\sin\left(\frac{\omega}{10\,GHz}\right) \tag{5.20}$$

$$0 = \frac{10\,GHz}{\omega} + \tan\left(\frac{\omega}{10\,GHz}\right) \tag{5.21}$$

ergibt mit $x = \frac{\omega}{10\,GHz}$ *:*

$$x = -\cot(x) \quad . \tag{5.22}$$

Die Lösung gibt der Kreuzungspunkt der Funktionen $x/10$ *und* $\cot(x)/10$[1] *im Bild 5.6 an. Folglich liegt die Resonanzfrequenz nicht bei 10 GHz, sondern bei rund 9.7 GHz, da hier die größere Verstärkung die nicht perfekte Phasenbedingung kompensiert. Weiterhin ist im Bild 5.6 das Resultat der Gleichung (5.18) dargestellt. Dieses Maximum liegt erwartungsgemäß bei rund 9.7 GHz.*

[1] Die beiden Ausdrücke wurden nur zur besseren Darstellung mit $\frac{1}{10}$ multipliziert.

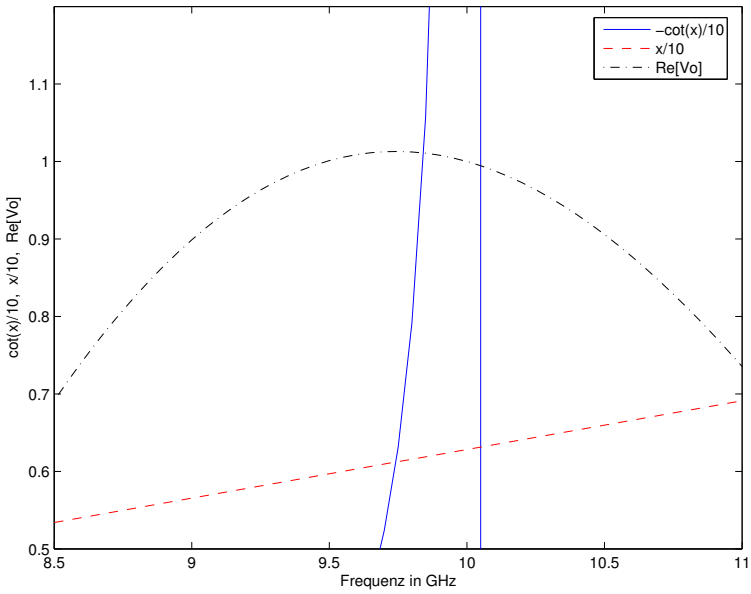


Bild 5.6: Graphische Methode zur Schwingungsfrequenzermittlung aus Gleichung (5.22)

Um ein optimal geringes Phasenrauschen des Oszillators zu erreichen, hält man sogar rund 6 dB Verstärkung vor.

5.2 Aufbau eines rückläufigen HF-Oszillators

Es lassen sich die beiden Übertragungsfunktionen $G_{(\mathrm{j}\omega)}$ und $H_{(\mathrm{j}\omega)}$ allgemein anwenden und so auch durch die Streuparameter $\mathrm{S}_{21}^{\mathrm{Verst}}$ und $\mathrm{S}_{43}^{\mathrm{Rück}}$ ersetzen. An der Optimierungsbedingung (5.13) ändert sich nichts:

$$1 < \mathrm{Re}\left\{S_{21}^{\mathrm{Verst}} S_{43}^{\mathrm{Rück}}\right\}. \tag{5.23}$$

Hierbei ist es gleich, welche Phasendrehung der Verstärker macht. Die Verstärkung der offenen Schleife muss maximal sein und die Phasendrehung bei möglichst n·360° liegen. Aus einem Oszillator soll das erzeugte Signal ausgekoppelt werde. Das allgemeine zugehörige Blockschaltbild zeigt Abbildung 5.7.
Dieser Oszillator wird auch als Zweitoroszillator bezeichnet.

Details zur Optimierung des Transmissionsresonators werden in [29] erläutert. Als einfachster Signalteiler kann der Sparbalun aus ([29] Kap. 5) eingesetzt werden. Die Verluste und Phasendrehung des unteren Teilerzweiges wird in der folgenden Analytik dem Rückkoppelnetzwerk und somit $S_{43}^{\mathrm{Rück}}$ zugerechnet.

Der Betrag der Übertragungsfunktion eines Verstärkers kann anhand des empirisch er-

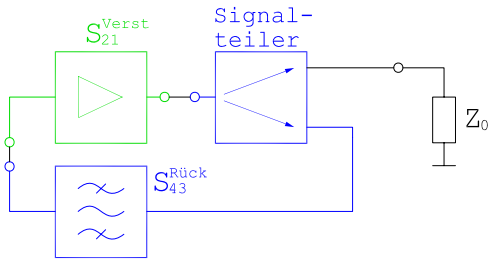


Bild 5.7: Zweitoroszillator mit Transmissionsresonator

mittelten Zusammenhangs

$$\left|S_{21}^{\text{Verst}}\right| = \sqrt{\frac{P_{sat}}{P_{ein}}\left[1 - e^{-\frac{G_o P_{ein}}{P_{sat}}}\right]} \tag{5.24}$$

berechnet werden. Enthalten ist:

P_{ein}	:	Leistung am Eingang des Verstärkers
P_{sat}	:	Sättigungsleistung des Verstärkers
G_o	:	Kleinsignalverstärkung

Die Verstärkung eines Verstärkers mit den Größen $P_{sat} = 100$mW und $G_o = 100$ ist über der Eingangsleistung im Bild 5.8 dargestellt.

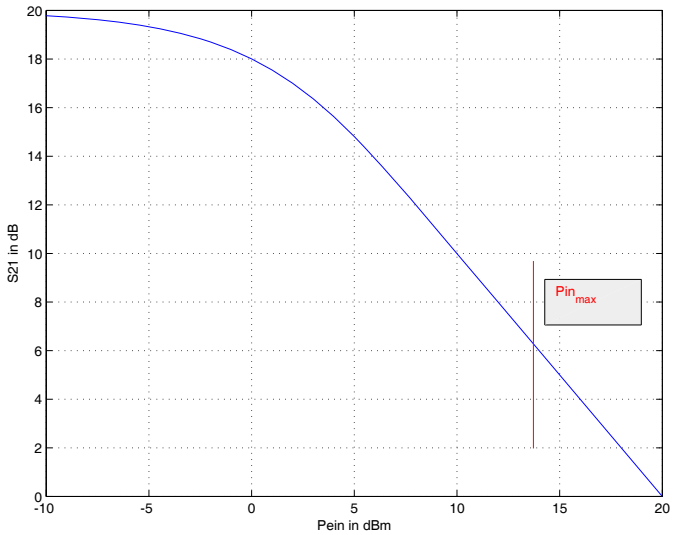


Bild 5.8: Betrag der Verstärkung eines Kleinsignalverstärkers in Kompression

Mit steigender Eingangsleistung sinkt die Verstärkung. Der Signalteiler und das Transmissionsfilter weisen merkliche Verluste auf, die deutlich unter der Kleinsignalverstärkung liegen müssen.
Schwingt ein Zweitoroszillator an, so steigt die Ausgangsleistung bis zu dem Wert, der dem der Verstärker nur noch die Verluste des Rückkoppelnetzwerkes ausgleichen kann.

$$\left|S_{21}^{\text{Verst}}\right| = \left|S_{43}^{\text{Rück}}\right| \tag{5.25}$$

Die Ausgangsleistung errechnet sich somit aus

$$P_{aus}^{dBm} = S_{43}^{\text{Rück}^{dB}} + P_{ein}^{dBm}. \tag{5.26}$$

Da die üblichen Dämpfungen für den Rückkoppelzweig bei 4 dB bis 10 dB liegen, kann man dem Bild 5.8 entnehmen, dass die Ausgangsleistung in der Praxis im Bereich der Sättigung liegt:

$$P_{aus}^{dBm} = P_{sat}^{dBm}. \tag{5.27}$$

5.2.1 Kreuzgekoppelter und Colpitts-Oszillator

Ein insbesonders für das Verständnis von (gewollten und nicht gewollten) Oszillationsvorgängen wichtiger Oszillator ist der kreuzgekoppelte Oszillator nach Bild 5.9.

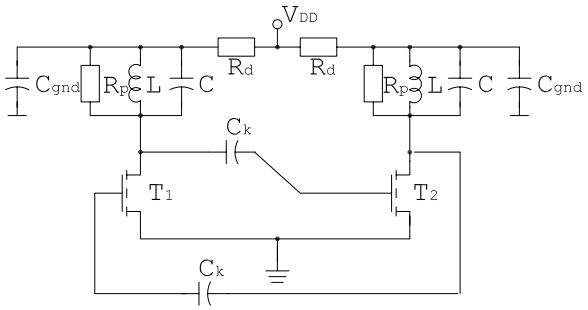


Bild 5.9: Vereinfachter Schaltplan eines kreuzgekoppelten Oszillators

Bei dem im Bild 5.9 illustrierten Oszillator wurden zur übersichtlicheren Darstellung die notwendigen Beschaltungen für die Arbeitspunkteinstellungen am Gate, das Auskoppelnetzwerk wie auch die Anpassschaltungen der Transistoren nicht dargestellt. In den weiteren Darstellungen werden zudem (wie es auch Standard in der internationalen Literatur ist) Koppelkondensatoren, Verlustwiderstände (hier R_p) und Kondensatoren, die die HF-Masse bei gegebener DC-Zuführung realisieren, nicht dargestellt.

Die beiden in Source-Schaltung dargestellten CMOS-Transistorverstärker sollen jeweils eine Transmissionsphasendrehung von 180° aufweisen. Somit könnte dieser Oszillator mit der Rückkopplung von 1 bei jeder Frequenz schwingen. Jedoch ist die Versorgungsspannung V_{DD} für das HF-Signal als Masse anzusehen. Deshalb verhalten sich diese beiden Schwingkreise wie Bandpässe.

Diese von der Phasenbedingung her sehr einfache Schaltung hat den praktischen Nachteil, dass zwei Transistoren und zwei Schwingkreise (die ggf. gleichzeitig abgestimmt werden sollen) benötigt werden. Vorteilhaft ist, dass an T_1 und an T_2 jeweils Signale ausgekoppelt werden können, die differentiell sind.

In Halbleitern entfallen die Drain-Widerstände und werden durch einen in Sättigung betriebenen Transistor ersetzt, der als Stromquelle dient.

Möchte man nur einen Transistor und einen LC-Schwingkreis einsetzen, so kann man nach der zuvor vorgestellten Vorgehensweise ein Rückkoppelnetzwerk in einem Source- oder Emitterverstärker einsetzen, dass einerseits 180° Phasendrehung macht und andererseits über einen Parallelschwingkreis außerhalb der Resonanzfrequenz den Verstärker gegenkoppelt.

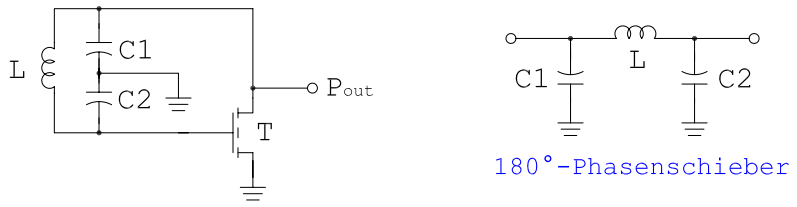


Bild 5.10: Colpitts-Oszillator in Source- bzw. Emittergrundschaltung und einzeln dargestellter Phasenschieber

Die in Bild 5.10 dargestellte Schaltung kann nur bei der Frequenz schwingen, bei der es die 180° Phasendrehung gibt. Nur bei dieser Frequenz liegt keine Gegenkopplung vor.

Der im Bild 5.10 enthaltene Phasenschieber hat einen Tiefpasscharakter. Folglich weist das Rückkoppelnetzwerk kein Bandpassverhalten auf! Das enthaltene Tiefpassfilter vermindert die Schwingneigungen bei tieferen Frequenzen.

Vorteilhaft am Colpitts-Oszillator ist, dass das Rückkoppelnetzwerk nur eine Spule benötigt und keinen DC-Schluss aufweist (und somit keine zusätzlichen Koppelkondensatoren benötigt). Die mehrheitlich enthaltenen Kondensatoren weisen eine höhere Güte als die Spule auf. Dieses ist auch die Gründe weshalb diese Konstruktion häufig in Halbleitern eingesetzt wird.

In gleicher Art und Weise wie der Colpitts-Oszillator lässt sich ein Phasenschieber aus den zwei Shuntelementen $L1$ und $L2$ und dem Serienelement C aufbauen. Dieser Phasenschieber hat einen Hochpasscharakter. Die zugehörige Schaltung wird als `Hartley-Oszillator` bezeichnet. Ersetzt man die Spule des Parallelschwingkreises durch einen Trafo, so gelangt man zum `Meißner-Oszillator`.

Die Vorteile dieser beiden Schaltungen liegen in der Abstimmung der Phasenschiebung über nur einen elektronisch veränderbaren Kondensator und in der geringen Schwingneigung bei tieferen Frequenzen.

Eine Übersicht der verschiedenen Rückkoppelnetzwerke gibt das Bild 5.11.

Die Netzwerke sind in der Praxis nicht symmetrisch, da i.d.R. eine Impedanztransformation notwendig ist.

Diese Oszillatoren kann man auch in die beiden anderen Grundschaltungen (Basisschaltung und Kollektorschaltung) implementieren. Diese beiden Schaltungen weisen 0° Phasendrehung für das Transmissionssignal auf. Folglich braucht das Rückkoppelnetzwerk keine Phasendrehung bzw. 360° aufweisen.

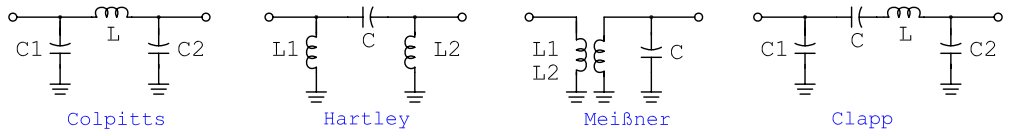


Bild 5.11: Rückkoppelnetzwerke und deren Namen für die zugehörigen Oszillatoren

Diese 0° Phasendrehung lässt sich auch durch einen einfachen Resonator bewerkstelligen. Gerne verwendet man einen Parallelschwingkreis mit einer Ankopplung zwischen den Kondensatoren. Auch diese Schaltung wird der Klasse der Colpitts-Oszillatoren zugeordnet.

Der Parallelschwingkreis kann u.a. auf der Gate-Seite implementiert werden, Bild 5.12.

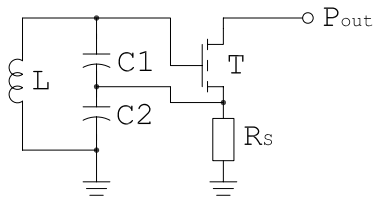


Bild 5.12: Colpitts-Oszillator in Draingrundschaltung mit Resonator am Gate

Die Gleichspannung am Gate wird so eingestellt, dass aufgrund der Stromgegenkopplung mit R_S nur ein geringer Strom fließt. Bei der Resonanzfrequenz wird R_S durch $C2$ kurzgeschlossen. Bei dieser Frequenz weist der Transistorverstärker einen großen Verstärkungswert auf und oszilliert.

Insbesondere in Halbleitern wird R_S durch eine Konstantstromquelle ersetzt.

Bild 5.13 zeigt die Gateschaltung mit Parallelschwingkreis.

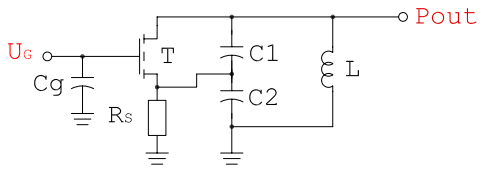


Bild 5.13: Colpitts-Oszillator in Basis- bzw. Gategrundschaltung mit Resonator

5.3 Eintoroszillatoren

Bei Zweitoroszillatoren betrachtet man das Transmissionsübertragungsverhalten (S_{21} von Verstärker und Rückkopplung). Bei Eintoroszillatoren spielt hingegen das Reflexionsverhalten die entscheidenen Rolle. In der Nomenklatur der Hochfrequenztechnik muss ein zugehöriger Verstärker eine Reflexionsverstärkung aufweisen und der Resonator bei der

gewünschten Schwingfrequenz eine starke Betragsreflexion und die passende Phasendrehung.

5.3.1 Schwingbedingung von Eintoroszillatoren

Diese Oszillatoren werden insbesondere in Halbleiterschaltungen bevorzugt eingesetzt. Bild 5.14 zeigt das hier bevorzugte Blockschaltbild.

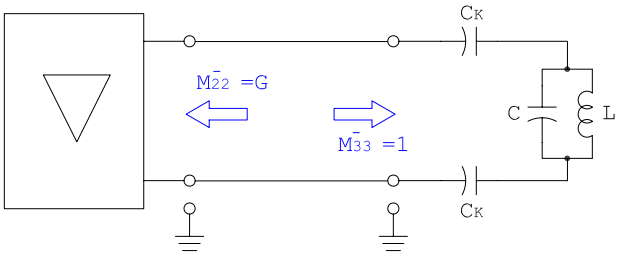


Bild 5.14: Eintoroszillator in symmetrischer Schaltungstechnik, bestehend aus Reflexionsverstärker (links) und Resonator einschließlich Impedanztransformationsnetzwerk (Γ-Trafo)

Auf die dem Resonator vorgeschaltete Impedanztransformation, die mit den Kondensatoren C_K bewerkstelligt wird, wird ausführlich in [29], Kap. 5 eingegangen. Der im Bild 5.14 enthaltene Resonator reflektiert breitbandig die gesamte Energie. Jedoch gilt außerhalb der Resonanzfrequenz für die Reflexionsphase: $M_{33}^{-} = -1$. Folglich schwingt diese Schaltung nur über die Phasenbedingung:

$$\angle\left(G(\mathrm{j}\omega_0)\cdot H(\mathrm{j}\omega_0)\right) = 0^\circ \qquad \text{bzw.} \qquad \angle\left(M_{22}^{-}(\mathrm{j}\omega_0)\, M_{33}^{-}(\mathrm{j}\omega_0)\right) = 0^\circ \qquad . \tag{5.28}$$

Zusätzlich muss die Reflexionsverstärkung mindestens genauso groß sein, wie die Reflexionsdämpfung des Resonators:

$$\left|M_{22}^{-}(\mathrm{j}\omega_0)\, M_{33}^{-}(\mathrm{j}\omega_0)\right| \geq 1 \qquad . \tag{5.29}$$

Zusammengefasst erhält man die Schwingbedingung für Eintoroszillatoren:

$$\mathrm{Re}\left\{M_{22}^{-}(\mathrm{j}\omega_0)\, M_{33}^{-}(\mathrm{j}\omega_0)\right\} \geq 1 \qquad . \tag{5.30}$$

In der Praxis ist die Anpassung des Resonators bei der Resonanzfrequenz mit Betragswerten im Bereich 2-8 dB besser als bei anderen Frequenzen. Zum sicheren Oszillieren setzt man Reflexionsverstärker mit Werten im Bereich von 10-20 dB ein.

Möchte man bei Eintoroszillatoren auch die Amplitudenbedingung nutzen, so muss man ein Bandstopfilter einsetzten, wie es auch für DRO-Oszillatoren gemacht wird, [29], Kap. 5.

Bei diesem Oszillator hat man wieder wie beim Transmissionsoszillator eine Schwingbedingung über die Phase und dem Betrag. Bei Resonanz reflektiert das Bandstopfilter die meiste Energie.

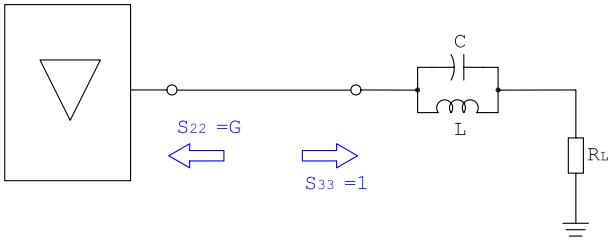


Bild 5.15: Eintoroszillator in unsymmetrischer Schaltungstechnik mit Bandstopfilter

Es ist natürlich beliebig, ob man die Definition für symmetrische Leitungssysteme in M-Parametern (wie in den Gleichungen (5.28) und (5.29)) oder in S-Parametern (wie im Bild 5.15) formuliert.

5.3.2 Eingesetzter Reflexionsverstärker

Der insbesonders in der Halbleitertechnik häufig eingesetzte Reflexionsverstärker ist ein differentieller Verstärker mit einer direkten Rückkopplung, wie im Bild 5.16 dargestellt.

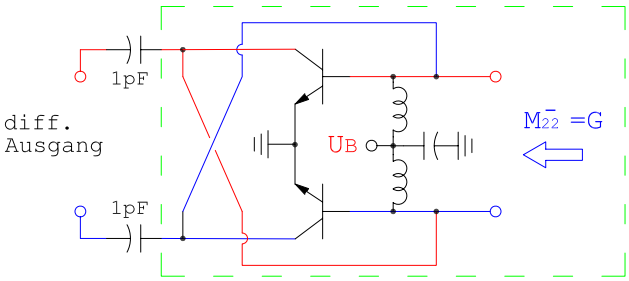


Bild 5.16: Reflexionsverstärker für Eintoroszillatoren in symmetrischer Schaltungstechnik mit kleinen Auskoppelkondensatoren

Das Eingangssignal des oberen roten Zweiges wird verstärkt, um 180° in der Phase gedreht, danach einerseits über einen Koppelkondensator mit kleiner Kapazität (z.B. 1 pF) zum Teil ausgekoppelt und andererseits dem unteren blauen Eingang zur Verfügung gestellt. An diesem blauen Eingang steht nun ein größeres Signal zur Verfügung, als nur der einfallende Wellenanteil des symmetrischen Eingangssignals. Deshalb wird mehr Energie reflektiert, als einfällt. Gleiches gilt für den Energieanteil, der über den blauen Zweig eingekoppelt über den roten Zweig ausgekoppelt wird.

Bei diesem Verstärker handelt es sich nicht um einen linearen Verstärker, da dieser durch die Mitkopplung in Kompression geht. Für den Oszillatorbetrieb ist dieses nicht nachträglich. In der Praxis weist dieser Verstärker einen sehr hochohmigen Eingangswiderstand (typisch 5 kΩ) auf und belastet somit den Resonator nur sehr wenig.

Oft und somit auch in vielen anderen Literaturstellen (z.B. [55]) wird dieser Reflexionsverstärker als negativer Widerstand beschrieben.

Sehr vorteilhaft an diesem Verstärker ist weiterhin, dass sich der Millereffekt kompensieren lässt und somit eine große Verstärkung bei hohen Frequenzen erzielt werden kann, [29].

5.3.3 Aufbauten von differentiellen Oszillatoren

Der Aufbau des einfachsten differentiellen Oszillators, der sehr häufig in der HF-IC-Technologie eingesetzt wird, ist im Bild 5.17 dargestellt.

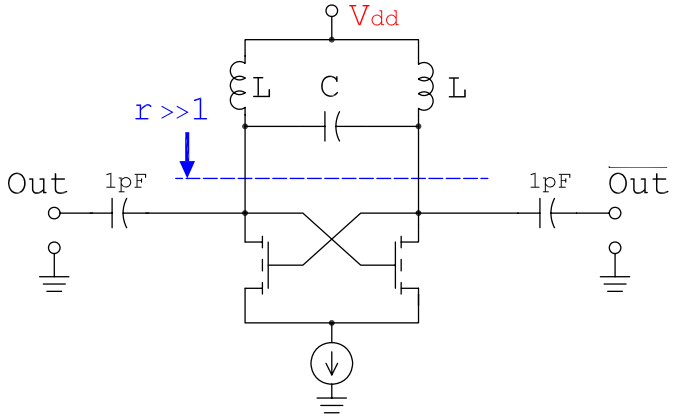


Bild 5.17: Differentieller bzw. Push-Push- bzw. kreuzgekoppelter Oszillator

Da der Verstärker entsprechend hochohmig ist, wird nicht immer ein kleiner Koppeltransformator zur Impedanztransformation (mittels Γ-Transformator) eingesetzt.

In [29] wurden neben den einfachen Resonatoren auch die Dual-Mode-Resonatoren eingeführt, die aufgrund des zweifachen Durchlaufes des Signals im Gleich- und Gegentaktmode eine deutlich höhere belastete Güte als einfache Resonatoren aufweisen.

Die erzielbare Steigerung der belasteten Güte durch das Mixed-Mode-Konzept ist im Bild 5.18 illustriert.

Die Werte gelten für 2.5 GHz und den Bauelemente: $Q_L = Q_C$ =40, L_{min}: 1 nH, C_{min}: 0.5 pF. Durch den steilen Phasenverlauf wird eine stabilere Oszillation erreicht.

Der Phasenverlauf durchläuft steiler den Punkt der Resonanzfrequenz, da die belastete Güte erhöht wird. Gleichzeitig erhöhen sich die Verluste im Resonator, da der Schwingkreis zweimalig (mit Gleich- und Gegentaktmode) durchlaufen wird.

Realisiert man in dieser Schaltungstechnik einen Reflexionsoszillator, dann sieht die prinzipielle Schaltungstechnik wie im Bild 5.19 dargestellt aus.

Der Reflexionsverstärker muss nun für den Gleich- und den Gegentaktmode betrachtet werden. Am Resonator wird die Gegentaktwelle mit 90° Phasendrehung in eine Gleichtaktwelle gewandelt und reflektiert. Die Gleichtaktwelle wird mit 180° Phasendrehung vom Verstärker zurückreflektiert und am Resonator in eine Gegentaktwelle mit 90° Phasendrehung zurückkonvertiert.

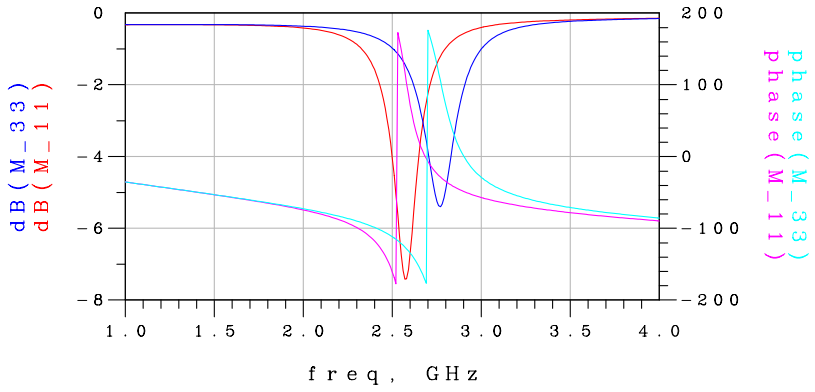


Bild 5.18: Gegentaktreflexion für den klassischen Resonator ($M_{33} = M\_33$) und den Dual-Mode-Resonator ($M_{11} = M\_11$)

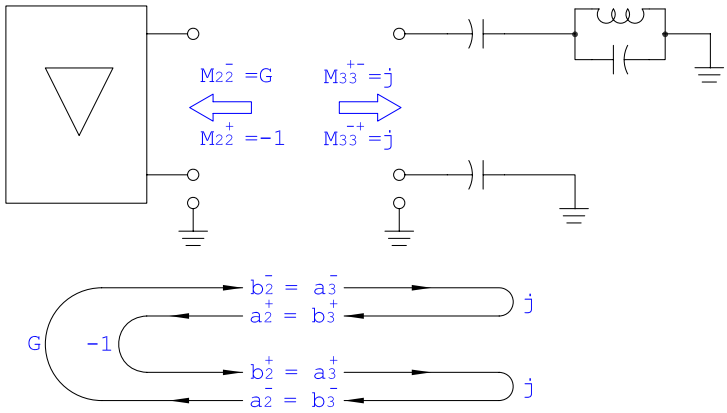


Bild 5.19: Links: Reflexionsverstärker; rechts: Dual-Mode-Resonator

Dieser Ablauf der Wellenreflexion und -konvertierung wird im unteren Teil des Bildes 5.19 illustriert.

Dieser Oszillator, der auch als Dual-Mode- oder Mixed-Mode-Oszillator bezeichnet wird, weist nur einen sehr geringen Unterschied zum differentiellen Oszillator nach Bild 5.17 auf: Es muss am Resonator nur ein Kondensator, der gegen Masse kontaktiert ist, eingesetzt werden.

Der Unterschied der Spannungen an den Resonatoren kann dem Bild 5.21 entnommen werden.

Bei diesen Simulationsergebnissen des Mixed-Mode-Oszillators und des differentiellen Oszillators wurde der gleiche Oszillator eingesetzt, da der Oszillatorbetrieb über einen Kurzschluss umschaltbar ist. Man erkennt deutlich, dass der Oszillator im Dual-Mode-Betrieb eine höhere Resonatorspannung aufweist.

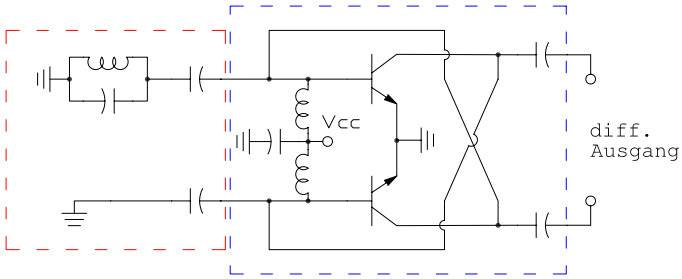


Bild 5.20: Links: Dual-Mode-Resonator; rechts: Reflexionsverstärker

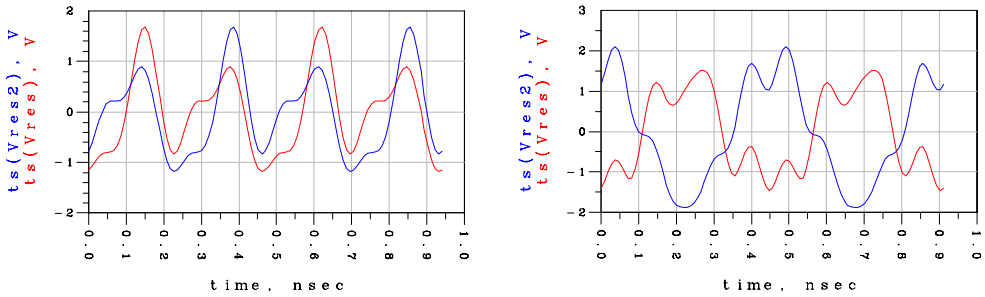


Bild 5.21: Resonatorspannungen an Basis 1 und Basis 2 im Gegentakt- und Dual-Mode-Betrieb

Der Aufbau des Mixed-Mode Oszillators mit SMD-Komponenten und SiGe-Transistoren ist im Bild 5.22 abgelichtet.

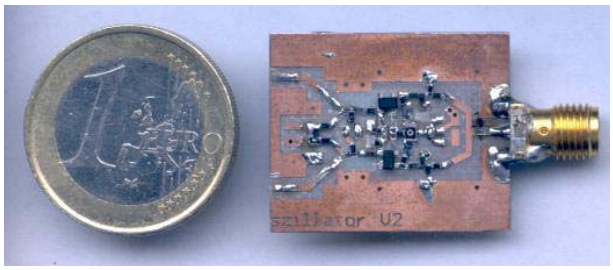


Bild 5.22: Abbildung des realisierten Dual-Mode-Reflexionsoszillators

In der Simulation wurde bei 1 MHz Abstand ein um 6 dB besseres Phasenrauschen berechnet. In der Messung war es sogar um 7 dB besser, [35].

5.3.4 Push-Push-Oszillatoren

Es wurde bereits erwähnt, dass man den differentiellen Oszillator auch gelegentlich als Push-Push-Oszillator bezeichnet. Hier sollen unter Push-Push-Oszillatoren nur die Oszil-

latoren betrachtet werden, die auf einer Grundfrequenz f_0 schwingen, dabei viele Oberwellen erzeugen und von denen nur eine Oberwelle als Ausgangssignal abgegriffen wird.

Bild 5.23 zeigt das typische Ausgangssignal eines Oszillators in Halbleitertechnik. In speziellen Schaltungen wird die Energie der Oberwellen optimiert, so dass sich ein Spektrum ergibt, das einem Kamm ähnelt. In diesen Fällen spricht man von einen speziellen Kammoszillator bzw. Kammgenerator.

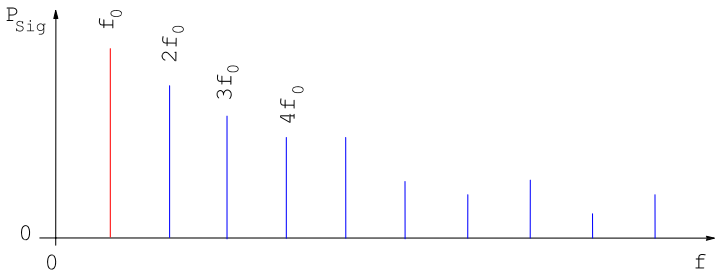


Bild 5.23: Typisches Frequenzspektrum von Halbleiteroszillatoren

Der einfachste Push-Push-Oszillator wird von einem Oszillator mit zwei Ausgängen angesteuert. Die Ausgangssignale werden über je einen Phasenschieber gedreht und anschließend wieder kombiniert.

Diesen allgemeinen Aufbau eines Push-Push-Oszillators zeigt das Bild 5.24.

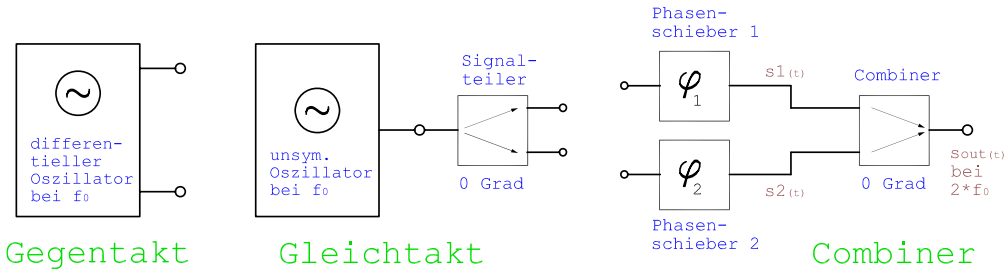


Bild 5.24: Oszillatoren und Combining-Netzwerk für Push-Push-Oszillatoren

Mathematisch lässt es sich wie folgt beschreiben. Für das Signal im oberen Zweig gilt:

$$s_{1(t)} = a\,e^{j\omega_0 t} + b\,e^{j2\omega_0 t} + c\,e^{j3\omega_0 t} + \ldots \quad . \tag{5.31}$$

Im unteren Zweig ist das Signal aufgrund einer zusätzlichen Phasendrehung verzögert:

$$s_{2(t)} = a\,e^{j\omega_0 (t-\Delta t)} + b\,e^{j2\omega_0 (t-\Delta t)} + c\,e^{j3\omega_0 (t-\Delta t)} + \ldots \quad . \tag{5.32}$$

Das Combiner-Netzwerk addiert diese beiden Signale:

$$s_{out(t)} = a'\,e^{j\omega_0 t}(1+e^{-j\omega_0 \Delta t}) + b'\,e^{j2\omega_0 t}(1+e^{-j2\omega_0 \Delta t}) + c'\,e^{j3\omega_0 t}(1+e^{-j3\omega_0 \Delta t}) + \ldots \quad . \tag{5.33}$$

Bei einem Phasenunterschied von 180° oder $\pi = \omega_0 \Delta t$ bleiben nur noch die gradzahligen Harmonischen übrig:

$$s_{out(t)} = 2\,b'\,e^{j2\omega_0 t} + 2\,d'\,e^{j4\omega_0 t} + \ldots \quad . \tag{5.34}$$

Die einfachste und am Häufigsten genutzte Umsetzung (im Halbleiter) ist im Bild 5.25 dargestellt.

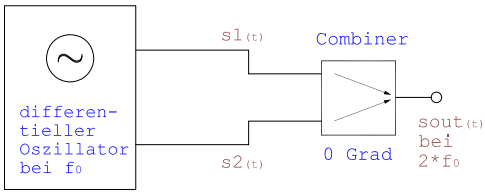


Bild 5.25: Einfachster Push-Push-Oszillator

Diese Oszillatoren wurde insbesondere für die Halbleiterschaltungstechnik in sehr vielen Veröffentlichungen in einer sehr großen Variantenvielfalt beschrieben. Die Phasenschieber können entfallen, da der differentielle Oszillator bereits das notwendige Gegentaktsignal liefert.

Eine ausführlichere wissenschaftliche Veröffentlichung zu Push-Push-Oszillatoren ist in [74] abgedruckt.

Bild 5.26 zeigt eine auf Al_2O_3-Substrat realisierte Umsetzung zweier 28.5 GHz-Oszillatoren in unsymmetrischer Schaltungstechnik.

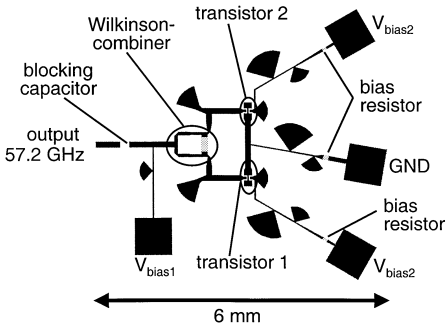


Bild 5.26: Push-Push-Oszillator bei 57 GHz in SiGe-HBT-Technologie aus [74]

Ein für 57 GHz ausgelegter Wilkinsonkoppler wird hier als Leistungs-Combiner eingesetzt. Der Oszillator weist mit 1 dBm Ausgangsleistung und einem Phasenrauschenwert von 108 dBc/Hz bei 1 MHz Abstand sehr gute Kenntwerte auf.

Von anderen wurden sogar aus zwei 6.4 GHz Oszillatoren mittels eines Combiner-Netzwerkes für die achte Harmonische ein 51 GHz Push-Push-Oszillator entwickelt, [42]. Diese in SMD-Technik auf Teflon-Substrat erstellte Lösung weist fast so gute Werte wie der zuvor vorgestellte Oszillator auf.

5.3.5 Elektrisch abstimmbare Oszillatoren

In der Praxis sind die Quarzoszillatoren und Oszillatoren mit dielektrischen Resonatoren (DRO) die einzigen Festoszillatoren.

Die Masse der HF-Oszillatoren verwenden im Schwingkreis eine Varaktor-Diode. Die Varaktor-Diode ist verwandt mit der PIN-Diode und darauf gezüchtet, dass eine Sperrspannung die Sperrkapazität über einen sehr großen Bereich verändern kann. Vereinfacht gilt:

Bauelement	Funktion
PIN-Diode	elektrisch steuerbarer Widerstand
Varaktor-Diode	elektrisch steuerbarer Kondensator

Diese Funktionalität eines elektrisch abstimmbare Oszillatoren (VCO; engl.: voltage controlled oscillator) lässt sich mit der einfachen Funktion

$$\omega_{out} = \omega_0 + K_V \cdot U_{control} \tag{5.35}$$

beschreiben. Dabei beschreibt K_V die Steilheit des VCOs in $\frac{rad}{Vs}$ an.

In der Praxis lässt sich eine Varaktor-Diode nicht linear durchstimmen. Deshalb muss diese Nichtlinearität durch eine nichtlineare Ansteuerung über einen Mikroprozessor oder einem Speicher oder auch durch eine komplexere analoge Varaktor-Dioden-Anordnung kompensiert werden.

5.4 Rauschverhalten von Oszillatoren

Bereits in der Einleitung dieses Kapitel wurde auf verschiedene endliche Eigenschaften und insbesondere das Rauschen des Oszillators eingegangen.

Ein idealer HF-Oszillator würde ein reines Sinussignal mit fester Frequenz erzeugen. Reale Oszillatoren weisen um die Resonanzfrequenz herum mehr oder minder starkes Rauschen auf, Bild 5.27

Dem Bild kann man folgenden Werte entnehmen:

- Signalleistung (Marker 1): 2 dBm
- Rauschleistung (Marker 2): -66 dBm
- Resultierende Bandbreite (RWB): 10 kHz
- Phasenrauschwert bei 1 MHz Abstand: -108 dBc

Eine resultierende Bandbreite von 10 kHz entspricht 40 dB erhöhtes Rauschen gegenüber einer Messung mit nur 1 Hz Bandbreite.

Der Phasenrauschwert, der immer auf 1 Hz Bandbreite angegeben wird, berechnet sich in diesem Beispiel wie folgt:

$$L_{(1\,MHz)} = -66\,\frac{dBm}{10\,kHz} - 40\,dB - 2\,dBm \;= -108\,\frac{dBc}{Hz} \quad . \tag{5.36}$$

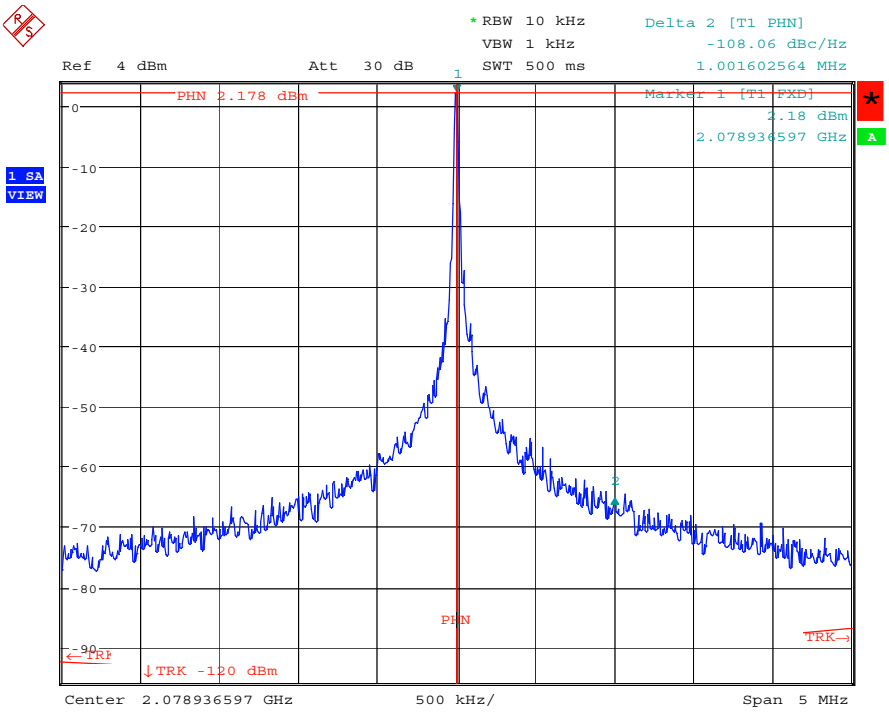


Bild 5.27: Spektrales Ausgangssignal eines VCOs in SMD-Technik

Dieses Rauschen um den Träger, das in guter Näherung auf ein Phasenrauschen eingeschränkt werden kann, bestimmt in den meisten modernen Funksystemen die Selektivität und somit die Reichweite. Deshalb wird viel Aufwand zur Minimierung des Phasenrauschens unternommen.

Bereits 1966 erstellte Leeson [?] ein lineares invariantes Modell zur Beschreibung des Phasenrauschens. Dieses Modell berücksichtigt verschiedene Einflüsse auf das Phasenrauschen. Weitere Wissenschaftler verfeinerten dieses Modell, [?, ?, ?]. Jedoch ist das Leeson-Phasenrauschmodell oftmals als ausreichend zu sehen und noch sehr übersichtlich, [?]. Demnach gilt:

$$L(\Delta\omega) = 10\,log\left[\frac{2\,F\,k\,T}{P_{sig}}\left\{1+\left(\frac{\omega_0}{2\,Q_L\Delta\omega}\right)^2\right\}\left(1+\frac{\Delta\omega_{1/f^3}}{|\Delta\omega|}\right)\right] \qquad \text{mit} \tag{5.37}$$

$L(\Delta\omega)$: Einseitenbandrauschleistung, normiert auf P_{sig} für 1 Hz Bandbreite
P_{sig}: Signalleistung des Oszillators
ω_0: Mittenfrequenz des Oszillators
$\Delta\omega$: Kreisfrequenzabweichung von ω_0
F: Rauschzahl des Verstärkers
T: Temperatur
k: Boltzmann-Konstante
$\Delta\omega_{1/f^3}$: Eckfrequenz des $1/f$-Rauschens
Q_L: belastete Güte des Resonators

Das zugehörige Rauschspektrum ist im Bild 5.28 dargestellt.

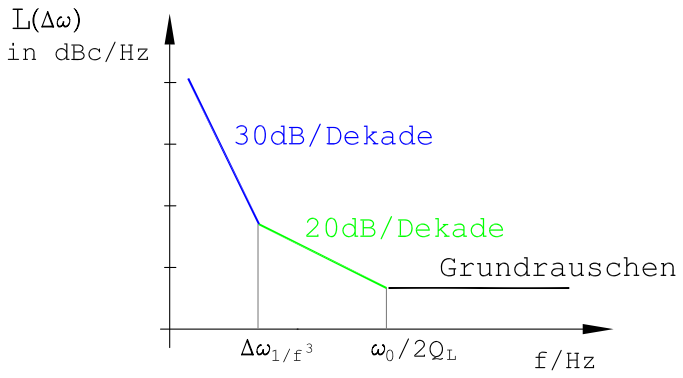


Bild 5.28: Phasenrauschen eines Oszillators nach dem Modell von Leeson, [?]

Ursache für das starke Seitenbandrauschen ist insbesondere das bei tiefen Frequenzen vorhandene $1/f$-Rauschen, das durch nichtlineare Effekte am Oszillator hochgemischt wird. Bis zur Grenze von $\Delta\omega_{1/f^3}$ weist das Seitenbandrauschen einen Gradienten von -30 dB/Dekade und im weiteren -20 dB/Dekade auf, bis es ins weiße Rauschen übergeht.

Mit folgenden Veränderungen lässt sich das Phasenrauschen eines Oszillators reduzieren:

1. Anhebung der Ausgangsleistung P_{sig}. Da das thermische Rauschen fix ist, kann $2kT/P_{sig}$ optimiert werden, [?].
2. Anhebung der belasteten Resonatorgüte Q_L.
3. Reduktion der Rauschzahl F, [?], was aber nicht so effizient ist, [?].
4. Halbleiter mit geringer $1/f$-Eckfrequenz wählen. Hier wählt man SiGe.

Im [29] wurde im Verstärkerkapitel gezeigt, wie man das $1/f$-Rauschen bereits Schaltungstechnik gut reduzieren kann und somit das Phasenrauschen um rund 6 dB reduziert.

Möchte man Oszillatoren miteinander vergleichen, so führt man einen Leistungsfaktor (für das Phasenrauschen) als so genannten FOM-Wert (engl.: Figure of Merit) ein:

$$FOM = L(\Delta\omega) + 10\,log\left[\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right)^2 \frac{P_{VCO}}{1\,mW}\,\frac{V_c}{FTR}\right] \tag{5.38}$$

Dieser FOM-Wert korrigiert die Ausgangsleistung und die relative Bandbreite des VCOs.

P_{VCO} beschreibt die vom Oszillator aufgenommene Leistung in mW. FTR steht für *Frequency Tuning Range* und wird in Prozent angegeben. Bei V_c handelt es sich um die Tuningspannungsbereich in Volt.

Internationale Bestwerte für VCO's liegen bei -185 dBc bis -200 dBc.

Kapitel 6

Detektoren und Mischer

6.1 Detektoren

!!!!!!!!!!!! Abschnitt, aufbauend auf den Grundlagen von Seite 56 fehlt !!!!!

6.2 Das Überlagerungs- bzw. Heterodynprinzip

Mit einem Detektor kann man die Leistung eines HF-Signals ermitteln. In modernen Kommunikationsverfahren werden jedoch die Hochfrequenzsignale direkt in den unteren Frequenzbereich um gesetzt. Bei dieser Umsetzung bleibt die Amplituden- und die Phaseninformation erhalten. Es gibt drei Wege zur Detektion dieser vektoriellen HF-Signale:

1.: Das Überlagerungs- bzw. Heterodynprinzip

2.: Das Homodynprinzip

3.: Das Sechtorprinzip

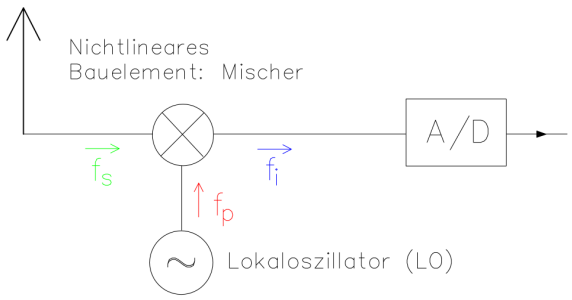


Bild 6.1: Aufbau einer Heterodynstufe als Empfänger

Das Bild 6.1 stellt einen heterodynen Empfänger dar, der das Antennensignal mit der Frequenz f_s einem Mischer zuführt, welcher durch das Signal mit der Frequenz f_p "gepumpt" wird und am Ausgang ein Signal mit der ZF-Frequenz f_i herausgibt, das die Amplituden- und die Phaseninformation des HF-Signals mit der Frequenz f_s enthält.

Die Heterodyn- und die Homodynstufe lassen sich auch als Sender einsetzen. Diese beiden Prinzipien zur Frequenzumsetzung basieren auf Schaltungen mit Mischern.

Das Sechtorprinzip weist nur Koppler und Detektoren auf und ist nur als Empfänger einsetzbar.

In der Verbreitung gibt es eine klare Abstufung: Heterodynsystem sehr häufig, Homodynstufen wenig, Sechtorempfänger sehr selten.

6.3 Grundlagen der Frequenzumsetzung mit Mischern

Abbildung 6.2 zeigt den Aufbau einer Heterodynstufe mit Detektorempfänger mit der Signalfrequenz $f_S = f_{HF}$, der Lokaloszillatorfrequenz f_{LO} und der Zwischenfrequenz f_{ZF}.

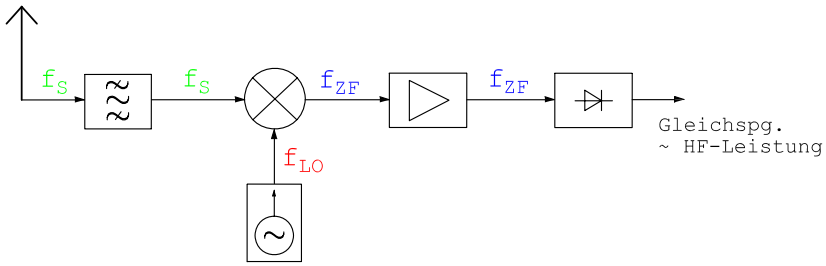


Bild 6.2: Aufbau einer Heterodynstufe mit Detektorempfänger (mit $f_S = f_{HF}$)

Folgende Eigenschaften weisen Empfänger mit Mischern auf:

- Es erfolgt die Umsetzung eines Signals von einen Frequenzbereich in einen anderen.
- Sender verschiedener Trägerfrequenz werden in ein Zwischenfrequenzsignal mit einer festen Trägerfrequenz umgesetzt: oft ist f_{ZF} fest und $f_{HF} = f(f_{LO})$.
- Die nichtlinearen Eigenschaften von Bauelementen werden zur Mischung benötigt.
- Verwendet werden oft so genannte Gilbertmischer für integrierte Schaltungen bis 12 GHz und Schottky-Dioden für Frequenzen über 12 GHz.

Abbildung 6.3 zeigt vereinfachte Mischerschaltung bestehend aus den Spannungsquellen des Hochfrequenzsignales U_S der Signalfrequenz f_S und des Pumpsignales U_{LO} mit der Lokaloszillatorfrequenz f_{LO} sowie einem nichtlinearen, resistiven Bauelement D.

Strom-, Spannungscharakteristik des Mischerelements als Taylorreihe, wie bereits mehrfach eingeführt:

$$i_D = c_0 + c_1\, u_D + c_2\, {u_D}^2 + c_3\, {u_D}^3 + c_4\, {u_D}^4 + \ldots \tag{6.1}$$

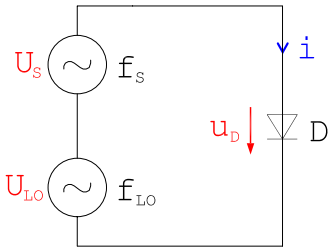


Bild 6.3: Prinzipdarstellung einer Heterodynstufe zur Auf- oder Abwärtsmischung

beider Spannungsquellen lassen sich als totale Quellenspannung zusammenfassen:

$$\text{Allgemein:} \qquad u_D = U_{LO}\,\cos(\omega_{LO}\,t) + U_S\,\cos(\omega_S\,t) \quad , \tag{6.2}$$

$$\text{als Abwärtsmischer:} \qquad u_D = U_{LO}\,\cos(\omega_{LO}\,t) + U_{HF}\,\cos(\omega_{HF}\,t) \quad , \tag{6.3}$$

$$\text{als Aufwärtsmischer:} \qquad u_D = U_{LO}\,\cos(\omega_{LO}\,t) + U_{ZF}\,\cos(\omega_{ZF}\,t) \quad . \tag{6.4}$$

Die sich ergebenen Spektralanteile für einen Mischer, bei dem alle Koeffizienten bis c_4 berücksichtigt werden müssen, sind im Bild 6.4 für den Fall einer Aufwärtsmischung illustriert.

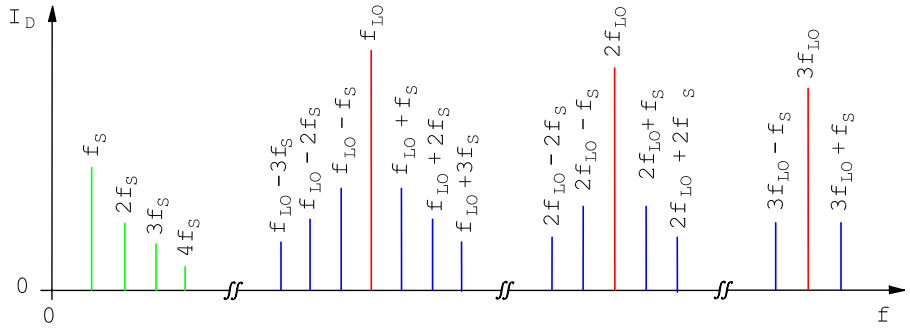


Bild 6.4: Praxisrelevante Spektralanteile eines allgemeinen Mischprozesses für die Aufwärtsmischung ($f_S = f_{ZF}$)

Theoretisch und bei sehr großen Signalpegeln treten für einen Mischer, bei dem alle Koeffizienten bis c_4 berücksichtigt werden müssen, weitere Spektrallinien auf, wie im Bild 6.5 gezeigt.

Das Hochfrequenzsignal f_{HF} (engl. radio frequency, f_{rf}) und das Zwischenfrequenzsignal f_{ZF} (engl. intermedian frequency, f_{if} oder f_i) setzt sich beim `Grundwellenmischer` über

$$f_{ZF} = f_{LO} \pm f_{HF} \quad \text{bzw.} \quad f_{HF} = f_{LO} \pm f_{ZF} \tag{6.5}$$

oder bei Mischung mit n-ten Oberwelle, über

$$f_{ZF} = n\,f_{LO} \pm f_{HF} \quad \text{bzw.} \quad f_{HF} = n\,f_{LO} \pm f_{ZF} \tag{6.6}$$

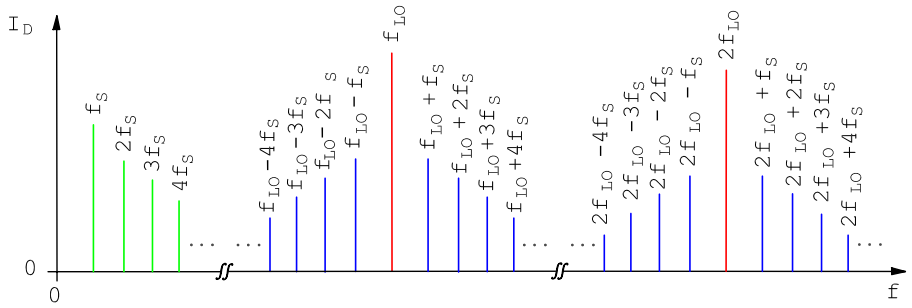


Bild 6.5: Spektralanteile eines allgemeinen Mischprozesses bei hohem Signalpegel für die Aufwärtsmischung ($f_S = f_{ZF}$)

zusammen. Dieser Betrieb mit starkem Lokaloszillator- und schwachen Nutzsignal ist der Normalbetrieb.

Für einen Abwärtsmischer ergeben sich im Zwischenfrequenzbereich Ströme, die proportional zur Empfangsspannung sind:

$$I_{ZF} \sim c_2 U_S \quad \text{für} \quad f_{ZF} = f_{LO} \pm f_S \quad , \tag{6.7}$$

$$I_{ZF} \sim c_3 U_S \quad \text{für} \quad f_{ZF} = 2\, f_{LO} \pm f_S \quad , \tag{6.8}$$

$$\text{usw.} \quad . \tag{6.9}$$

Diese Anteile werden im Bild 6.6 illustriert.

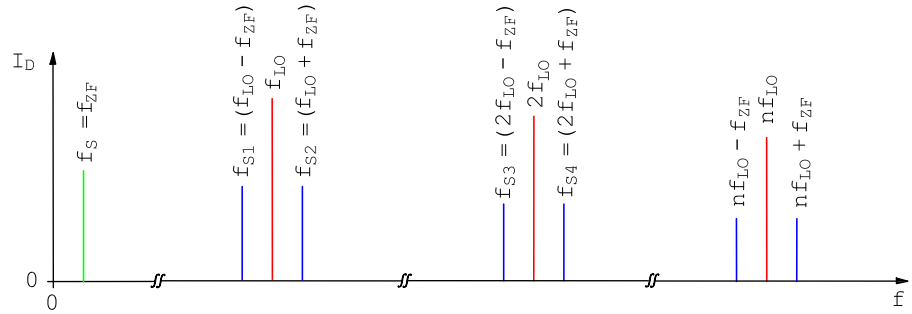


Bild 6.6: Spektralanteile eines typischen Mischprozesses (bei niedrigen Signalpegel) für die Aufwärtsmischung ($f_S = f_{ZF}$)

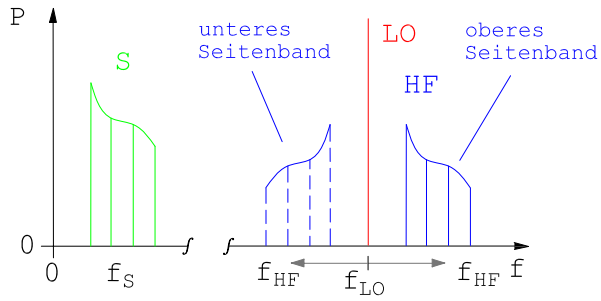


Bild 6.7: Aufwärtsmischprodukte eines Breitbandsignals

Übliche Begriffe für Mischprodukte:

Aufwärtsmischung:	das Eingangssignal liegt in der Zwischenfrequenz: $f_{ZF} = f_S$
Abwärtsmischung:	das Eingangssignal liegt im Hochfrequenzbereich: $f_{HF} = f_S$
Spiegelfrequenz:	eine 2. Signalfrequenz, die ein meist unerwünschtes Mischprodukt der gleichen Ordnung liefert, wie die gewünschte 1. Signalfrequenz
Grundwellenmischung:	Mischung mit dem Grundwellensignal des Lokaloszillators: $f_{HF} = f_{LO} \pm f_{ZF}$ bzw. $f_{ZF} = f_{LO} \pm f_{HF}$
Oberwellenmischung:	Mischung mit einer höheren Harmonischen des Lokaloszillators: $f_{HF} = n\, f_{LO} \pm f_{ZF}$ bzw. $f_{ZF} = n\, f_{LO} \pm f_{HF}$
Gleichlage: (Regellage)	das HF-Frequenzspektrum ist gegenüber dem ZF-Spektrum auf der Frequenzachse verschoben $f_{HF} > f_{LO}$, $f_{Spiegel} < f_{LO}$
Kehrlage:	das HF-Frequenzspektrum ist gegenüber dem ZF-Spektrum auf der Frequenzachse verschoben und gespiegelt $f_{HF} < f_{LO}$, $f_{Spiegel} > f_{LO}$

Die Gleich- und Kehrlagemischprodukte und weitere Beispiele sind im Bild 6.8 dargestellt.

In der Hochfrequenz- und Mikrowellentechnik sind folgende Bauelemente für diskrete Aufbauten als Mischer gebräuchlich:

1.: f $<$ 10 GHz: Bipolar- und Feldeffekttransistoren

2.: f $>$ 10 GHz: Schottky-Dioden

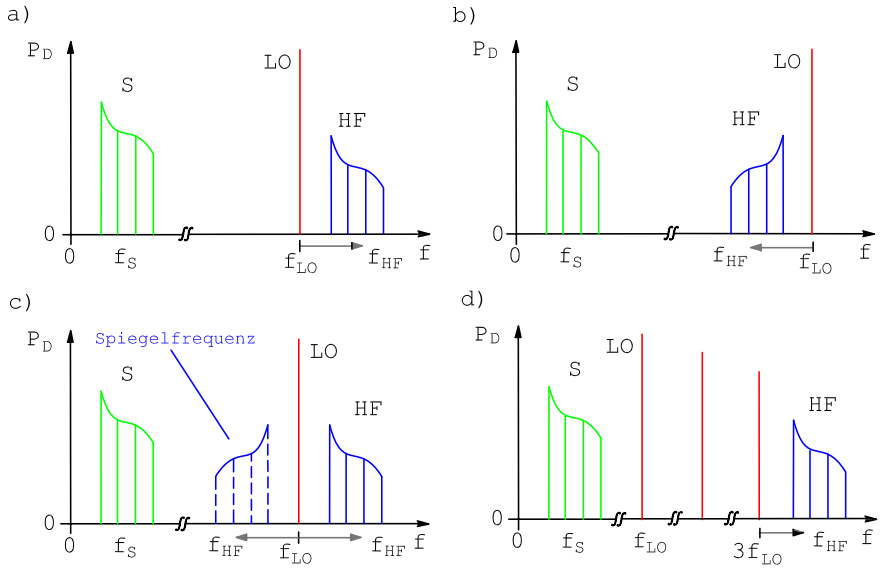


Bild 6.8: Darstellung der Mischprozesse a) Aufwärtsmischung in Gleichlage b) Aufwärtsmischung in Kehrlage c) Aufwärtsmischung mit Spiegelfrequenzdarstellung d) Oberwellenmischung in Gleichlage

Für integrierte Schaltungen werden bis 40 GHz meist Transistoren eingesetzt. Im einstelligen GHz-Bereich wird bevorzugt der Gilbertmischer eingesetzt.

6.4 Parametrische Rechnung

Die Parametrische Rechnung ist ein allgemeiner Ansatz zur Beschreibung schwach nichtlinearer Effekte. Hier wird diese Rechnung mit Mischerkenngrößen durchgeführt.

- Mischer: Eindeutige Strom-Spannungskennlinie $i_{(t)} = i(u_{(t)})$
- $u_{p(t)}$: Periodisches Großsignal
- $\Delta u_{(t)} = u_{s(t)} + u_{i(t)}$: Beliebiges Kleinsignal
- $u_{s(t)}$: Kleinsignalanteil im Hochfrequenzbereich
- $u_{i(t)}$: Kleinsignalanteil im unteren Frequenzbereich (AD- bzw. DA-Wandlerbereich)

Die typische nichtlineare Kennlinie der Diode ist im Bild 6.9 dargestellt.

Die Parametrische Rechnung basiert auf einer abgebrochenen Taylorreihe:

$$i(u_{p(t)} + \Delta u_{(t)}) = i(u_{p(t)}) + \left.\frac{di}{du}\right|_{u_{p(t)}} \cdot \Delta u_{(t)} \tag{6.10}$$

$$= i(u_{p(t)}) + \Delta i_{(t)} \tag{6.11}$$

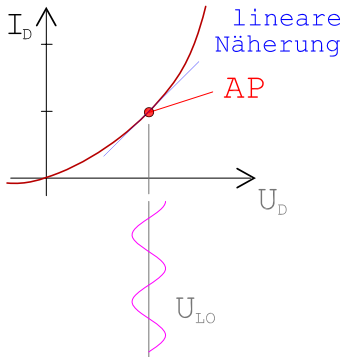


Bild 6.9: Darstellung der Diodenkennlinie mit Arbeitspunkt (AP) aufgrund der Gleichspannungseinstellung und LO-Signal zur Aussteuerung im Mischerbetrieb

mit:

$$\Delta i_{(t)} = g(u_{p(t)}) \cdot \Delta u_{(t)} \qquad \text{und} \qquad g(u_{p(t)}) = \left.\frac{di}{du}\right|_{u_{p(t)}} = g_{(t)} \tag{6.12}$$

Vorsicht: Es muss gelten, dass nur das Pumpsignal und nicht das Kleinsignal Einfluss auf den Kleinsignalleitwert $g_{(t)}$ des Mischers hat. Mathematisch bedeutet es

$$g_{(t)} \sim u_{p(t)} \qquad \text{aber} \qquad \neq f(\Delta u_{(t)}) \quad . \tag{6.13}$$

Für $\omega_p = 2\pi f_p$ ist $g_{(t)}$ als Fourierreihe darstellbar.

Beispiel: Gegeben ist folgender nichtlinearer Zusammenhang zwischen Strom und Spannung mit $a > b$:

$$i_{(t)} \quad = a \cdot u_{(t)} + b \cdot u_{(t)}^2 \qquad \textit{mit} \qquad u_{(t)} = \cos(\omega_p\, t) \quad . \tag{6.14}$$

Der sich ergebene Strom hat für drei Frequenzen Fourierkoeffizienten, die größer Null sind:

$$i_{(t)} = a \cdot \cos(\omega_p\, t) + \frac{b}{2} + \frac{b}{2} \cdot \cos(2\,\omega_p\, t) \quad . \tag{6.15}$$

Für $g_{(t)}$ als periodisch veränderter Kleinsignalleitwert gilt:

$$g(u_{p(t)}) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} G_n \cdot e^{jn\omega_p t} \tag{6.16}$$

mit:

$$G_n = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} g(u_{p(t)}) \cdot e^{-jn\omega_p t} \cdot d(\omega_p t) \qquad . \tag{6.17}$$

Da $g_{(t)}$ eine reelle Funktion ist, gilt:

$$G_{-n} = G_n^* \quad , \quad G_0 : reell \quad . \tag{6.18}$$

Für $u_{s(t)}$ als monofrequentes Signal mit der Frequenz f_s ergeben sich für

$$\Delta i_{s(t)} = g_{(t)} \cdot u_{s(t)} \quad , \tag{6.19}$$

nur Signale bei $\quad |f_p \pm n\ f_s| \quad n = 0,\ 1,\ 2,\ 3, ... \quad .$

Durch Kleinsignalnäherung treten keine Oberwellen von f_s auf.
Somit gilt: $\quad n = 0,\ 1 \quad$ und im Bereich des APs soll eine lineare Näherung gültig sein.

$$\Rightarrow \qquad g_{(t)} = G_1^* \cdot e^{-j\omega_p t} + G_0 + G_1 \cdot e^{j\omega_p t} \tag{6.20}$$

Durch passende Filter treten nur die drei Signale bei den Frequenzen

$$f_s, \qquad f_p, \qquad f_i = f_s - f_p \qquad \text{auf.}$$

Die Kleinsignalgrößen lassen sich mit komplexen Zeigern wie folgt berechnen:

$$\Delta i_{(t)} = \tfrac{1}{2}\Big\{ I_s\, e^{j\omega_s t} + I_s^*\, e^{-j\omega_s t} + I_i\, e^{j\omega_i t} + I_i^*\, e^{-j\omega_i t} \Big\} \quad , \tag{6.21}$$

$$\Delta u_{(t)} = \tfrac{1}{2}\Big\{ U_s\, e^{j\omega_s t} + U_s^*\, e^{-j\omega_s t} + U_i\, e^{j\omega_i t} + U_i^*\, e^{-j\omega_i t} \Big\} \quad . \tag{6.22}$$

Aus

$$\Delta i_{(t)} = \Big(G_1^*\, e^{-j\omega_p t} + G_0 + G_1\, e^{j\omega_p t} \Big) \cdot \Delta u_{(t)} \tag{6.23}$$

folgt

$$I_s = G_0 \cdot U_s + G_1 \cdot U_i \qquad \text{da} \qquad \omega_s = \omega_i + \omega_p \tag{6.24}$$

und genauso

$$I_i = G_1^* \cdot U_s + G_0 \cdot U_i \quad . \tag{6.25}$$

Hier soll die Gleichlage gewählt werden: $f_s > f_p$

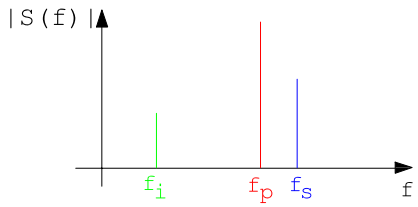


Bild 6.10: Signalspektrum für einen Mischprozess in Gleichlage

Diese Ergebnisse für die Gleichlage lassen sich als Matrix darstellen:

$$\begin{pmatrix} I_s \\ I_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} G_0 & G_1 \\ G_1^* & G_0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} U_s \\ U_i \end{pmatrix} \qquad \text{bzw.} \qquad \begin{pmatrix} I_s \\ I_i \end{pmatrix} = [\mathbf{G}] \cdot \begin{pmatrix} U_s \\ U_i \end{pmatrix} \quad . \tag{6.26}$$

D.h.: Ein Mischer bewerkstelligt eine lineare Umsetzung von einem Frequenzbereich in einem anderen. Dabei tritt die Amplitude des Pumpsignales nicht explizit in Erscheinung.

Für die Kehrlage gilt $f_s < f_p$ und es ergibt sich:

$$\begin{pmatrix} I_s \\ I_i^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} G_0 & G_1 \\ G_1^* & G_0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} U_s \\ U_i^* \end{pmatrix} \qquad \text{bzw.} \qquad \begin{pmatrix} I_s \\ I_i^* \end{pmatrix} = [\mathbf{G}] \cdot \begin{pmatrix} U_s \\ U_i^* \end{pmatrix} \qquad . \tag{6.27}$$

6.5 Leitwertelemente von Schottky-Dioden

Für Schottky-Dioden gilt die (nichtlineare) Gleichung:

$$i_{(t)} = I_{ss} \cdot \left(e^{\frac{u_{(t)}}{U_T}} - 1 \right) \qquad \text{mit} \qquad U_T = \frac{n\,k\,T}{q} \qquad \text{wobei} \tag{6.28}$$

n: Idealitätsfaktor 1 ... 1.1 k: Boltzmannkonstante

I_{ss}: Sättigungsstrom q: Elementarladung

Für den veränderlichen Kleinsignalleitwert (auch differentieller Leitwert genannt) einer Schottky-Diode gilt

$$g_{(t)} = \left. \frac{di}{du} \right|_{u_{p(t)}} \qquad \text{mit} \qquad u_{p(t)} = U_0 + \hat{U}_p \cos(\omega_p\, t) \tag{6.29}$$

$$\text{ergibt sich} \qquad g_{(t)} = \frac{I_{ss}}{U_T}\, e^{\frac{u_{p(t)}}{U_T}} \qquad . \tag{6.30}$$

Die zugehörigen Leitwerte für die verschiedenen diskreten Frequenzen lassen sich über Gleichung (6.18) wie folgt berechnen:

$$G_n = \frac{I_{ss}}{U_T}\, e^{\frac{U_0}{U_T}} \cdot \frac{1}{2\pi} \cdot \int_{-\pi}^{\pi} e^{\frac{\hat{U}_p}{U_T} \cos(\omega_p\, t)} \cdot \cos(n\,\omega_p t) \cdot d(\omega_p\, t) \qquad . \tag{6.31}$$

Gleichung (6.31) entspricht einer modifizierten Besselfunktion.

$$G_n = \frac{I_{ss}}{U_T}\, e^{\frac{U_0}{U_T}} \cdot J_n \left(\frac{\hat{U}_p}{U_T} \right) \sim \hat{U}_p \tag{6.32}$$

$\Rightarrow$ $G_0 > G_1 > G_2$ alle: positiv, reell

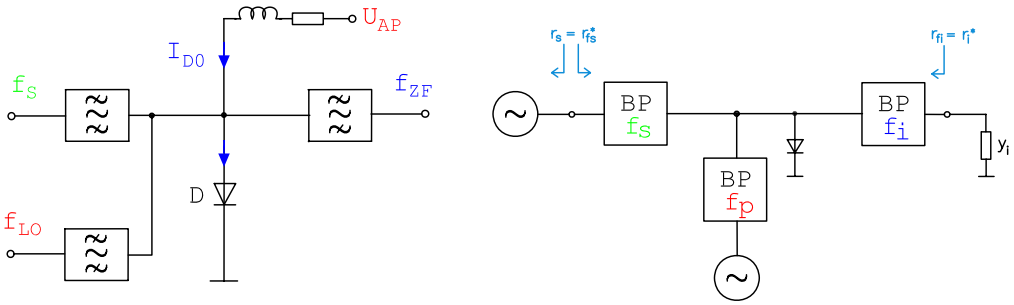


Bild 6.11: Abwärtsmischer mit Arbeitspunkteinstellung der Schottky-Diode

6.6 Abwärtsmischung mit Schottky-Diode

In dem Bild 6.11 gibt es zwei Darstellungen für einen Abwärtsmischer mit einer Schottky-Diode.

Als Gewinn G bezeichnet man den Betrag der frequenzumsetzenden Übertragungsfunktion des Mischers (z.B. S_{21}^{is}). der maximale Gewinn wird durch G_m angebenen.

Noch häufiger beschreibt man einen Mischer über die Konversionsverluste:

$$\text{Konversionsverlust} = (\text{Gewinn})^{-1} \qquad \text{bzw.} \qquad L = G^{-1} \qquad .$$

Nach längerer geschlossener Herleitung ergibt sich (u.a. aus [6]):

$$G_m = \frac{G_1}{G_0}^2 \cdot \frac{1}{\left(1 + \sqrt{1 - \frac{G_1^2}{G_0^2}}\right)^2} \tag{6.33}$$

Da gilt: $\frac{G_1}{G_0} < 1 \quad \rightarrow \quad L^{dB} = (5 - 8)\ \text{dB} \qquad .$

Der minimale Konversionsverlust lässt sich aus

$$L_{min} = \left(\frac{G_0}{G_1} + \sqrt{\frac{G_0^2}{G_1^2} - 1}\right)^2 \tag{6.34}$$

berechnen.

6.7 Rauschverhalten des Mischers

Die minimale Signalleistung, die an einem Empfänger verarbeitet werden kann, wird durch das Eigenrauschen bestimmt. Die Rauschquellen im Empfänger sind thermisches Rauschen Schrotrauschen und heraufgemischtes 1/f-Rauschen. Für eine möglich große Empfindlichkeit des Empfängers wir der LNA direkt hinter der Antenne gesetzt (Kaskadenrauschformel), siehe Bild 6.12. Jedoch ist solch ein Empfänger empfindlich gegen andere

Störquelle, die der LNA in Kompression fahren und somit zu eine übergroßen Leistung den Empfänger außer Betrieb setzen.

Das S/N vom Eingang (Tor 1) zum Ausgang (Tor 2) verschlechtert sich um den Konversionsverlust L. $\Rightarrow F \approx L$

Der Mischer kann als ein frequenzumsetzendes Element mit dem LO-Oszillator gesehen werden, Bild 6.12.

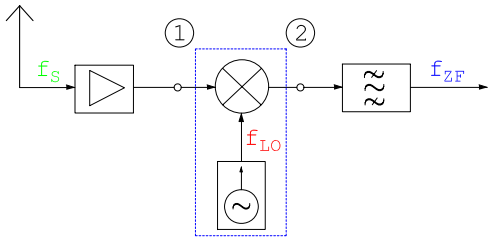


Bild 6.12: Abwärtsmischer mit Lokaloszillator als frequenzumsetzendes Zweitor

6.8 Ausführungsformen von Mischern

An Mischer werden folgende Bedingungen gestellt:

- Selektion eines gewünschten Mischproduktes, Unterdrückung aller anderen Produkte,
- Isolation zwischen den Toren für das Hochfrequenz-, Lokaloszillator- und Zwischenfrequenzsignal und
- Hoher dynamischer Bereich: niedriges Rauschen, Linearität bis zu hohem Signalpegel.

Mischertypen:

Eindiodenmischer: Diese Mischer weisen einen einfachen Aufbau auf.

Bild 6.13 illustriert einen Eindiodenmischer, wie insbesondere im MHz-Bereich appliziert wird.

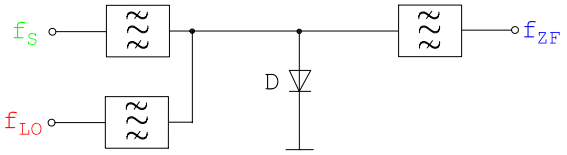


Bild 6.13: Prinzipschaltbild eines Eindiodenmischers für Empfänger mit Bandpässen zur Torisolation

Hier gibt es einen eingeschränkten Frequenzbereich durch die Isolation der Tore mit Bandpassfilter.

Im GHz-Bereich setzt man hingegen auch gerne Koppler ein, um die Isolation der beiden GHz-Signale zu gewährleisten. Das Zweitor A im Bild 6.14 soll ein Anpassnetzwerk darstellen.

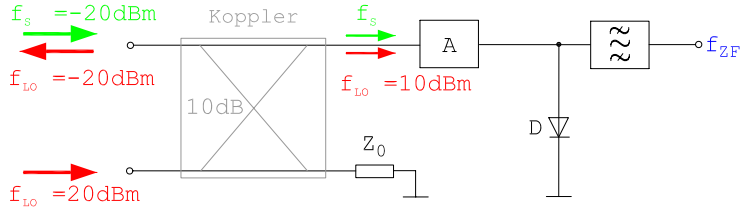


Bild 6.14: Prinzipschaltbild eines Eindiodenmischers mit Koppler zur Torisolation

Etwas nachteilig an dieser Lösung ist, dass das LO-Signal um z.B. 10 dB gedämpft wird. Diese hohe LO-Signalleistung bei Isolation mit Richtkoppler muss bereit gestellt werden. Im Signalpfad ist Dämpfung hingegen unerheblich.

Bild 6.15 zeigt die Signale im Zeit- und Frequenzbereich für den Fall, dass das LO-Signal die Diode hart schaltet.

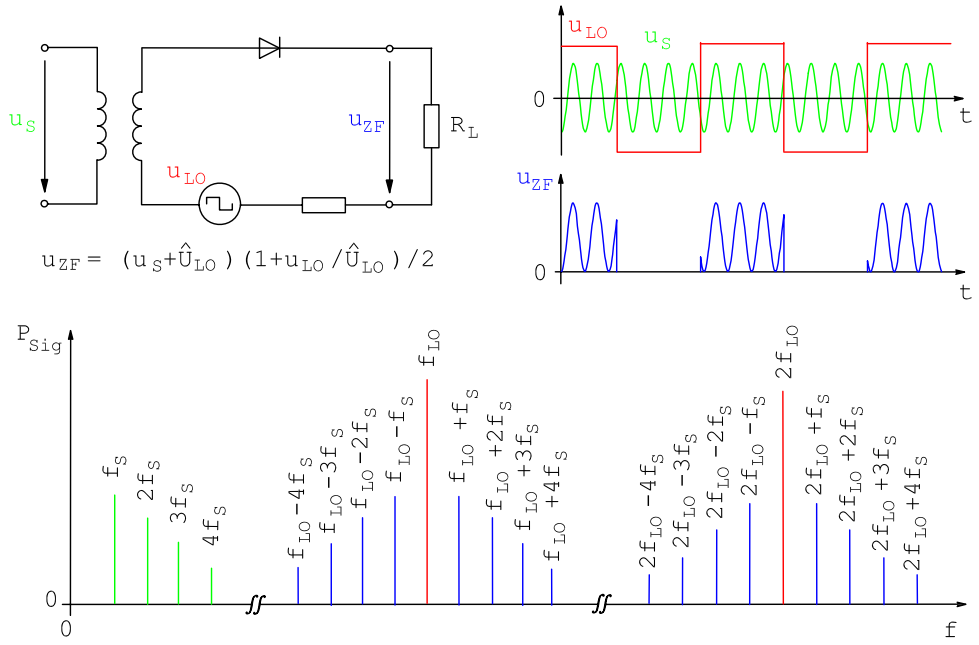


Bild 6.15: Darstellung der Signale an einem Eindiodenmischer im Schaltbetrieb: Zeitsignale für die Abwärtsmischung und Frequenzspektrum für die Aufwärtsmischung

Gegentaktmischer: Diese weisen einen symmetrischer Aufbau auf. Dieser unterdrückt Mischprodukte und sorgt für gut isolierte Tore. Die Frequenzumsetzung ist unabhängig von Schwankungen der LO-Amplitude.

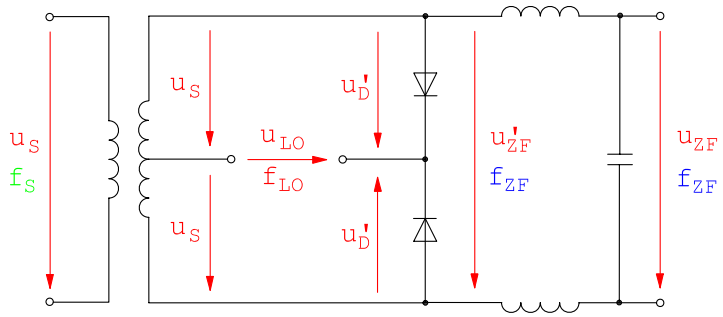


Bild 6.16: Prinzipschaltbild eines Gegentaktmischers mit Transformator als 180°-Koppler

Gegentaktmischer werden bevorzugt im Schaltbetrieb betrieben. Oft handelt es sich beim LO-Signal nur um ein großes Sinussignal. In der Analyse der Signale ist jedoch ein rechteckförmiges LO-Signal, das die Dioden hart schaltet, vorteilhaft, Bild 6.17.

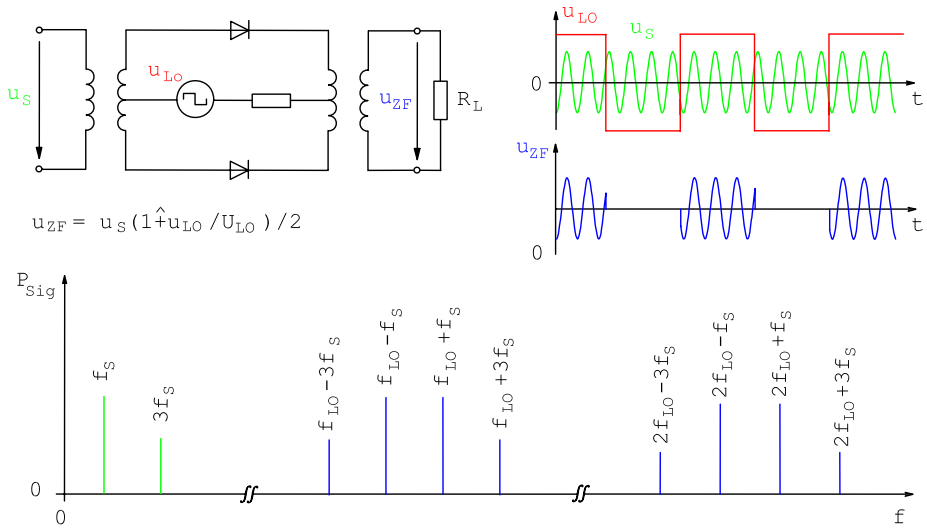


Bild 6.17: Darstellung der Signale an einem Gegentaktmischers im Schaltbetrieb: Zeitsignale für die Abwärtsmischung und Frequenzspektrum für die Aufwärtsmischung

Im Gegentaktbetrieb tauchen wie beim Leistungsverstärkern nur noch ungradzahlige Oberwellen auf. Die Anzahl der ungewollten Mischsignale reduziert sich dadurch um Faktor 2.

Ganz entscheidend ist aber, dass das LO-Signal in der Praxis sehr gut unterdrückt wird.

Ringmischer: Hierbei handelt es sich um Mischer mit vier im Ring angeordnete Dioden. Dieser verhält sich weitgehend wie idealer Multiplizierer.

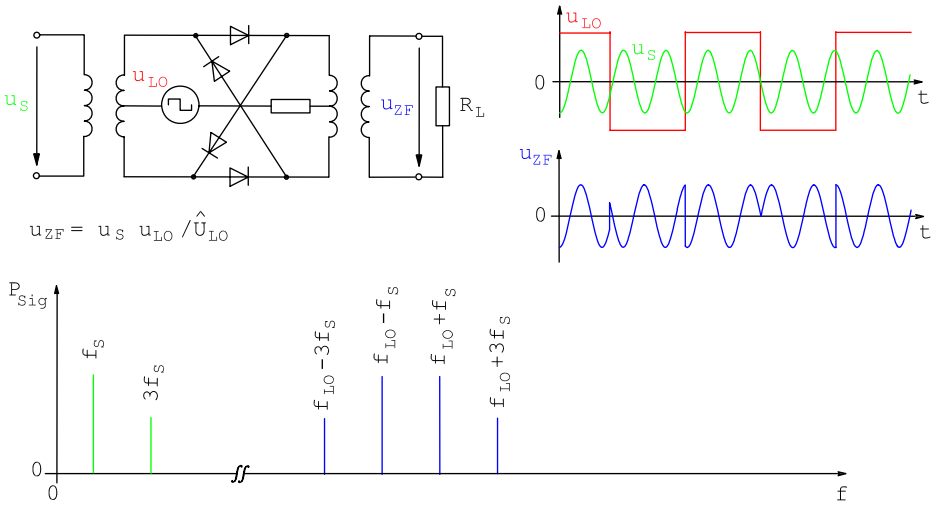


Bild 6.18: Darstellung der Signale an einem Ringmischers im Schaltbetrieb: Zeitsignale für die Abwärtsmischung und Frequenzspektrum für die Aufwärtsmischung

Es treten nur noch sehr geringe Signale um die Oberwellen des LO-Signales auf. Hinzu kommt, dass auf der HF-Seite kaum ZF-Signale und umgekehrt auftreten.

Weiterhin ist ebenfalls sehr vorteilhaft, dass die gradzahligen Oberwellen von f_S unterdrückt werden und deren Mischprodukte somit auch nicht im Spektrum zu finden sind.

6.9 Realisierung von Mischern mit Schottky-Dioden

Als Übertrager bzw. Koppler werden für diskrete Entwicklungen typisch für die Frequenzenbereiche

- f $\leq$ 4 GHz Ferritkerntransformatoren
- f $<$ 4 GHz Koppler aus Mikrostreifen-, Koplanar- und Schlitzleitungselementen eingesetzt.

Abbildung 6.19 zeigt das Blockschaltbild eines typischen Mischeraufbau für die planare Mikrostreifenleitertechnik mit SMD-Komponenten

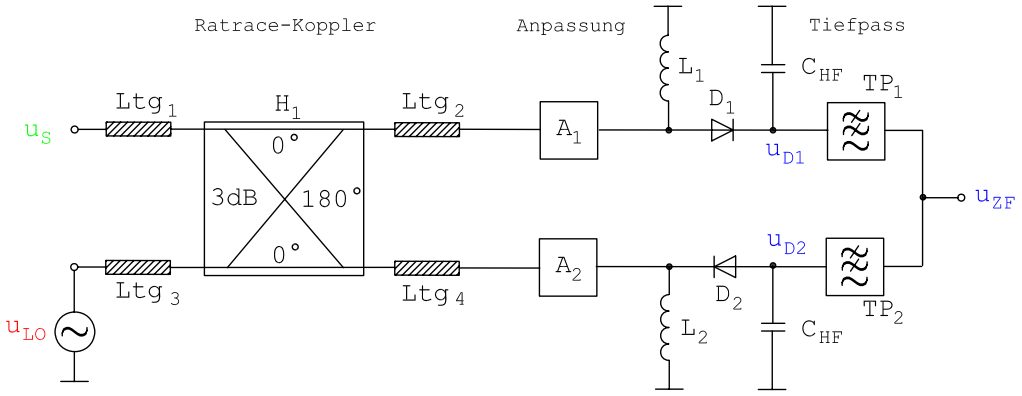


Bild 6.19: Blockschaltbild eines balancierten Mischers mit Ratrace-Koppler

Da es sich bei diesem Mischer um eine balancierte bzw. im Gegentakt betriebene Ausführung handelt, werden Gleichtaktstörer der Spannungsversorgung oder von äußeren Einstrahlungen unterdrückt. Der zugehörige Aufbau in Mikrostreifentechnologie wird im Bild 6.20 gezeigt.

Bei diesen balancierten Mischer steuert das Gegentaktsiganl des Einganges die zwei Dioden gleichzeitig durch. Hier wird ein Gleichtaktsignal am ZF-Ausgang erzeugt.

Bei den Gegentaktmischern der Bilder 6.16 und 6.17 werden die beiden Dioden gegenpahsig durchgesteuert. Hier wird ein Gegentaktsignal am ZF-Ausgang erzeugt.

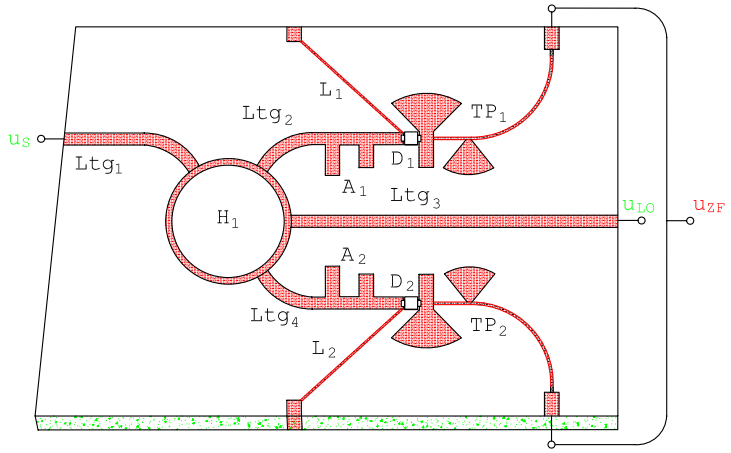


Bild 6.20: Aufbau eines balancierten Mischers mit Ratrace-Koppler

Bei Aufbauten im MHz- und im einstelligen GHz-Bereich lassen sich auch sehr gut die so genannten dopppelt balancierten Mischer einsetzen, Bild 6.21.

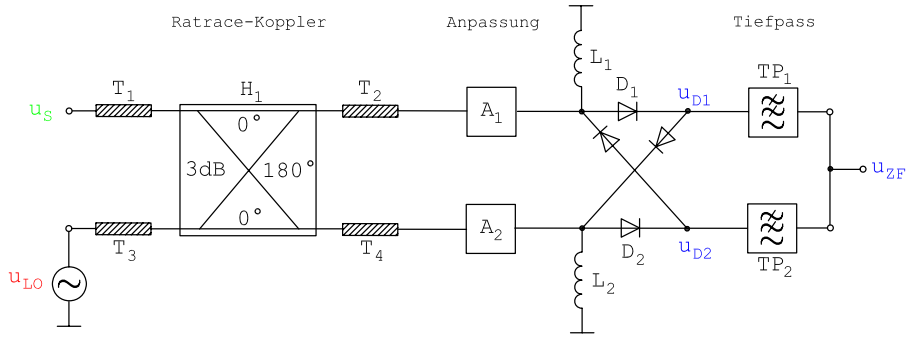


Bild 6.21: Blockschaltbild eines doppelt balancierten Mischers mit Ratrace-Koppler

Die zugehörigen Spannungsverläufe (für die Näherung, dass es sich beim LO-Signal um ein Rechtecksignal handelt) sind im Bild 6.22 dargestellt. Bei der dargestellten Spannung u'_{ZF} handelt es sich um die ZF-Spannung vor dem Tiefpassfilter.

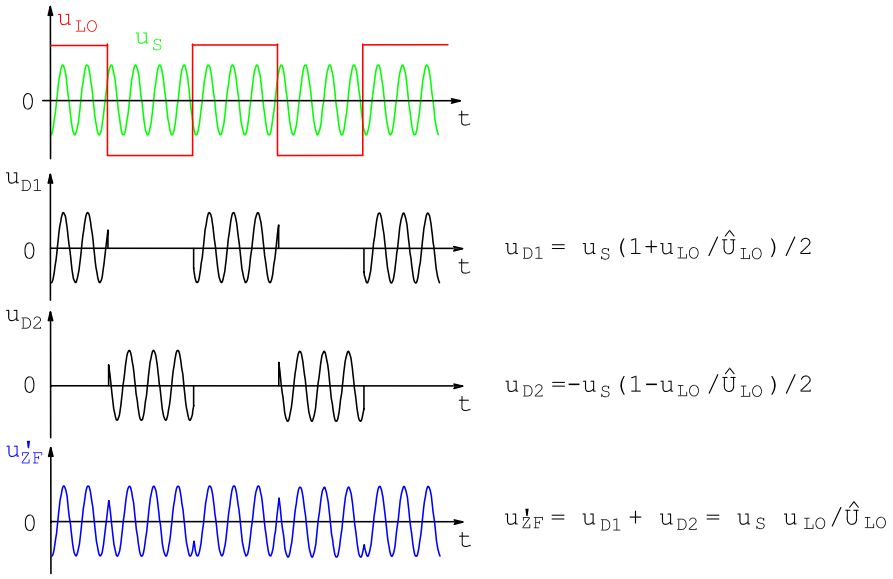


Bild 6.22: Spannungsverläufe am doppelt balancierten Mischers mit Ratrace-Koppler

Im Bild 6.23 ist die Schaltung eines weiteren Gegentaktmischers dargestellt.

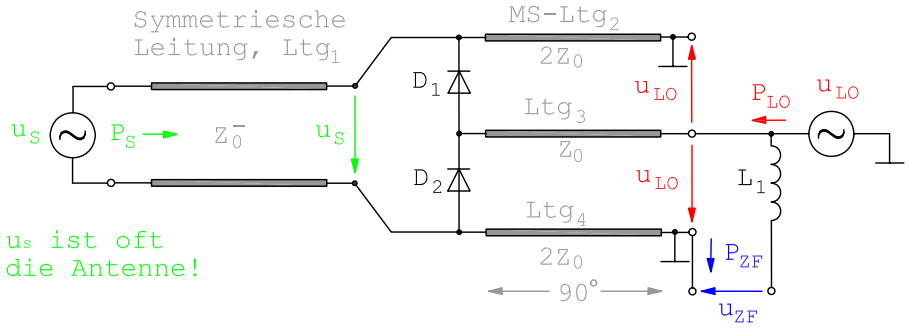


Bild 6.23: Schaltung eines Gegentaktmischers in symmetrischer Leitungstechnik

Typische Daten von Diodenmischern:

Die Tabelle 6.1 gibt die typischen Werte eines Eindiodenmischers und die Tabelle 6.2 die Werte eines Gegentaktmischers wieder.

	Frequenz		
Mischparameter	1 GHz	10 GHz	20 GHz
Konversionsverlust [dB]	5	7	10
Rauschzahl F [dB]	6	7	8
LO-Leistung [dBm]	5 ... 10		

Tabelle 6.1: Kenndaten von typischen Eindiodenmischern

	Frequenz		
Mischparameter	1 GHz	10 GHz	20 GHz
Konversionsverlust [dB]	4	6	9
Rauschzahl F [dB]	6	7	8
Isolation LO-Signal	20	20	20
LO-Leistung [dBm]	5 ... 10		

Tabelle 6.2: Kenndaten von typischen Gegentaktmischern

6.9.1 Einseitenbandumsetzer und IQ-Modulatoren

Zur Unterdrückung der Spiegelfrequenz werden Einseitenbandumsetzer, -mischer, -modulatoren bzw. -versetzer eingesetzt.

Einseitenbandumsetzer und die eng verwandten IQ-Modulatoren (auch Vektor-Modulatoren) basieren auf verschalteten Mischern, die als Multiplizierer betrachtet werden. Den Aufbau eines Einseitenbandversetzers mit zwei Mischern und passiven Komponenten, die allesamt bereits detailliert vorgestellt wurden, zeigt das Bild 6.24.

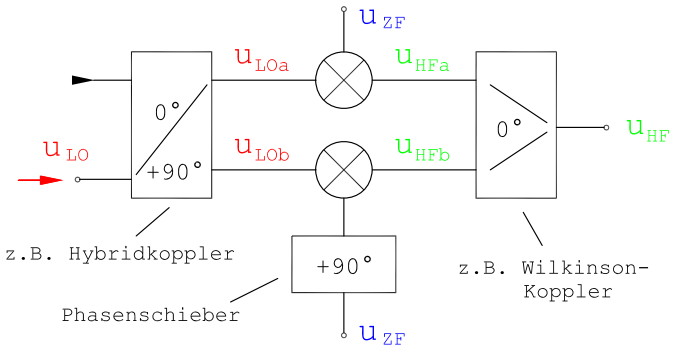


Bild 6.24: Aufbau eines Einseitenbandversetzers in der Kehrlage

Das Lokaloszillatorsignal

$$u_{LO} = \hat{u} \cos(\omega_{LO}\, t) \tag{6.35}$$

wird mittels eines 0°/90°-Kopplers in die Anteile u_{LOa} und u_{LOb} geteilt und im unteren Zweig um 90° in der Phase geschoben. Somit gilt für die beiden um 3 dB reduzierten

Signale:

$$u_{LOa} = \frac{1}{\sqrt{2}}\,\hat{u}\,\cos(\omega_{LO}t) \qquad \text{und} \qquad u_{LOb} = -\frac{1}{\sqrt{2}}\,\hat{u}\,\sin(\omega_{LO}t) \quad . \tag{6.36}$$

Geht man von dem Sendefall mit einem ZF-Sendesignal der einfachen Form

$$u_{ZF} = \hat{u}_{ZF}\,\cos(\omega_{ZF}\,t) \tag{6.37}$$

und den Konversionsverlusten L aus, so ergeben sich nach der Multiplikation die jeweils zwei teilweise phasenverschobenen Signale mit den Spannungen:

$$u_{HFa} = \frac{\hat{u}_{ZF}\,\hat{u}}{\sqrt{2}}\,L\,\cos(\omega_{LO}t)\,\cos(\omega_{ZF}t) \text{ und } u_{HFb} = \frac{\hat{u}_{ZF}\,\hat{u}}{\sqrt{2}}\,L\,\sin(\omega_{LO}t)\,\sin(\omega_{ZF}t)\ . \tag{6.38}$$

Durch die Addition mittels des 0°-Kopplers ergibt sich unter Anwendung der Additionstheoreme

$$\cos(\alpha-\beta) = \cos(\alpha)\,\cos(\beta) + \sin(\alpha)\,\sin(\beta) \tag{6.39}$$

das Sendesignal:

$$u_{HF1} = \frac{u_{\hat{ZF}}}{\sqrt{2}}\,\hat{u}\,L\,\cos(\omega_{LO}t - \omega_{ZF}t) \quad . \tag{6.40}$$

Das Sendesignal ist in der Amplitude und Phase direkt proportional zum ZF-Signal. Die Informationen, die gegebenenfalls in einer Modulation der ZF-Amplitude und/oder der ZF-Phase enthalten sind, bleiben im Hochfrequenzsignal des unteren Seitenbandes (Kehrlage) erhalten. Das obere Seitenband wurde durch die zwei 90°-Phasendrehungen ausgelöscht. In der Praxis liegt die Unterdrückung des oberen Seitenbandes typisch bei 40 dBc.

Eine ähnliche Rechnung lässt sich beim Einseitenbandumsetzer auch für den Empfangsfall durchführen.

Einen alternativen Aufbau mit zwei HF-Ausgängen zeigt das Bild 6.25.

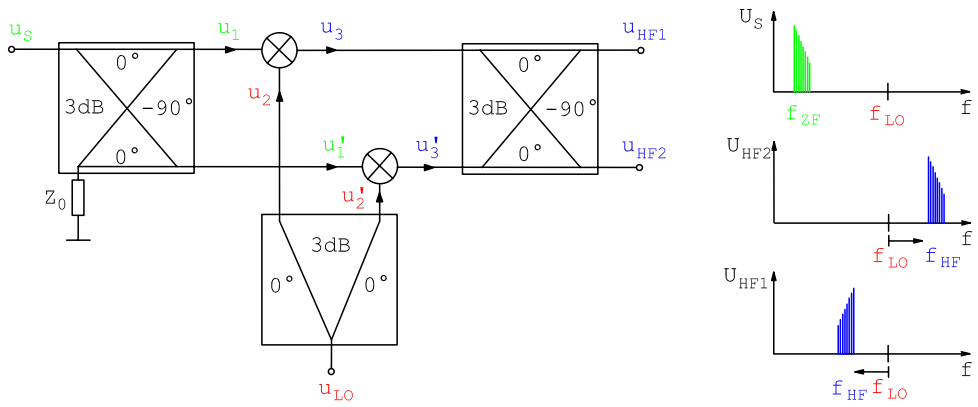


Bild 6.25: Einseitenbandaufwärtsmischer ($u_S = u_{ZF}$) mit Gleichlageausgang (HF2) und Kehrlageausgang (HF1)

Die Analyse der Signale des Einseitenbandmischers mit zwei HF-Ausgängen gestaltet sich wie folgt:

$$u_1 = \frac{u_S}{\sqrt{2}} = \frac{U_S}{\sqrt{2}} \cos(\omega_S\, t) \tag{6.41}$$

$$u_1{}' = \frac{u_S}{\sqrt{2}} \angle -\pi/2 = \frac{U_S}{\sqrt{2}} \cos(\omega_S\, t - \pi/2) = \frac{U_S}{\sqrt{2}} \sin(\omega_S\, t) \tag{6.42}$$

$$u_2 = u_2{}' = \frac{U_{LO}}{\sqrt{2}} \cos(\omega_{LO}\, t) \tag{6.43}$$

$$\begin{aligned} u_3 &= k\, u_1\, u_2 \\ &= \frac{k}{2} U_S\, U_{LO} \cos(\omega_S\, t)\ \cos(\omega_{LO}\, t) \\ &= \underbrace{\frac{k}{4} U_S\, U_{LO}\ \cos\left((\omega_{LO} + \omega_S)\, t\right)}_{\text{oberes Seitenband}} + \underbrace{\frac{k}{4} U_S\, U_{LO}\ \cos\left((\omega_{LO} - \omega_S)\, t\right)}_{\text{unteres Seitenband}} \end{aligned} \tag{6.44}$$

$$\begin{aligned} u_3{}' &= k\, u_1{}'\, u_2{}' \\ &= \frac{k}{2} U_S\, U_{LO}\ \sin(\omega_s\, t)\ \cos(\omega_{LO}\, t) \\ &= \underbrace{\frac{k}{4} U_S\, U_{LO}\ \sin\left((\omega_{LO} + \omega_S)\, t\right)}_{\text{oberes Seitenband}} - \underbrace{\frac{k}{4} U_S\, U_{LO}\ \sin\left((\omega_{LO} - \omega_S)\, t\right)}_{\text{unteres Seitenband}} \end{aligned} \tag{6.45}$$

$$\begin{aligned} u_{HF1} &= u_3 + u_3{}' \angle -\pi/2 = \frac{k}{4} U_S\, U_{LO} \Big[\cos\left((\omega_{LO} + \omega_S)\, t\right) + \cos\left((\omega_{LO} - \omega_S)\, t\right) + \\ &+ \sin\big((\omega_{LO} + \omega_S)\, t - \pi/2\big) - \sin\big((\omega_{LO} - \omega_S)\, t - \pi/2\big) \Big] = \underbrace{\frac{k}{2} U_S\, U_{LO}\ \cos\left((\omega_{LO} - \omega_S)\, t\right)}_{\text{unteres Seitenband}} \end{aligned} \tag{6.46}$$

$$\begin{aligned} u_{HF2} &= u_3 \angle -\pi/2 + u_3{}' = \frac{k}{4} U_S\, U_{LO} \Big[\cos\big((\omega_{LO} + \omega_S)\, t - \pi/2\big) + \cos\big((\omega_{LO} - \omega_S)\, t - \pi/2\big) \\ &+ \sin\left((\omega_{LO} + \omega_S)\, t\right) - \sin\left((\omega_{LO} - \omega_S)\, t\right) \Big] = \underbrace{\frac{k}{2} U_S\, U_{LO}\ \sin\left((\omega_{LO} + \omega_S)\, t\right)}_{\text{oberes Seitenband}} \end{aligned} \tag{6.47}$$

Ein IQ-Modulator unterscheidet sich im Prinzipaufbau von einem Einseitenbandumsetzer nur durch den fehlenden Phasenschieber im ZF-Zweig, Bild 6.26.

Dass das Erscheinungsbild dieses IQ-Modulators jedoch deutlich anders aussieht, liegt unter anderem daran, dass IQ-Modulatoren komplett in Halbleitertechnik gefertigt werden. Deshalb findet man keine großen verteilten reziproken Koppler in diesen Schaltungen und deshalb muss man bei der Handhabung den IQ-Sendemodulator vom IQ-Empfänger unterscheiden. Mittlerweile sind die Sende- und Empfangseinheiten wie auch die im kommenden Abschnitt beschriebene Oszillatortechnik auf einem einzigen sogenannten Transceiver-IC (aus Transmitter und Receiver) integriert.

Die mathematische Beschreibung des IQ-Modulators läuft ähnlich zu der des Einseiten-

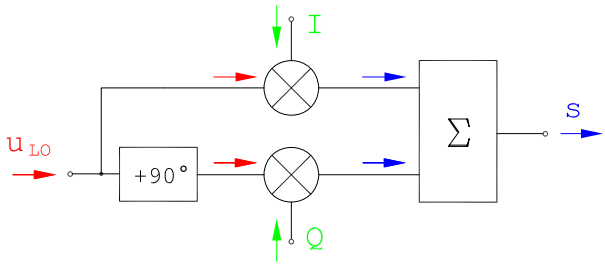


Bild 6.26: Aufbau eines IQ-Modulators für den Sendefall in der Gleichlage

bandsenders. Moderne Datenübertragungs- und Kommunikationssysteme wie WLAN und UMTS arbeiten mit einer gleichzeitigen Amplituden- ($A_{(t)}$) und Phasenmodulation ($\phi_{(t)}$), die jedoch nur diskrete Werte annehmen können. Als Sendesignal ($s_{(t)}$) soll das modulierte und hochgemischte Signal in Gleichlage übertragen werden:

$$s_{(t)} = A_{(t)} \cos\left(\omega_{LO} t + \phi_{(t)}\right) \quad . \tag{6.48}$$

Wendet man auf die Gleichung (6.48) erneut die Additionstheoreme an, so kann man das Sendesignal in einen Anteil $I_{(t)}$, der zum LO-Signal in Phase ist, und einem Anteil $Q_{(t)}$, der exakt um 90° in der Phase zum LO-Signal gedreht ist, unterteilen:

$$s_{(t)} = I_{(t)} \cos\left(\omega_{LO} t\right) - Q_{(t)} \sin\left(\omega_{LO} t\right) \qquad \text{mit} \tag{6.49}$$

$$I_{(t)} = A_{(t)} \cos\left(\phi_{(t)}\right) \qquad \text{und} \qquad Q_{(t)} = A_{(t)} \sin\left(\phi_{(t)}\right) \quad . \tag{6.50}$$

Somit wird der fehlende Phasenschieber im ZF-Zweig im Rechner erzeugt. Dadurch, dass das Q-Signal um -90° zum I-Signal verschoben ist, wird eine Umsetzung in die Gleichlage erreicht.

Kapitel 7

Phasenregelkreise und Synthesegeneratoren

Die Anbindung eines Hochfrequenzsignales an einem Quarzoszillator mit hoher Frequenzstabilität und geringen Rauschen brachte in den 70er Jahren einen riesigen Innovationssprung für die Funksysteme. Die zugehörige Schaltung wird als Phasenregelkreis oder Phasenregelschleife bezeichnet.

Diese Anbindung ist Standard für fast jeden eingesetzten Oszillator bzw. Generator. Hier handelt es sich bei den zuvor dargestellten (freilaufenden) Oszillatoren nur um eine Subkomponente in der Komponente stabilisierter Oszillator.

Die englische Übersetzung für Phasenregelkreis lautet `phase locked loop` und deshalb hat sich die Standardabkürzung PLL etabliert, die im Weiteren auch hier häufig verwendet wird.

Eine PLL hat zwei wesentliche Aufgaben:

a. Stabilisierung eines HF-Signales in der Frequenz und

b. Verringerung des Phasenrauschens des HF-Signals.

Beide Maßnahmen erfolgen durch die Regelung der Ausgangsfrequenz bzw. -phase des enthaltenen steuerbaren Oszillators. Die Stabilisierung ist notwendig, da der Sender und der Empfänger im gleichen Frequenzband arbeiten müssen. Der geringe Phasenrauschen ist notwendig damit die Übertragungsdynamik gewährleistet ist.

7.1 Grundlagen der Phasenregelkreise

Die Aufgabe eines Phasenregelkreises besteht darin, das Ausgangssignal eines in der Frequenz einstellbaren Oszillators (VCO, engl.: voltage controlled oscillator) mit der Frequenz f_v an eine Referenzoszillator mit der stabilisierten Frequenz f_r anzubinden.

Das Blockschaltbild einer derartigen Regelschleife ist in der Abbildung 7.1 dargestellt.

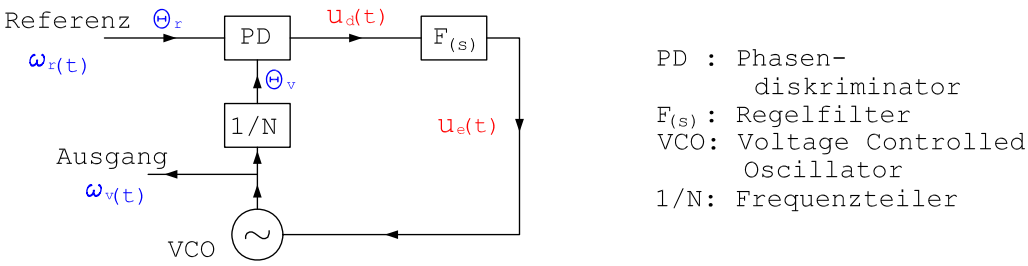


Bild 7.1: Aufbau einer reinen Phasenregelschleife bzw. PLL

Das Ausgangssignal des HF-VCO's mit der Frequenz f_v (bzw. der Kreisfrequenz ω_v) wird mittels eines HF-Teilers (1/N) auf eine niedrigere Frequenz geteilt und liegt dann am Phasendiskriminator (PD) an. Das Signal mit der Kreisfrequenz ω_r des Quarz-Referenzoszillators (XCO), der sehr phasenrauscharm und temperaturstabil ist, wird auf einen zweiten Eingang des Phasendiskriminators (PD) gegeben. Dieser PD liefert das Ausgangssignal $u_d(t)$, sofern die beiden Eingangssignale nicht in Phase liegen. Dieses Ausgangssignal $u_d(t)$ wird mittels des Filters F(s) geglättet und als Fehlerspannung $u_e(t)$ dem Steuereingang des HF-VCO's zugeführt.

In der Praxis weist der Teiler digital umschaltbare Teilerwerte auf. Im Weiteren wird noch gezeigt, dass zusätzlich auch ein Frequenzvergleich durchgeführt wird.

Folgende Kenngrößen sind teils im Bild 7.1 und werden teils im Folgenden weiter eingeführt:

Θ_v	:	Phase des abstimmbaren Oszillators
Θ_r	:	Phase des Referenzsignals
$\Theta_e = \Theta_v - \Theta_r$	:	Fehlerphase
$u_d(t)$	:	Ausgangsspannung des PD
$u_e(t)$	:	Fehlerspannung
N	:	Teilungsfaktor
K_V	:	Steilheit des VCO's in $\frac{\text{rad}}{V}$
K_D	:	Steilheit des Diskriminators in $\frac{V}{\text{rad}}$
$V(s)$	:	Verstärkung des offenen Regelkreises
$H(s)$	:	Übertragungsfunktion des Regelkreises
s	:	Komplexe Frequenz ($s = \sigma + \mathrm{j}\omega$)

Die weitere Herleitung beruht auf der Laplace-Transformation:

$$Y(s) = \int_0^\infty y(t) \cdot e^{-st} \cdot dt \quad \Rightarrow \quad y(t) = 0 \quad \text{für} \quad t < 0 \quad . \tag{7.1}$$

Die Originalfunktion $y_{(t)}$ stellt gewöhnlich eine Zeitfunktion dar. Da die komplexe Variable s die Frequenz ω enthält, wird die Bildfunktion $Y_{(s)}$ oft auch als Frequenzfunktion bezeichnet.

Für die folgende Herleitung der Phasenregelung soll zunächst die Frequenzregelung der PLL erfolgt sein. D.h., dass die Frequenzen an beiden Eingängen des PD's übereinstimmen.

Bei "Einrastung" der Frequenz gilt: $f_v - N \cdot f_r = 0$.

Das Blockschaltbild 7.1 und die zuvor aufgelisteten Größen liefern für den Zeit- und den Frequenzbereich folgende Zusammenhänge:

$$\begin{aligned}
&\text{Zeitbereich} && \bullet\!\!-\!\!\circ && \text{Frequenzbereich} \\
u_d(t) &= K_d \cdot (\Theta_r(t) - \Theta_v(t)) && \bullet\!\!-\!\!\circ && U_d(s) = K_d\,(\Theta_r(s) - \Theta_v(s)) && (7.2)\\
u_e(t) &= f(t) * u_d(t) && \bullet\!\!-\!\!\circ && U_e(s) = F_{(s)} \cdot U_d(s) && (7.3)\\
\Delta\omega(t) &= \frac{d\Theta_v(t)}{dt} = \frac{K_v \cdot u_e(t)}{N} && \bullet\!\!-\!\!\circ && s \cdot \Theta_v(s) = \frac{K_v \cdot U_e(s)}{N} && (7.4)
\end{aligned}$$

Es wurde mit $\Delta\omega(t)$ zusätzlich eine Größe am Ausgangs des VCO's für den Frequenzfehler eingeführt, der durch eine sich ändernde Fehlerspannung $u_e(t)$ kurzzeitig entsteht.

Es gilt einerseits $\Delta\omega(t)$ für $\Theta_v(t)) =$ konstant und

andererseits gilt $\Theta_v(t)) = 0$ für $u_e(t) = 0$.

Herleitung der Übertragungsfunktion $H(s)$

Für die Berechnung der Fehlerspannung im Frequenzbereich kann Gleichung (7.2) in (7.3) eingesetzt werden:

$$U_e(s) = F(s) \cdot K_d \cdot (\Theta_r(s) - \Theta_v(s)) \quad . \tag{7.5}$$

Setzt man diesen Ausdruck der Fehlerspannung (7.5) in der Gleichung (7.4) ein, so herhält man:

$$\Theta_v(s) = \underbrace{\frac{F(s) \cdot K_d \cdot K_v}{s \cdot N}}_{=V(s)} \cdot (\Theta_r(s) - \Theta_v(s)) \tag{7.6}$$

mit der Abkürzung $V(s)$ für die Verstärkung des offenen Regelkreises. In dieser Übertragungsfunktion taucht der Faktor $1/s$ auf, weil nicht direkt die Phase des VCO's nachgestellt wird sondern die Frequenz. Dieses zusätzliche s erschwert einen stabilen Betrieb der Phasenregelschleifen, weil 90° Phasenregelreverse bereits verbraucht sind.

Stellt man die Gleichung (7.6) um, so erhält man die Übertragungsfunktion des Regelkreises:

$$H(s) = \frac{\Theta_v(s)}{\Theta_r(s)} = \frac{V(s)}{1 + V(s)} \quad . \tag{7.7}$$

7.2 Das Regelverhalten

Die Entwicklung des Regelfilters oder zumindestens die Bestimmung der Filterkoeffizienten ist ein grundlegendes Problem bei der Implementierung einer PLL in einem System.

Für die detailliertere analytische Beschreibung wird als einfaches Filter 1. Ordnung ein PI-Regler eingesetzt, Bild 7.2.

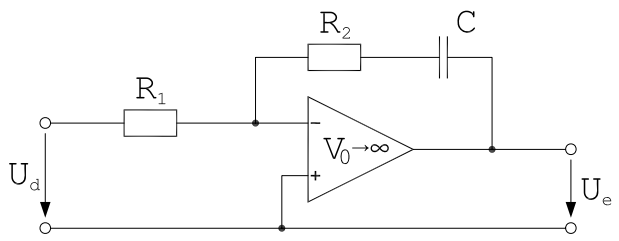


Bild 7.2: PI-Regler als aktives Regelfilter 1. Ordnung

Die zugehörige Übertragungsfunktion dieses Filters lautet:

$$F'(s) = \frac{U_e(s)}{U_d(s)} = -\frac{s\,\tau_2 + 1}{s\,\tau_1} \tag{7.8}$$

mit $\tau_1 = R_1 \cdot C$ und $\tau_2 = R_2 \cdot C$.

Das zugehörige Frequenzverhalten von $F'(s)$ ist im Bild 7.3 dargestellt.

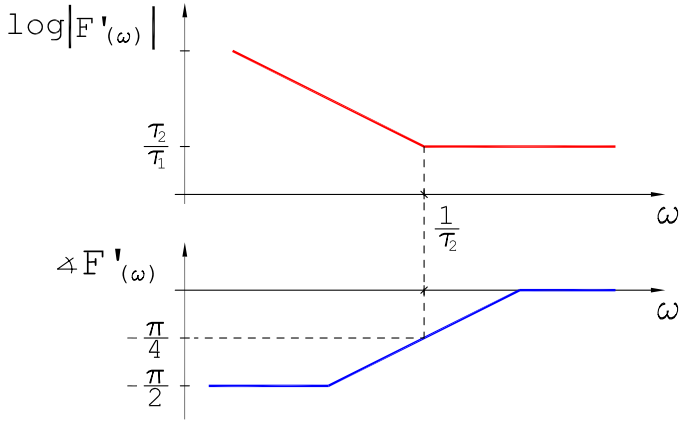


Bild 7.3: Bodediagramm des Filters 1. Ordnung als phasensenkendes Glied

Das Minuszeichen in $F'(s)$ kann durch Vertauschen der Eingänge am Phasendiskriminator eliminiert werden. Im Weiteren soll die mit $F(s) = -F'(s)$ fortgefahren werden.

Basierend auf der allgemeinen Übertragungsfunktion der PLL

$$H(s) = \frac{V(s)}{1 + V(s)} \qquad \text{mit} \qquad V(s) = \frac{K_d \cdot K_V}{s \cdot N} \cdot F(s) \tag{7.9}$$

ergibt sich für das verwendete Filter 1. Ordnung die speziellen Verstärkung des offenen Regelkreises

$$V(s) = \frac{2 \cdot \zeta \cdot \omega_N \cdot s + \omega_N^2}{s^2} \qquad \text{bzw.} \tag{7.10}$$

die spezielle Übertragungsfunktion des Regelkreises

$$H(s) = \frac{2 \cdot \zeta \cdot \omega_N \cdot s + \omega_N^2}{s^2 + 2 \cdot \zeta \cdot \omega_N \cdot s + \omega_N^2} \tag{7.11}$$

mit der Dämpfungskonstanten[1]

$$\zeta = \frac{\tau_2}{2}\sqrt{\frac{K_V \cdot K_d}{N \cdot \tau_1}} \qquad (\text{typ. } \frac{1}{\sqrt{2}} \cdots 1) \tag{7.12}$$

und der Regelfrequenz

$$\omega_N = \sqrt{\frac{K_V \cdot K_d}{N \cdot \tau_1}} \qquad ! \sim \frac{1}{\sqrt{N}} \quad , \tag{7.13}$$

deren Auslegung in der Praxis möglichst hoch sein sollte. Innerhalb des Frequenzbereiches der Regelfrequenz wird das Phasenrauschen des freilaufenden Oszillators durch die Regelung immens reduziert. Es wird auf den Wert des Phasenrauschen des XCOs zusätzlich des Teilerwertes in dB (N=100 entspricht 20 dB) gesenkt.

Zahlenbeispiel: Die XCO-Frequenz von 10 MHz und der Teilerwert N von 100 ergeben eine HF-Frequenz von 1 GHz. Das XCO-Phasenrauschen von -150 dBm/Hz bei 100 kHz Abstand ergibt für dieses Beispiel ein HF-Oszillatorrauschen von -130 dBm/Hz bei 100 kHz Abstand.

Sehr wichtig ist die Stabilitätsuntersuchung von $H(s)$.

Untersuchung: Frequenzsweep mit einer PLL

Eine wichtige Voraussetzung für den PD ist, dass gelten muss: $\left|\Theta_{e(t)}\right| < \pi$. Details dazu folgen in der PD-Realisierung.

Ein Frequenzsweep wird durch die Änderung des Teilerwertes eingeleitet. Dadurch ergibt sich aus Gleichung (7.6) die Fehlerphase

$$\Theta_{e(s)} = \Theta_{v(s)} - \Theta_{r(s)} = \frac{-1}{V(s)} \cdot \Theta_{v(s)} \qquad . \tag{7.14}$$

Für den Frequenzsweep über kontinuierliche Änderung des Teilerfaktors gilt am Teilerausgang (z.B. [68]):

$$\Theta_{v(s)} = \frac{\Delta\omega}{s^3} \qquad . \tag{7.15}$$

Hier ist die zweifache Ableitung enthalten. Für einen Frequenzsprung gilt bereits: $\Theta_{v(s)} = \frac{\Delta\Theta}{s} = \frac{\Delta\omega}{s^2}$. Für einen Sweep kommt das Produkt $\frac{1}{s}$ hinzu.

Es gilt allgemein für die Laplace-Transformation:

$$\lim_{t\to\infty} y_{(t)} \;=\; \lim_{s\to 0} s \cdot Y(s) \qquad . \tag{7.16}$$

[1] Das griechische Symbol ζ steht für Zeta.

Angewandt auf unser Regelungsproblem ergibt sich damit:

$$\lim_{t\to\infty} \Theta_{e(t)} = \lim_{s\to 0} \left\{ \frac{-s}{V(s)} \Theta_v(s) \right\} \quad , \tag{7.17}$$

$$= \lim_{s\to 0} \left\{ \frac{s^3}{2\cdot\zeta\cdot\omega_N^2\cdot s + \omega_N^2} \cdot \frac{\Delta\omega}{s^3} \right\} \quad , \tag{7.18}$$

$$= \frac{\Delta\omega}{\omega_N^2} \overset{!}{<} \pi \quad . \tag{7.19}$$

Das Bode-Kriterium für eine Regelschleife besagt, dass eine Übertragungsfunktion eine Dämpfung (Betrag kleiner 1) aufweisen muss, sofern eine Phasendrehung von 180° erreicht wird. Die Fehlerphase Θ_e beschreibt die Phasendrehung der Übertragungsfunktion $H(s)$. Somit darf der Wert π für Θ_e nicht erreicht werden. Folglich darf die maximale Änderungsfrequenz für einen Sweep nur den Wert $\Delta\omega_{max} = \omega_N^2 \cdot \pi$ betragen. Die maximale Abstimmrate ist somit $\sim \omega_N^2$ d.h. $\sim \frac{1}{N}$.

7.3 Frequenzteiler

Die Frequenzteiler (kurz Teiler) einer PLL sind die High-Speed-Digitalschaltungen und bzgl. der oberen einsetzbaren Frequenz die Baugruppe, die die PLL begrenzt.

Festteiler haben ein nicht veränderbares Teilungsverhältnis. Hier finden oft Synchronzähler, die aus den Master-Slave JK-Flipflops gefertigt sind, Einsatz.

Umschaltbare Teiler unterteilen sich in zwei Klassen:

1. Teiler für Frequenzbereichswechsel,
2. Fraktionale Teiler.

Erstere beinhalten mehrstufige Festteiler, deren Ausgänge je nach Frequenzbereichswahl zugeschaltet werden. Fraktionale Teiler schalten zwischen einen Teilerverhältnis N und mindestens einem weiteren Teilerverhältnis (z.B. N+1) um. Hiermit gelangt man zu Synthesizern mit kleinen Frequenzschritten, wie im Weiteren noch erläutert.

Es ist sehr wichtig zu verstehen, dass die Größe des Teilungsfaktor einen sehr großen Einfluss auf das Phasenrauschen einer PLL hat. Der VCO kann bestenfalls ein so geringes Phasenrauschen aufweisen, wie es der Referenzoszillator hat. Durch die Frequenzteilung kommen Änderungen jedoch erst *später* beim Phasendiskriminator an. Diese Dämpfung schlägt sich in einem geringeren Phasenrauschen nieder.

Eine Frequenzteilung von N=10 entspricht einer Verschlechterung des Phasenrauschens um 10 dB. N=100 entsprechen 20 dB weniger Ausregelung des Phasenrauschens.

Deshalb setzen moderne Phasenregelkreis auf geringe Teilungsfaktoren.

7.4 Diskriminatoren

Es gibt zwei Arten von Diskriminatoren in PLLs:

1. Phasendiskriminator (PD) auch Phasendetektor,
2. Phasen-Frequenz-Diskriminator (PFD).

Diese gibt es in analoger und digitaler Schaltungstechnik.

7.4.1 Phasendiskriminatoren

Der Einsatz von reinen Phasendiskriminatoren ist seltener als der von Phasen-Frequenz-Diskriminatoren. Jedoch bilden die Phasendiskriminatoren das Herzstück der PLL und sind insbesondere für das Verständnis von großer Bedeutung.

Mischer

Ein Mischer ist eine Sonderform. Er ersetzt einen Festteiler und weist die PD-Funktion auf. Vorteilhaft ist, dass im Gegensatz zum Festteiler kein zusätzliches Phasenrauschen zum XCO hinzu kommt. Nachteilig beim Mischer als PD ist, dass die Signale bereits mit $\pm 90°$ in Phase sein müssen, da ansonsten am falschen Seitenband gemischt wird. Mehr Details findet man u.a. in [68].

Exclusive-Oder Gatter

Ein einfaches Exclusive-Oder-Gatter kann als Phasendiskriminator eingesetzt werden. Es weist im Gegensatz zum Mischer eine gewünschte lineare Kennlinie auf. Jedoch müssen die beiden Eingangssignale ein Tastverhältnis von 50% aufweisen, was oft nicht gewährleistet werden kann. Weiterhin weist die Fehlerphase wie beim Mischer einen symmetrischen Verlauf auf. Somit hat ein Exclusive-Oder Gatter den gleichen eingeschänkten $\pm 90°$-Bereich wie ein Mischer.

RS bzw. JK Flip-Flop

Im Gegensatz zu den beiden zuvor erwähnten Diskriminatoren weist ein flankengesteuertes RS Flip-Flop (Bild 7.4) ein Eindeutigkeitsbereich über 360° auf.

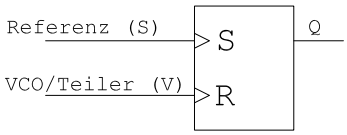


Bild 7.4: RS Flip-Flop als PD

Beim flankengesteuerte RS Flip-Flop wird das Ausgangssignal Q mit der steigenden oder fallenden Flanke gemäß der Logik

	Q
S von $0 \rightarrow 1$	1
V von $0 \rightarrow 1$	0

gesteuert.

Die beiden im Bild 7.5 illustrierten Beispiele zeigen die positiven Signalanteile der beiden Eingangssignale S und V. Mit Überschreiten der Grundlinie setzt die Flankensteuerung

ein. Ein gleichzeitiges Setzen und Rücksetzen ist somit nicht wahrscheinlich. Beim Einsatz eines JK Master-Slave Flip-Flops gibt es diesen unerlaubten Zustand gar nicht.

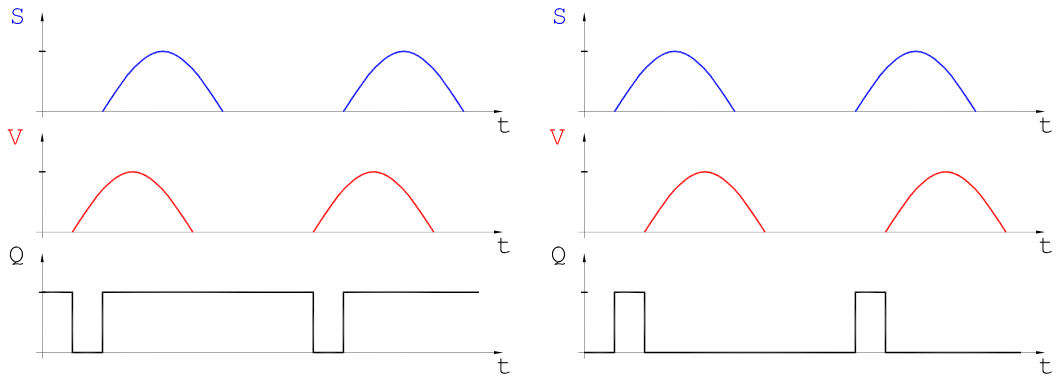


Bild 7.5: Beispiele für den Einsatz des RS bzw. JK Flip-Flops für unterschiedliche Phasenlagen

Das tiefpassgefilterte Signal von Q ist proportional zur Fehlerphase Θ_e. Aus diesem Signal kann man sich leicht die im Bild 7.5 abgedruckte Fehlerphase ableiten.

Im folgenden Bild 7.6 ist die geglättete Ausgangsspannung $\overline{U}_q$ mit dem Spitzenwert U_u über der Fehlerphase Θ_e dargestellt.

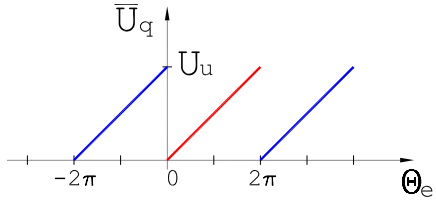


Bild 7.6: Mittelwert von U_q über der Fehlerphase

Man erkennt den Eindeutigkeitsbereich über 360°. Durch diesen unsymmetrischen Verlauf der Kennlinie kann eine PLL mit Mischer sicher auf einem Seitenband einrasten.

7.4.2 Phasenfrequenzdiskriminatoren

In den letzten Jahrzehnt wurden komplexe Digitalschaltung als Phasenfrequenzdiskriminatoren (kurz PFD) eingesetzt. Der wichtigste Vertreter dieser Komparatoren ist in [60] oder [68] erläutert. Dieses IC von Motorola (Typ MC12044) in ECL-Logic hat einen Frequenzfangbereich bis 800 MHz.

Aktuell wird zunehmend eine andere, im Bild 7.7 dargestellte Architektur, eingesetzt.

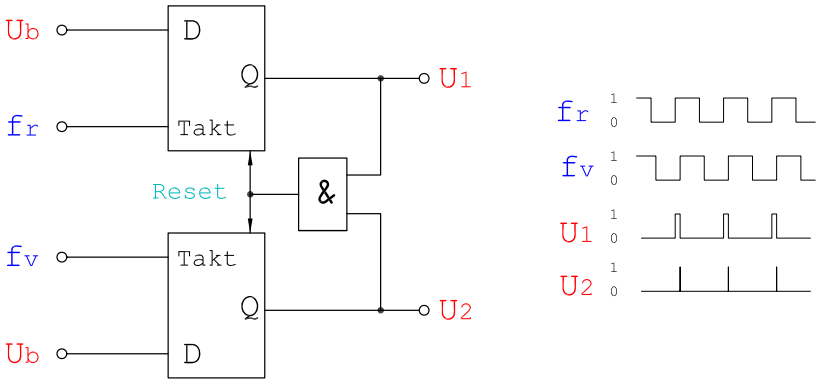


Bild 7.7: Phasenfrequenzdiskriminator mit D-Flipflops (positive Flankensteuerung) und Logikausgangssignale

Beide D-Flipflops sind flankengesteuert und weisen einen Reset-Eingang auf.

Ursprünglich verwendete man diese Schaltung mit Tiefpassfiltern und der Auswertung des Differenzsignales am Ausgang, Bild 7.8.

Diese Schaltungen haben von den Nachteil, dass sie keine konstante Verstärkung bzw. Steilheit (K_D) haben. Dieser Nachteil tritt nicht mehr auf, wenn man geschaltete Stromquellen mit einem Ladungskondensator C_p einsetzt, Bild 7.9.

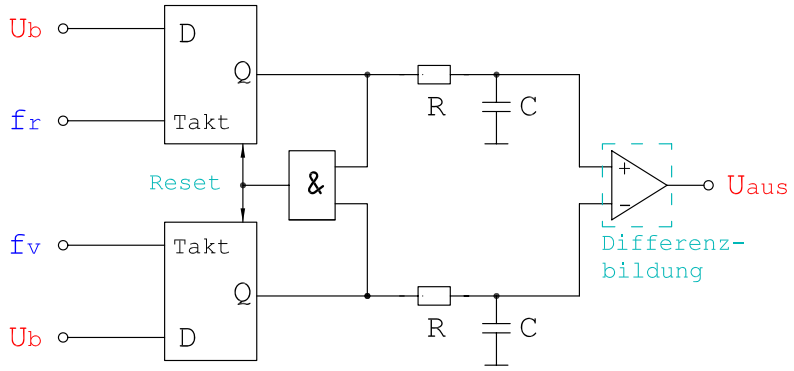


Bild 7.8: PFD mit Tiefpassfiltern

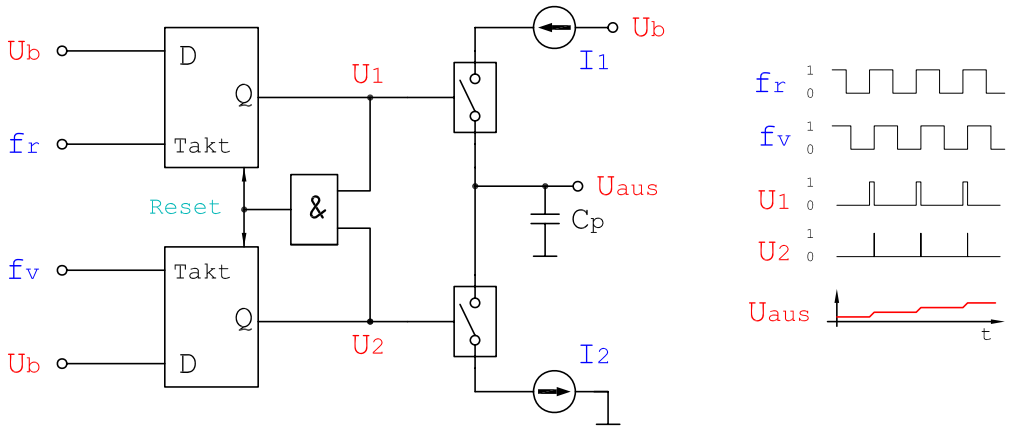


Bild 7.9: PFD mit Ladungspumpe (engl.: charge pump, CP)

Als kleiner Nachteil der Ladungspumpen muss die so genannte *PFD dead zone* erwähnt werden. Wenn die PLL nahezu eingerastet ist, dann gibt es nur sehr kleine Ausgangssignale, die durch die endlichen Schaltzeiten der Schalter und Tiefpasseffekte der Stromquellen keine Ausgangsspannung mehr erzeugen.

7.4.3 Auslegung von Schleifenfiltern

Der Ausgang einer modernen CP-PLL erzeugt DC-Impulse. Der Zeitunterschied der Impulsabstände ist proportional zum Phasenfehler. Dieses gepulste Signal kann nicht direkt zur Steuerung des VCO's verwendet werden. Es muss zuvor durch ein Tiefpassfilter geglättet werden. Die Auslegung des Filters ist entscheidend für die PLL-Eigenschaften. Das Filter hat Einfluss auf

Stabilität, Frequenzreserve, Regelbandbreite, Phasenrauschen,

Einrastzeit und Oberwellengeneration.

Aktive Filter haben den Nachteil, dass sie zusätzliches Rauschen erzeugen. Insbesondere für CP-PLLs sind aktive Filter nicht mehr notwendig.

Die generelle Übertragungsfunktion für ein passives Filter 4. Ordnung lautet:

$$F_{(s)} = \frac{1 + s \cdot \tau_2}{A_0 \cdot s \cdot (1 + s \cdot \tau_1) \cdot (1 + s \cdot \tau_3) \cdot (1 + s \cdot \tau_4)} \quad . \tag{7.20}$$

Für drei verschiedene Filterordnungen mit den zugehörigen Zeitkonstanten sind die Werte in der Tabelle 7.1 dargestellt.

Die Filter höherer Ordnung haben in der Praxis keine negativen Auswirkungen auf die Stabilität oder anderen Größen. Diese Filter helfen insbesondere die ungewünschten Signale oberhalb der Schleifenbandbreite zu unterdrücken.

7.5 Einschleifiger Regelkreis

Ein sehr einfacher Synthesizer ist im Bild 7.10 dargestellt.

Das Ausgangssignal des HF-VCO wird mittels einem HFFestteiler (/4) und mit einem umschaltbaren Teiler (/N) auf eine niedrigere Frequenz geteilt und liegt dann am Phasenfrequenzdiskriminator an. Das Signal des Quarz-Referenzoszillators (XCO), der sehr phasenrauscharm und temperaturstabil ist, wird auf einen zweiten Eingang des Phasenfrequenzdiskriminators gegeben. Dieser PFD liefert ein Ausgangssignal, sofern die beiden Eingangssignale nicht in Phase liegen oder die Frequenz nicht gerastet ist. Dieses Ausgangssignal wird mittels des Filters F(s) geglättet und dem Steuerungseingang des HF-VCO's zugeführt.

Diese Regelschleife weist aufgrund der hohen Teilungsfaktoren fast keine Verbesserung des Phasenrauschens auf. Er dient in erster Linie zur präzisen Frequenzanbindung. Die

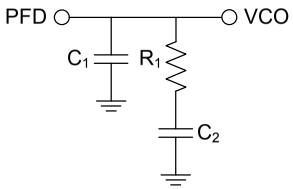
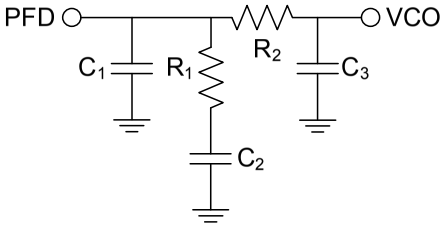
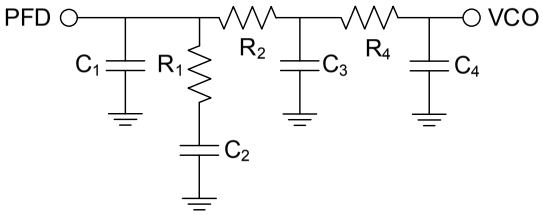
Passive Schleifenfilter und deren Zeitkonstanten			
Parameter	2. Filterordnung	3. Filterordnung	4. Filterordnung
Filter			
τ_1	$R_1 \cdot C_2 \cdot C_1/A_o$	$R_1 \cdot C_2 \cdot C_1/A_o$	$R_1 \cdot C_2 \cdot C_1/A_o$
τ_2	$R_1 \cdot C_2$	$R_1 \cdot C_2$	$R_1 \cdot C_2$
τ_3	0	$R_2 \cdot C_3$	$R_2 \cdot C_3$
τ_4	0	0	$R_4 \cdot C_4$
A_o	$C_1 + C_2$	$C_1 + C_2 + C_3$	$C_1 + C_2 + C_3 + C_4$

Tabelle 7.1: Tabelle zur Auslegung von passiven Schleifenfiltern

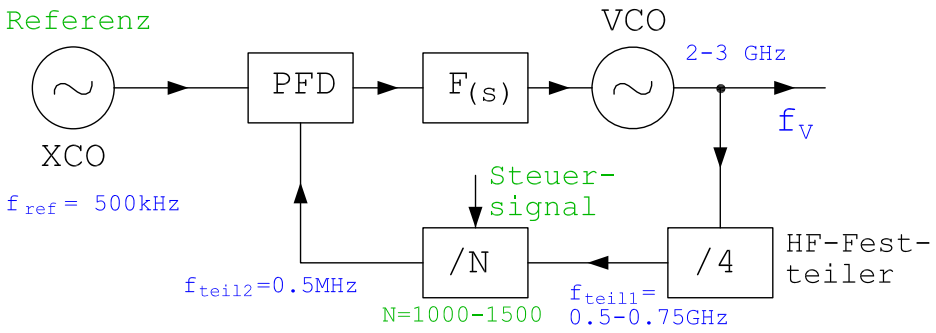


Bild 7.10: Blockschaltbild des einschleifigen Regelkreises

stabilisierte Ausgangsfrequenz des VCO's liegt bei:

$$f_v = \underbrace{N_{fest} \cdot N}_{=N_{ges}} \cdot f_{ref} \qquad (\text{ hier mit } \quad N_{fest} = 4 \text{ }) \quad . \tag{7.21}$$

Die kleinste Schrittweite

$$\Delta f = f_{ref}\, N_{fest} \qquad (\text{ hier } \quad = 500\,\text{kHz}\, N_{fest} \text{ }) \tag{7.22}$$

wird von der Ausgangsfrequenz des Referenzsignales und dem Festteiler vorgegeben.

Alternativ lässt sich die kleinste Schrittweite über die Bandbreite und die Anzahl der schaltbaren Teilerwerte berechnen:

$$\Delta f = \frac{f_{max} - f_{min}}{N_{max} - N_{min}} \qquad (\text{ hier } \quad = \frac{1\,\text{GHz}}{500} \text{ }) \quad . \tag{7.23}$$

Jedoch lässt sich nur mit einer hohen Regelfrequenz $\omega_N \sim \frac{1}{\sqrt{N}}$ die Spektralreinheit vom VCO an die des XCO heranbringen und somit geringes Phasenrauschen erzielen. Im Bild 7.11 wird illustriert, wie die Unterschiede des Phasenrauschens bei niedriger und hoher Referenzfrequenz sind.

Für große Teilungsfaktoren steigt die Rauschleistung $\sim N^2$.

$\Rightarrow$ Widerspruch: kleine Schrittweite & gutes Phasenrauschen

Abhilfen:
1. Regelschleife mit Mischer
2. Mehrschleifige Regelschleifen
3. Regelschleifen mit fraktionalen Teilern

7.6 Regelschleife mit Mischer

Gleichbleibende Schrittweiten mit einem kleineren Teilungsfaktor erhält man durch Einsatz eines zusätzlichen Festoszillators (LO) und eines Mischers, wie im Bild 7.12 dargestellt.

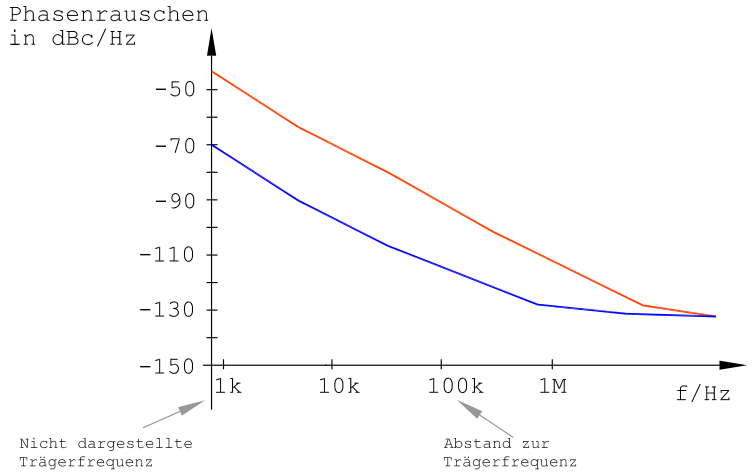


Bild 7.11: Phasenrauschen für niedrige und hohe Referenzfrequenz (blau)

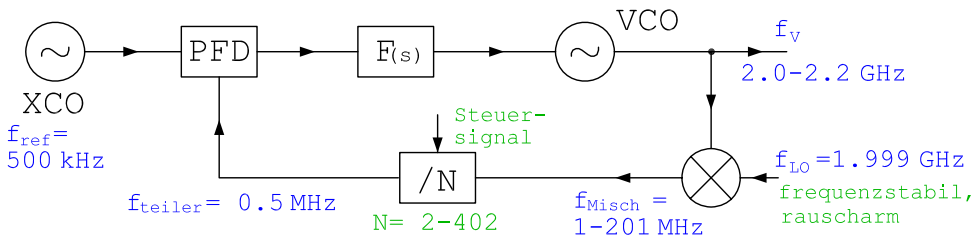


Bild 7.12: Blockschaltbild einer Regelschleife mit Einseitenbandmischer

Die Ausgangsfrequenz liegt nunmehr bei

$$f_v = f_{LO} + N \cdot f_{ref} \qquad . \tag{7.24}$$

Die Schrittweite beträgt weiterhin f_{ref}.

Bzgl. des Phasenrauschens weist diese Schaltung sehr gute Eigenschaften auf. Der gesamte Schaltungsaufwand einschließlich des stabilisierten Festoszillators ist jedoch sehr hoch und deshalb werden solche Mischer nur bei PLLs mit hohen Ausgangsfrequenzen eingesetzt. Weiterhin eignen sich die Regelschleife mit Mischer nur für schmalbandige Anwendungen.

7.7 Mehrschleifige Regelkreise

Für Synthesefrequenzen im unteren GHz-Bereich sind die verschachtelten Regelschleifen die bessere Lösung.

Die Grundidee ist die, dass der XCO mit fester Ausgangsfrequenz durch einen Referenzoszillator mit variabler Ausgangsfrequenz ersetzt wird. Dessen Signal kann durch die

direkte Signalgeneration über einem D/A-Wandler oder auch einer weiteren klassischen PLL erzeugt werden.

Wird z.B. der XCO durch eine zweite PLL mit der Ausgangsfrequenz $f'_v = f_{ref} = 10 - 20\,\text{MHz}$ ersetzt, so benötigt man Teiler über den Bereich N = 100 – 200 mit dem zugehörigen geringen Rauschen, Bild 7.13[2]. Für die neue Referenz-PLL wird ein um-

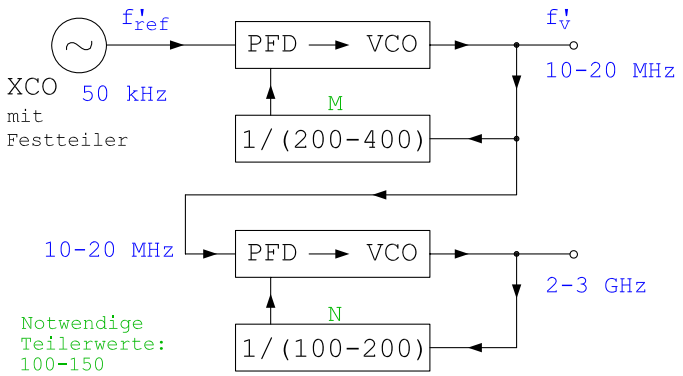


Bild 7.13: Blockschaltbild eines mehrschleifigen Regelkreises

schaltbarer Teiler mit dem variablen Teilungsfaktor M eingesetzt. Mit $f'_v = M f'_{ref}$ mit den Bereich M = 200 – 400 und nur $f'_{ref} = 50\,\text{kHz}$ folgt

$$f_v = N \cdot M \cdot f'_{ref} \quad , \tag{7.25}$$

$$\Delta f = f'_{ref} \quad . \tag{7.26}$$

Man erkennt, dass sich die Schrittweite auf ein Zehntel reduzieren lies. Weiterhin ist es so, dass beide Schleifen einen deutlich kleineren Teilerfaktor aufweisen. Dadurch regeln beide Schleifen schneller, was bedingt, dass das Phasenrauschen der einzelnen Schleifen deutlich stärker reduziert wird. Für den mehrschleifigen Regelkreis verbessert sich die Bandbreite, in der das Rauschen reduziert wird.

Jedoch weist das Ausgangssignal nahe dem Träger nur ein ggf. verbessertes Phasenrauschen aufgrund des besseren VCO's in der MHz-Schleife auf. In der Praxis hat der HF-VCO das mit Abstand schlechteste Phasenrauschen.

Schaltungstechnisch ist die Wahl eines DDS (direct digital synthesizers) ein einfacher Aufbau als Alternative zur gezeigten ersten Regelschleife mit niedriger Referenzfrequenz, Bild 7.14. Jedoch ist das Phasenrauschen des DDS so schlecht, dass sich auf diesem Wege keine rauscharmen Synthesizer herstellen lassen. Dafür lassen sich Frequenzänderungen im μH-Bereich durchführen.

[2]Die größeren Teilerwerte mit dem größeren Bereich stellen sicher, dass in allen Kombinationen der minimale Frequenzschritt f'_{ref} erreicht wird.

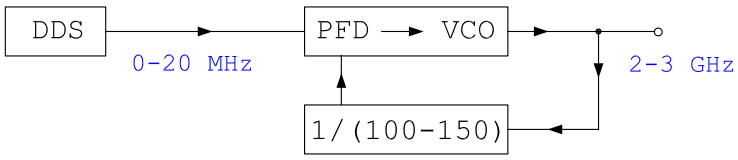


Bild 7.14: Blockschaltbild eines mehrschleifigen Regelkreises mit DDS

7.8 Regelschleifen mit fraktionalen Teilern

Mit einem Teiler, der nicht auf ganzzahlige Teilerverhältnisse begrenzt ist, sondern auch gebrochene Werte zulässt, kann die Schrittweite des Synthesizers kleiner als die Vergleichsfrequenz gemacht werden [23, 60]. Die Berechnung von f_{VCO} nach Gleichung (7.21) bleibt weiterhin gültig. Das effektive Teilungsverhältnis ist dann aber nicht mehr nur auf ganzzahlige Werte beschränkt, während der Wert N nachwievor fest ist. Die nur leicht veränderte PLL zeigt das Bild 7.15.

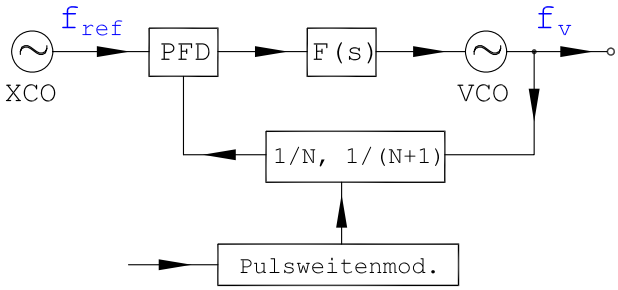


Bild 7.15: Blockschaltbild eines Fractional-N-Synthesizers

Ein gebrochenes Teilerverhältnis wird durch Umschalten zwischen zwei oder mehreren ganzzahligen Werten erreicht (sozusagen eine Pulsweitenmodulation des Teilerverhältnisses). Den typischen Verlauf zeigt das Bild 7.16.

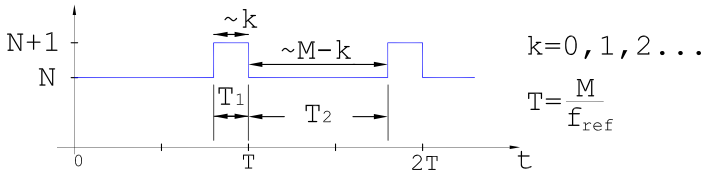


Bild 7.16: Umschaltfolge beim fraktionalen Teiler

Die Größe M soll als Teilerfaktorrate eingeführt werden und gibt an mit welchem Bruchteil einer Periode T der Teiler angesteuert werden kann.

Bei einer Umschaltung zwischen zwei Teilerwerten N_1 und N_2 mit den Pulsdauern

$$T_1 = \frac{k}{f_{ref}} \qquad \text{und} \qquad T_2 = \frac{M-k}{f_{ref}} \tag{7.27}$$

beträgt der Mittelwert des Teilerverhältnisses und die kleinste Schrittweite dann

$$\overline{N} = \frac{N(M-k)+(N+1)\cdot k}{M} = N + \frac{k}{M} \quad , \tag{7.28}$$

$$\Rightarrow f_V = \overline{N}\cdot f_{ref} = (N+\frac{k}{M})\cdot f_{ref} \quad , \tag{7.29}$$

$$\Delta f = \frac{1}{M}\cdot f_{ref} \quad \text{bzw.} \quad \Delta f = \frac{1}{T} \quad . \tag{7.30}$$

Die Frequenz des VCO's soll dann auf der mit dem Mittelwert des Teilerverhältnisses multiplizierten Vergleichsfrequenz sein. Das Umschalten des Teilerverhältnisses verursacht eine Störphasenmodulation am Phasendiskriminator. Die kleinste Zeiteinheit, in der T_1 und T_2 variieren können, ist $T_{Puls} \sim 2k$. Die minimale Frequenz der Störphasenmodulation ist also abhängig von f_{Puls} und der geforderten kleinsten Einstellschrittweite ΔN von:

$$f_{stör} = f_{Puls}\cdot \Delta N \quad . \tag{7.31}$$

Die minimale Frequenz der Phasenstörung durch die Teilerumschaltung entspricht somit der kleinsten Schrittweite Δf des Frequenzsynthesizers. Soweit unterscheidet sich das Fractional-N-Verfahren bezüglich der Störungen nur wenig vom klassischen Synthesizer mit festem Teiler.

Versucht man die Störungen durch ein schmales Schleifenfilter zu unterdrücken, so muss man dieselben Kompromisse eingehen wie im vorhergehenden Abschnitt. Der einzige Vorteil läge dann in dem geringeren Vervielfachungsfaktor des Phasenvergleicher- und Referenzrauschens. Da der Verlauf der Störung vorausberechenbar ist, kann diese durch Addition einer gegenphasigen Spannung kompensiert werden. Die Schleifenfilterbandbreite kann dann größer als die kleinste Frequenzschrittweite f_s gewählt werden. Damit ist durch digitale Nachbildung des Modulationssignals eine direkte digitale Winkelmodulation möglich. Die kleine Schrittweite bei geringer Einschwingzeit ermöglicht z.B. auch vorhersagbare Dopplerverschiebungen exakt nachzusteuern. Die Kompensation der Phasenstörung durch die Teilerumschaltung erfordert aber neben der Rechenlogik einen guten D/A-Wandler zur Erzeugung der Kompensationsspannung. Eine im Hochfrequenzbereich nunmehr oft eingesetzte Weiterentwicklung ist das $\Sigma\Delta$-Verfahren, das sich auch in der CD-Audio-Technik zur Digital-Analog- und Analog-Digital-Wandlung durchgesetzt hat. Aufgrund der einfachen Integrierbarkeit spielt es bereits in der Hochfrequenztechnik als Digital-Frequenz-Wandler eine wichtige Rolle.

Verkürzt gilt:

<u>Nachteil:</u> Periodische Umschaltung erzeugt Störlinien
<u>Abhilfe:</u> Pseudo-zufällige Umschaltung der Sigma-Delta-Modulation

7.8.1 ΣΔ-Fractional-N Synthesegenerator

Wie oben ausgeführt, bringt das Wegfiltern der Störungen wenig Vorteile, da die Schleifenfilterbandbreite kleiner als die Frequenzschrittweite gemacht werden muss, [58]. Das ΣΔ-Fractional-N-Verfahren verursacht, wie das konventionelle Fractional-N-Verfahren, Nebenlinien im Abstand der Frequenzschrittweite. Allerdings wird anstatt des gewöhnlichen Pulsweitenmodulators eben ein ΣΔ-Modulator eingesetzt, dessen spektrales Energiemaximum bei hohen Frequenzen liegt.

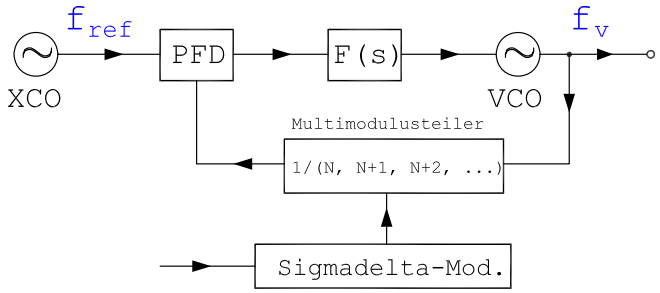


Bild 7.17: Blockschaltbild eines ΣΔ-Fractional-N-Synthesizers

Die Änderungen des Teilerwertes der PLL werden vom ΣΔ-Modulator gesteuert. Dieser liefert einen quasizufälligen Datenstrom, dessen arithmetischer Mittelwert digital einstellbar ist. Weil die Energie spektral nicht gleichverteilt ist, sondern zum größten Teil im höherfrequenten Bereich liegt, erhält man trägernah so wenig Störenergie, dass das analoge Rauschen des Phasendiskriminators und der Referenz überwiegt. Das Schleifenfilter kann also ohne Kompensationsmaßnahmen breiter als die Frequenzschrittweite gewählt werden. Dieses typische Verhalten zeigt das Bild 7.18.

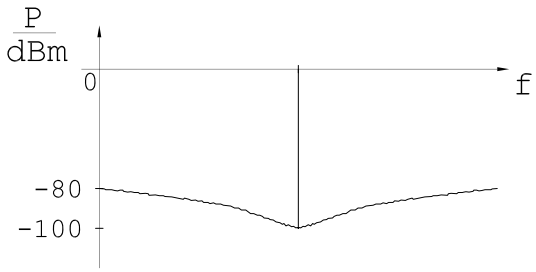


Bild 7.18: Festsignal und typisches Phasenrauschen eines ΣΔ-Fractional-N-Synthesizers

ΣΔ-Modulatoren sind in unterschiedlichen Strukturen realisierbar. Eine interessante Variante ist der MASH-Modulator, wie in [49] beschrieben, weil er ohne ein Rückkoppelnetzwerk auskommt und deshalb auch keine Stabilitätsprobleme hat.

7.8.2 Direkte Digitale Modulation

Die kleine Schrittweite eines ΣΔ-Fractional-N-Synthesizers ermöglicht eine direkte digitale Frequenz- und Phasenmodulation [23]. Es handelt sich hierbei um einen exakten D/F-Wandler. Die Vorteile eines direkten digitalen Modulators liegen auf der Hand:

- Es ist keine D/A-Wandlung digitaler Modulationsdaten notwendig.
- Eine Änderung der Modulationsart und des -hubes ist per Software möglich.
- Große Modulationshübe ohne Verzerrungen sind realisierbar (Nichtlinearitäten der VCO-Kennlinie haben keinen Einfluss).
- Es sind keine analogen Einstellelemente zur Festlegung des Hubes mehr vorhanden.
- Der Modulationshub ist unabhängig von Bauteiltoleranzen.

Seit langen wird der ΣΔ-Synthesizer für die GMSK-Modulation in GSM-Handsets großindustriell eingesetzt.

Kapitel 8

Technisch erzeugte Plasmen

In diesem Kapitel werden zunächst die Grundlagen der Plasmatechnik erläutert, dann typische technische Anwendungen wie die Lichttechnik und Zündkerzen als Stand der Technik beschrieben und als Hochfrequenzthematik insbesondere auf die so genannten Mikroplasmen und deren Vorteile in den bekannten technischen Anwendungen eingegangen.

8.1 Grundlagen technisch erzeugter Plasmen

Aus dem Alltag sind uns die drei Aggregatzustände fest, flüssig und gasförmig bestens bekannt. Im Universum befindet sich jedoch die meiste Materie (Atome, Moleküle) im vierten Aggregatzustand, dem Plasma. Mehr als 99% der sichtbaren Materie im Universum befindet sich im Plasmazustand.

Ausgehend vom Feststoff wird eine Materie in den nächsten Aggregatzustand durch Energiezuführ gebracht. Die verbreiteste Energieform ist die Temperatur. Sehr starkes Aufheizen der Gase führt zur thermischen Ionisation. Extrem hoher Druck (wie im Inneren der Sonne) führt zur Druckionisation. Starke Photoneneinstrahlung bewirkt eine Fotoionisation. Aber auch jede elektromagnetische Energie über das gesamte Frequenzspektrum von Gleichstrom bis zur Radioaktivität ist sehr gut geeignet das Energieniveau einer Materie zu heben. Auf diese wird sich im Weiteren beschränkt.

Plasmen entstehen somit in Gasen, denen merklich Energie zugeführt wird. Die dadurch in der Materie verursachten Stoßprozesse zwischen den Elektronen und den Atomen bzw. Molekülen generieren neue Ladungsträger. Die verbleibenen Atome oder Moleküle sind nunmehr positiv geladen und werden als Ion bezeichnet. Gase in denen eine größere Anzahl an Ionen enthalten sind, werden als Plasma bezeichnet.

<u>Notwendige Ionisationsenergie</u>

Im Folgenden wird die Energie in der Einheit eV angegeben.

Es gilt $\quad 1\,eV = 0.16\,aJ = 0.16 \cdot 10^{-18}\,J = 0.16\,aWs.$

Die Energie kann zudem in eine Temperatur überführt werden und 1 eV entspricht etwa

11.600 K. Um ein Atom zu ionisieren muss ein freies Elektron die Stossionisation einleiten. Wenn diese freie Elektron über die Energie von mehreren eV verfügt (z.B. 15.8 eV für Argon), so ist es fähig diese Ionisation einzuleiten. Nach dieser erfolgreichen Stossionisation stehen zwei freie Elektronen und ein Ion zur Verfügung. Weitere Ionisierungsenergien einiger Elemente sind in der Tabelle 8.2 wiedergegeben.

Führt man keine weitere Energie zu, so wird ein Elektron nach kurzer Zeit wieder rekombinieren. Plasmen können nur unter kontinuierlicher Energiezufuhr bestehen. Im Plasma gilt für die Dichten der n_0 Neutralteile, der n_e Elektronen und der n_i Ionen der Zusammenhang:

$$n_0 > n_e = n_i \qquad . \tag{8.1}$$

Wir wollen im Weiteren immer davon ausgehen, dass die kontinuierliche Energiezufuhr immer durch eine technische, elektromagnetische Anregung vollzogen wird.

Temperatur in einem Plasma

Es ist aus der Halbleitertechnik bestens bekannt, dass die Beweglichkeit der Elektronen viel größer ist als die der Löcher (Atome im Kristallgitter, denen ein Elektron fehlt). Gleiches gilt auch im Verhältnis zwischen Elektronen und Ionen.

Wird ein Gas von der Verdampfungstemperatur aus immer weiter erwärmt, so geraten die Moleküle immer mehr in Bewegung. Sie nehmen immer mehr kinetische Energie auf und bewegen sich in allen Richtungen. Wenn die Temperatur so groß wird, dass die Ionisationsenergie erreicht wird, geht das Gas in das Plasma über.

Bei einem technischen Plasma findet die Erwärmung durch eine elektromagnetische Anregung statt. Selbstredend erwärmen sich die beweglichen Elektronen in diesem Falle schneller und einfacher als die Ionen. Weiterhin gibt es bei einem technischen Plasma (für Drücke über 100 mbar) immer einen Randbereich. In diesem Randbereich erfahren die Ionen eine gerichtete Bewegung auf die Wand, bedingt durch das ambipolare Feld. Dieses entsteht beim Einschalten, da die Elektronen deutlich schneller die Wand erreichen als die trägen Ionen und die Wand somit negativ aufladen. Die Randschicht eines Plasmas ist aufgrund dieser gerichteten Bewegung nahezu stoßfrei.

In einem Plasma können wir die folgenden vier unterschiedlichen Temperaturen definieren:

Elektronen-, Ionen-, Neutralgas- und Wandtemperatur.

Massen in einem Plasma

Insbesondere Elektronen werden in technischen Plasmen durch elektromagnetische Felder beschleunigt. Die Feldstärken sind so hoch, dass man den relativitischen Massezuwachs berücksichtigen muss. Demnach ergibt sich für einen Körper mit der Masse m_0 im Ruhezustand die größere Masse m bei der Geschwindigkeit v über

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c_0^2}} \qquad . \tag{8.2}$$

Einige Werte eines Elektrons sind in der Tabelle 8.1 abgedruckt.

Für die wichtigsten Gase und sonstigen Elemente, die in technischen Plasmen auftreten, gibt die Tabelle 8.2 die Massen und Ionisierungsenergien an.

Die Luft ist ein sehr wichtiges Prozessgas. Die Hauptbestandteile der Luft sind Stickstoff

Durchlaufende Spannung in V	Elektronengeschwindigkeit in m/s	Elektronenmasse in g
10	$18.8 \cdot 10^5$	$9.11 \cdot 10^{-28}$
10^3	$18.7 \cdot 10^6$	$9.12 \cdot 10^{-28}$
10^5	$16.5 \cdot 10^7$	$10.9 \cdot 10^{-28}$
10^6	$28.3 \cdot 10^8$	$28.8 \cdot 10^{-28}$
$3.1 \cdot 10^6$	$29.7 \cdot 10^9$	$64.3 \cdot 10^{-28}$
∞	Lichtgeschwindigkeit	∞

Tabelle 8.1: Elektronenmasse in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit

Element	Elementensymbol	Elementenmasse in g	Ionisierungsenergien in eV
Helium	He	$6.64 \cdot 10^{-24}$	24.6
Neon	Ne	$3.35 \cdot 10^{-23}$	21.6
Argon	Ar	$6.62 \cdot 10^{-23}$	15.8
Krypton	Kr	$1.39 \cdot 10^{-22}$	14.0
Xenon	Xe	$2.18 \cdot 10^{-22}$	12.1
Stickstoff	N	$2.32 \cdot 10^{-23}$	14.5
Sauerstoff	O	$2.66 \cdot 10^{-23}$	13.6
Phosphor	P	$5.11 \cdot 10^{-23}$	10.5
Schwefel	S	$5.32 \cdot 10^{-23}$	10.4
Wasserstoff	H	$1.67 \cdot 10^{-24}$	13.6
Quecksilber	Hg	$3.33 \cdot 10^{-22}$	10.4

Tabelle 8.2: Atommassen von Gasen und anderen wichtigen Elementen für technische Plasmen

(in der Form N_2) und Sauerstoff (in der Form O_2) mit insgesamt 99.03 % des Gesamtvolumens.

Druckabhängigkeit von Plasmen

Die Ionisationsfähigkeit eines Gases ist extrem druckabhängig. Die mit dem Druck korrelierende Teilchendichte bestimmt wesentlich die Eigenschaften eines Plasmas. Deshalb werden die klassischen technischen Applikationen auch in die beiden Klassen `Niederdruckplasmen` und `Hochdruckplasmen` unterschieden. Typische Teilchendichten für Niederdruckplasmen liegen zwischen 10^9 und $10^{17}\,cm^{-3}$ [21] und für Hochdruckplasmen zwischen 10^{20} und $10^{22}\,cm^{-3}$.

Ein typisches Beispiel ist im Bild 8.1 abgedruckt, wobei real die Anteile der Neutralteilchen um ein Vielfaches größer ist.

Das Bild 8.2 zeigt auf, wie stark die Energie eines Elektrons beim Übergang aus dem Normaldruckbereich ($1\,\text{bar} \simeq 10^5\,\text{Pa}$) in den Hochdruckbereich trotz gleichbleibender elektrischer Anregung abnimmt.

Debye-Länge

Ein wichtiger Parameter zur Beschreibung eines Plasmas ist die Debye-Länge. Diese be-

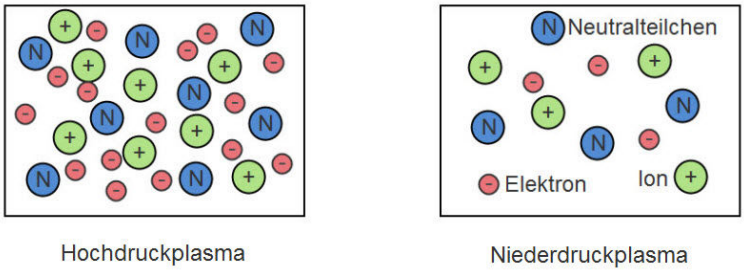


Bild 8.1: Einfaches Modell eines Hoch- und Niederdruckplasmas

schreibt, dass Potentialstörungen innerhalb eines Plasmas exponentiell abfallen, mit der Debye-Länge λ_D als Abklingkonstante. Nach einer Länge von etwa $7 \cdot \lambda_D$ ist die Potentialstörung abgeklungen.

Sie lässt sich mit der Boltzmann-Konstanten k_B, der elektrischen Feldkonstanten ϵ_0 und der Elementarladung e als Funktion der Temperatur T und der Elektronendichte n_e zu

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \, k_B \, T}{n_e \, e^2}} \tag{8.3}$$

berechnen.

Voraussetzung für diese Gleichungen ist, dass die Elektronendichte gleich der Ionendichte ist. Da sich ein Plasma, dessen Abmessungen wesentlich größer ist als die Debye-Länge, nach außen hin elektrisch neutral verhält, ist diese Voraussetzung gegeben. Diese Quasineutralität kann nur innerhalb einer Kugel mit dem Radius λ_D verletzt werden, [21]. Das Plasma schirmt sich also gegen äußere Störfelder ab.

Plasmafrequenz

Ein weiterer wichtiger Parameter der Plasmaphysik ist die Plasmafrequenz ω_P. Das Anlegen eines elektrischen Feldes führt zu einer Fluktuation der Ladungsträger. Ist die Frequenz dieses elektrischen Feldes hoch genug, können die Ionen, wegen ihrer relativ großen Massenträgheit, dem Feld nicht mehr folgen und werden als ruhend angenommen. Die Verschiebung der Elektronen führt nun zu einer Ladungstrennung, welche durch die Coulombkraft wieder kompensiert wird und die Elektronen in die entgegengesetzte Richtung beschleunigt werden. Durch die Trägheit der Elektronen werden diese über ihre Gleichgewichtsposition hinaus beschleunigt und erzeugen wiederum starke elektrische Felder. Die Folge ist eine Oszillation (Resonanzeffekt) mit

$$\omega_P = \sqrt{\frac{n_e \, e^2}{\epsilon_0 \, m_e}} \; . \tag{8.4}$$

Da in Gleichung (8.4) fast nur Konstanten enthalten sind, lässt sich dieser Ausdruck zu

$$\omega_P = 5.64 \cdot 10^4 \cdot \sqrt{n_e} \qquad \text{bzw.} \qquad f_p = 8976 \cdot \sqrt{n_e} \tag{8.5}$$

vereinfachen, wobei die Elektronendichte in cm^{-3} angegeben wird und die Plasmafrequenz die Einheit Hz besitzt.

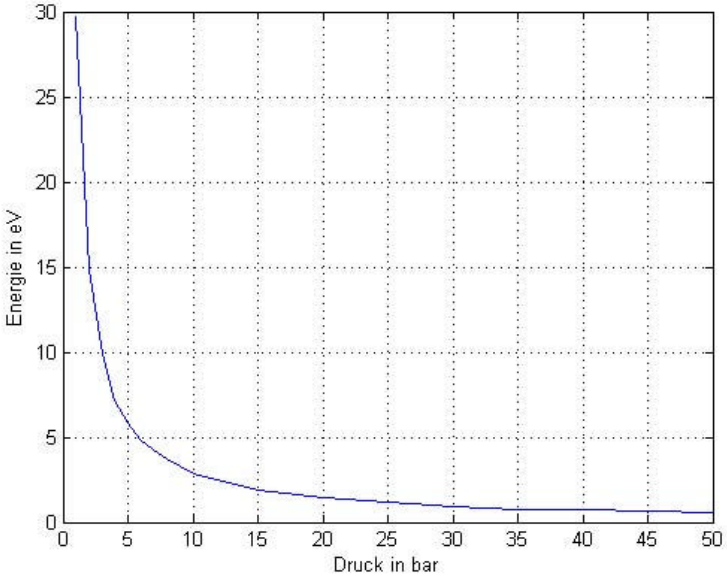


Bild 8.2: Typ. Energie eines freien Elektrons im HF-Feld als Funktion des Drucks bei $2.45\,GHz$ und $E_0 = 10\,MVm^{-1}$

Wird das Produkt aus Plasmafrequenz und Debye-Länge gebildet, wie es in [21] gezeigt wird, so erhält man das Ergebnis, dass die Ladungen in einem Plasma nur in einem Bereich verschoben werden, die in der Größenordnung der Debye-Länge liegen.

Diese Plasmafrequenz ist für die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in einem Plasma von großer Bedeutung. Nur elektromagnetische Wellen mit Kreisfrequenzen $\omega > \omega_P$ können sich in einem Plasma ausbreiten. Unterhalb dieser *cut-off*-Frequenz werden die Wellen vom Plasma reflektiert. Dies hat wiederum zur Folge, dass eine elektromagnetische Welle mit $\omega > \omega_P$ ihre Energie direkt ins Innere des Plasmas überträgt, während eine Welle mit $\omega < \omega_P$ die Energie nur auf die Oberfläche des Plasmas überträgt.

Anzumerken ist, dass nur die verlustarmen Niederdruckplasmen wie die Ionisphäre eine Transmission der elektromagnetischen Strahlung zulassen.

Um ein Gefühl für die Größenordnung der Plasmafrequenz zu bekommen, sind in der Tabelle 8.3 ein paar Werte aufgeführt.

n_e in cm^{-3}	f_P in GHz
$1 \cdot 10^9$	0.28
$1 \cdot 10^{10}$	0.89
$1 \cdot 10^{12}$	8.97
$1 \cdot 10^{14}$	89.76

Tabelle 8.3: Plasmafrequenz f_P für verschiedene Teilchendichten

Mittlere freie Weglänge

Die mittlere freie Weglänge (auch als MFP: „Mean Free Path“ bezeichnet), welche sich durch

$$\lambda_{MFP} = \frac{1}{n\,\sigma_{Streu}} \qquad \text{mit} \qquad n = n_0 + n_i \tag{8.6}$$

berechnen lässt, gibt an, welche Weglänge von einem Elektron zurückgelegt wird, bevor es im statistischen Mittel mit einem Teilchen zusammenstößt. Der atomare Wirkungsquerschnitt σ_{Streu} ist eigentlich schwach temperaturabhängig, wird hier aber der Einfachheit halber als konstant angenommen und berechnet sich mit den Radien der stoßenden Teilchen zu:

$$\sigma_{Streu} = \pi \cdot (r_1^2 + r_2^2) \qquad , \tag{8.7}$$

wobei r_1 und r_2 die Radien der stoßenden Spezies (z.B. Argonatom: $r_{Ar} = 158\,pm$ und Elektron: $r_{e^-} = 2.8\,fm$) sind.
Für die Berechnungen der mittleren freien Weglänge wird die Teilchendichte n mit der Zustandsgleichung idealer Gase

$$n = \frac{p}{k_B\,T} \tag{8.8}$$

bestimmt. Hierfür wird ein ideales Gas bei Raumtemperatur vorausgesetzt. Werden die Gleichungen (8.8) und (8.7) in die Gleichung (8.6) eingesetzt, kann der Zusammenhang

$$\lambda_{MFP} = \frac{k_B\;T}{\sigma_{Streu} \cdot p} \tag{8.9}$$

aufgestellt werden.

Mit dieser Gleichung lässt sich die mittlere Weglänge als Funktion des Drucks berechnen, hier anhand eines Elektrons in reinem Argongas aufgeführt.

n in cm^{-3}	p in pa	p in bar	λ_{MFP} in m
$2.41 \cdot 10^{16}$	$1 \cdot 10^2$	$0,001$	$2.6 \cdot 10^{-3}$
$2.41 \cdot 10^{19}$	$1 \cdot 10^5$	1	$2.6 \cdot 10^{-6}$
$1.21 \cdot 10^{21}$	$5 \cdot 10^6$	50	$5.2 \cdot 10^{-8}$
$4.83 \cdot 10^{21}$	$2 \cdot 10^7$	200	$1.3 \cdot 10^{-8}$

Tabelle 8.4: Mittlere freie Weglänge eines Elektrons in Argon und Argondichte für diverse Drücke bei Raumtemperatur und 2.5 GHz

Anhand der Gleichung (8.9) und der Tabelle 8.4 wird deutlich, dass die mittlere freie Weglänge umgekehrt proportional zum Druck ist. Diese Änderung der MFP führt zu dem Problem, dass bei zu hohem Druck nicht genügend Energie vom $\vec{E}$-Feld aufgenommen werden kann, bevor die Elektronen im statistischen Mittel wieder mit Neutralteilchen zusammenstoßen. Im Umkehrschluss darf der Druck aber auch nicht zu niedrig sein, sonst finden zu wenige Zusammenstöße statt, um einen effektiven Energieaustausch zu gewährleisten.

Bei Hochdruckplasmen ist die Temperatur allerdings wesentlich höher, als bei Niederdruckplasmen. Dies hat eine größere ungerichtete Driftbewegung der Teilchen zur Folge,

die wiederum für eine höhere Energie einzelner Teilchen sorgt, da sich die ungerichtete Drift mit der gerichteten Driftbewegung des $\vec{E}$-Feldes konstruktiv, aber auch destruktiv überlagert.

8.2 Niederdruckplasmen

Als Niederdruckplasmen sollen Plasmen bezeichnet werden, die in Unterdruckbedingungen mittels elektrischen Gleichfeldern oder Wechselfeldern bis in den mittleren MHz-Bereich aus erzeugt werden.

Typisch für diese Niederdruckplasmen sind:

- Niedrige Teilchendichte der Ladungsträger
- Große mittlere freie Weglänge
- Stoßprozesse sind selten
- Energie von Elektronen und Ionen unterschiedlich
- Geringe mittlere Temperatur (typ. 300 - 2000 K)

Bei Niederdruckplasmen ist die Teilchendichte der Ladungsträger gering, da einerseits die Neutralteilchendichte ebenfalls gering ist und andererseits die Wahrscheinlichkeit für Stossprozesse gering ist.

Somit ist auch der Ionisationsgrad eines Gases mit insgesamt n_n Teilchen gering:

$$n_e/n_n \approx 10^{-6} - 10^{-2} \quad \text{(somit gilt } n_n \approx n_0\text{)}.$$

Typische Drücke in Niederdruckanlage liegen unter 1 mbar, die mit einer Vakuumpumpe erzielt werden. Bild 8.3 zeigt eine moderne Anlage für die Einsatzzwecke.

Folgende Anwendungen von Niederdruckplasmen in der Industrie sind bereits Stand der Technik:

OBERFLÄCHENREINIGUNG: Die Oberfläche der Bauteile wird durch den Ionenbeschuß physikalisch und, je nach Gasart, auch durch chemische Reaktionen gereinigt. Die Verschmutzung wird in die Gasphase umgesetzt und abgesaugt.

KUNSTSTOFFAKTIVIERUNG: Die Kunststoffoberflächen der Bauteile werden beispielsweise mit Sauerstoff oder Luft plasmabehandelt. Es bilden sich Radikalstellen, an denen Lack- oder Klebesysteme gut haften.

OBERFLÄCHENÄTZUNG: Die Oberfläche der Bauteile wird mit einem reaktiven Prozessgas angeätzt. Material wird gezielt abgetragen, in die Gasphase umgesetzt und abgesaugt. Die Oberfläche wird vergrößert und ist sehr gut benetzbar. Das Ätzen dient der Vorbehandlung vor dem Bedrucken, Verkleben und Lackieren sowie dem Aufrauen des Materials.

Bild 8.3: Niederdruckplasmaanlage von der Firma Diener electronic

OBERFLÄCHENBESCHICHTUNG: Es wird ein Gas (z.B. Hexamethyldisiloxan) in die Plasmakammer eingeleitet. Durch Plasmapolymerisation[1] werden auf der Oberfläche Schichten abgeschieden.

In solche Anlagen nach Bild 8.3 werden verschiedene stufenlos regelbare (oft über Pulsbetrieb) Generatoren mit unterschiedliche Leistungen eingesetzt. Typische technische Spezifikationen sind:

Frequenzen	Leistungbereiche
40.00 kHz	0-1000 W; 0-1500 W; 0-2500 W
13.56 MHz	0-300 W; 0-600 W; 0-1000 W
2.45 GHz	0-1200 W

Die drei Betriebsfrequenzen haben für die verschiedenen Anwendungen jeweils Vor- und Nachteile.

Bei der 2.45 GHz-Technik handelt es sich hier wie beim Mikrowellenherd um eine Antenne, die in den geschlossenen Raum sendet. Erzeugt wird die HF-Energie ebenfalls durch ein Magnetron.

Die beiden anderen Frequenzbereiche gehören zur Klasse der kapazitiv gekoppelten Plasmen. Bei tiefen Frequenzen unter 10 kHz wird ein Plasma durch die Hochspannung im Bereich der maximalen Spannung zum Glimmen gebracht und erlischt im Bereich des Nulldurchganges der Spannung. Dieses Löschen (durch Rekombination) findet bei 40 kHz nicht mehr statt. Das Plasma bleibt stehen. Bei 40 kHz-Generatoren arbeitet man unterhalb der Plasmafrequenz.

[1] Die Polymerisation ist eine chemische Reaktion, bei der Monomere, meist ungesättigte organische Verbindungen, unter Einfluss von Katalysatoren und unter Auflösung der Mehrfachbindung zu Polymeren (Moleküle mit langen Ketten, bestehend aus miteinander verbundenen Monomeren) reagieren.

Erhöht man die Frequenz, so stellt man fest, dass die Zündspannung sinkt. Sicherlich liegt zumindestens ein Grund dafür im schnellen Spannungsanstieg der hochfrequenteren Energiezufuhr.

Deshalb haben sich Anlage im freien Frequenzband bei 13.56 MHz etabliert. Diese arbeiten oberhalb der Plasmafrequenz. Abhängig von den zwei Zuständen

a) Gas ist nicht ionisiert und b) Gas ist ionisiert

gibt es zwei Aufgaben für den notwendigen Generator. Einerseits muss dieser zunächst eine hohe Zündspannung bieten und andererseits muss nach der erfolgten Zündung die Energie ins Plasma transportiert werden. Beides soll jedoch bei der Festfrequenzfrequenz von 13.56 MHz vollzogen werden.

Hier muss man die Last (aktiviertes Plasma) als verlustbehaftete Kapazität beschreiben, deren kapazitiver und ohmerscher Anteil von einer Vielzahl von Faktoren wie Gasauswahl und Druckeinstellung abhängt. Um dieser Aufgabe gerecht zu werden, werden oftmals die Reflexionswerte (S_{11}) des Plasmas gemessen und ein einstellbares Transformationnetzwerk optimal eingestellt. Hier werden über Schrittmotoren verstimmbare Kondensatoren eingesetzt. Bild 8.4 zeigt das zugehörige Netzwerk.

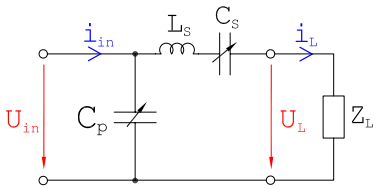


Bild 8.4: Γ-Trafo für Niederdruckplasmaanlagen bei 13.56 MHz

Eine weitere sehr große Anwendung von Niederdruckplasmen sind die Niederdrucklampen.

8.2.1 Niederdrucklampen

Eine Vielzahl der Lampen arbeiten unter Niederdruckbedingungen mit einer Plasmaentladung. Dazu gehören die

* Neonröhren und die verwandten Kompaktleuchtstofflampen (Energiesparlampen),
* Dampfentladungslampen, Natriumdampflampen,
* Quarzlampe oder auch Quecksilberdampflampe, Gasentladungsröhren u.v.m..

Im Weiteren soll wegen der großen Bedeutung auf die Kompaktleuchtstofflampe intensiver eingegangen werden.

Kompaktleuchtstofflampen zählen als Leuchtstofflampen zu den Quecksilberdampflampen. Zur Verringerung der Abmessungen ist die Gasentladungsröhre nicht gerade, sondern (mehrfach) u-förmig gebogen oder als Wendel ausgeführt. Eine weitere Verkleinerung und eine höhere Leuchtdichte wird durch einen erhöhten Innendruck erreicht.

Kompaktleuchtstofflampen haben mit ca. 60 lm/W (Lumen/Watt) eine rund vier- bis fünfmal höhere Lichtausbeute als normale Glühlampen mit 12 bis 15 lm/W. Sie benötigen bei gleichem Lichtstrom also 75 % bis 80 % weniger elektrische Leistung. Im Lauf der Lebenszeit nimmt ihre Lichtausbeute jedoch ab.

Zum Betrieb einer Kompaktleuchtstofflampe, wie auch anderer Gasentladungslampen, wird heutzutage meist ein elektronisches Vorschaltgerät (EVG) eingesetzt. Einige elektronische Vorschaltgeräte heizen beim Lampenstart zunächst die Kathoden, indem diese im Stromkreis in Reihe zu einem PTC-Widerstand liegen. Hat sich dieser durch Stromfluss erwärmt, wird er hochohmig und gibt die Entladungsstrecke für das Vorschaltgerät frei, die Lampe zündet. Der Druckaufbau, mithin die Verdampfung des Quecksilbers, geschieht beim Einschalten durch die Vorheizung der Kathoden beziehungsweise durch Heizfäden (direkt geheizte Kathoden) und nachfolgende Eigenerwärmung. Daher erreichen Kompaktleuchtstofflampen nicht sofort ihre volle Leuchtkraft.

Die Gasentladungsstrecke selbst arbeitet an einem Resonanzwandler, dass heißt die Netzwechselspannung wird zunächst gleichgerichtet, um anschließend wieder in eine Wechselspannung höherer Frequenz (ca. 45 kHz) verwandelt zu werden. Die Wechselrichtung erfolgt mit zwei Schalttransistoren, die Wechselspannung gelangt dann über eine Ferritkern-Drossel zum Lampenstromkreis.

Die Drossel ist aufgrund der höheren Arbeitsfrequenz sehr klein, verlustärmer und materialsparend gegenüber den 50-Hz-Drosseln älterer konventioneller Vorschaltgeräte (KVG). Darüberhinaus führt die höhere Arbeitsfrequenz zu einer höheren Effizienz der Lampe als bei Leuchtstofflampen mit KVG, da zum einen die Gasentladung selbst effektiver arbeitet und zum anderen die Verluste in der Drossel geringer sind. Außerdem kann das menschliche Auge die Frequenz von 45 kHz nicht als Flimmern wahrnehmen.

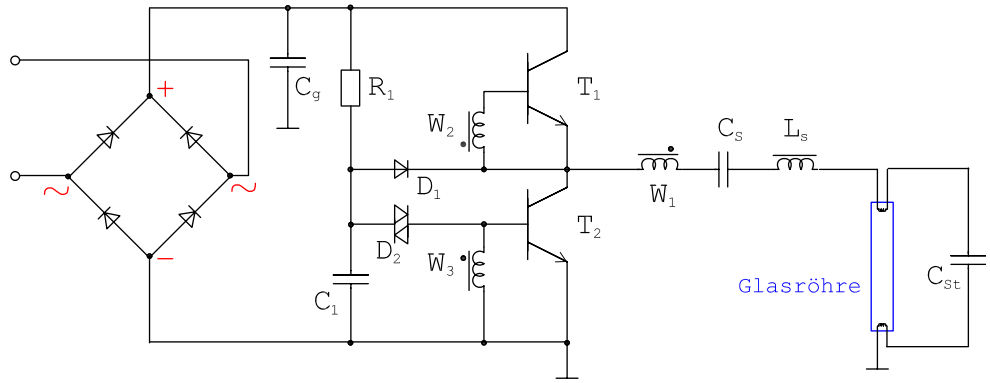


Bild 8.5: Schaltplan eines elektronischen Vorschaltgerätes (EVG) mit der Umschaltfrequenz von 45 kHz (alle W-Spulen sind magnetisch gekoppelt)

Im Bild 8.5 ist ein Schaltplan eines solchen EVGs[2] dargestellt. Nach dem Anschalten werden über R_1 die Kondensatoren C_1, C_s und C_{St} geladen. Da W_3 zunächst hochohmig ist, leitet T_2 kurzzeitig später. Der Serienschwingkreis mit den Hauptelementen W_1, L_s und C_s und dem ungezündeten Plasma in der Glasröhre bzw. C_{St} ist geschlossen.

Über die treibende Induktivität W_1 baut sich eine große Spannung über der Glasröhre auf und das Plasma wird gezündet. Fortan ist es in erster Näherung nur noch als ohmscher Widerstand zu sehen. An W_3 bricht die Basisspannung für T_2 zusammen und T_2 sperrt. W_3 gibt die gespeicherte Energie an C_1 ab. Zum gleichen Zeitpunkt konnte sich

[2]Diese Schaltung wird auch als "Resonanzwandler" bezeichnet.

die Basisspannung hinter W_2 aufbauen und T_1 ist leitend. Der Resonanzkreis erhält aus der positiven Gleichspannung, die direkt aus der Netzspannung gleichgerichtet ist, neue Energie. Das vorlaufende Umschalten mit 45 kHz stammt aus dem Schwingkreis aus C_1 und W_3.

Man erkennt die sehr enge Verwandtschaft zum Klasse D Verstärker mit zwei Transistoren. Typische Wirkungsgrade dieser Schaltungen liegen bei über 90 %. Wichtig in der Schaltungsoptimierung ist, dass T_1 und T_2 niemals gleichzeit öffnen.

8.3 Hochdruckplasmen

Als Hochdruckplasmen sollen Plasmen bezeichnet werden, die in Normal- und Hochdruckbedingungen mittels elektrischen Gleichfeldern oder Wechselfeldern bis in den mittleren MHz-Bereich aus erzeugt werden.

Typisch für diese Hochdruckplasmen sind:

- Hohe Teilchendichte der Ladungsträger
- kleine mittlere freie Weglänge
- Stoßprozesse sind häufig
- Energie von Elektronen und Ionen eher gleich
- Hohe mittlere Temperatur (typ. 5000 K)

Hochdruckplasmen basieren in den technischen Anwendungen auf der Bogenentladung. Tabelle 8.5 stellt die wichtigsten technischen Anwendungen und die zugehörigen Drücke vor,

Tabelle 8.5: Technische Anwendungen für Hochdruckentladungsplasmen

Anwendung	typ. Druck in bar	typ. elektrische Leistung in W
Zündkerze	100	50
Beamerlampe	220	150
Xenonlampe	40	25 / 35
Schweißtechnik	1	500-5000
Plasmajets/ -strahler	1	200-2000
Hochleistungsschalter	1-10	500-2000

Eine typische Bogenentladung ist im Bild 8.6 dargestellt.

Im Weiteren soll am Beispiel der Zündkerze (die hauptsächlich im Auto Einsatz findet) detaillierter auf ein Hochdruckplasma eingegangen werden.

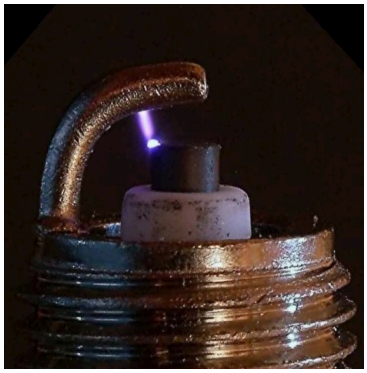


Bild 8.6: Foto einer aktuellen Zündkerze mit Bogenentladungs-Plasma

8.3.1 Klassische Zündkerze

Die Zündung hat im Otto-Motor folgende Aufgaben und Auswirkungen: 1. Die Zündung des Benzin-Luftgemisches mittels Zündfunke; 2. Die Zündung beeinflusst maßgeblich den Verbrennungsvorgang; 3. Auswirkung auf Verbrauch, Emissionsverhalten und Leistung.

Bevor die Zündung ausgelöst wird, wurde durch die Kompression mittels des Kolben ein Druck von typisch 10 bar aufgebaut. Wenn der Bogen überschlägt und der Zündfunken steht wächst der Druck auf bis zu 100 bar an. Unter dieser Bedingung soll die Bogenentladung aufrechterhalten bleiben. Die gespeicherte Energie in der Zündspule erlaubt eine eine Zündfunkendauer (Brenndauer) von typisch 1.5 ms.

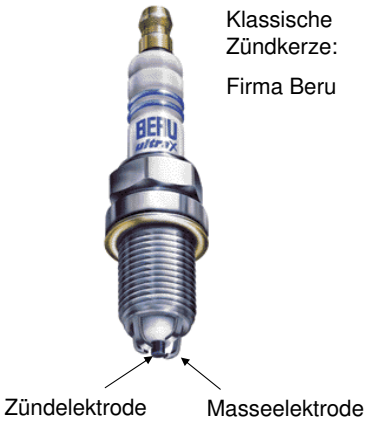


Bild 8.7: Foto einer aktuellen Zündkerze

8.4 Coronaplasmen

Coronaentladungen bzw. -plasmen treten bei Anregungsfrequenzen im unteren und den mittleren MHz-Bereich auf.

Technisch werden diese Plasmen z.T. bei industriellen Niederdruck- und Atmosphärendruckanlagen zur Oberflächenbehandlung genutzt. Jüngst wird von dem Unternehmen Borg-Warner auch eine Zündkerze verfolgt.

Ansonsten kennt man dieses Plasma von Dekorationsglaskugeln. Es bilden sich vereinzelte leitfähige Pfade aus, die jedoch nicht bis zur Masse durchschlagen müssen.

8.5 Mikroplasmen

Als Mikroplasmen sollen Plasmen bezeichnet werden, die in Nieder-, Normal- und Hochdruckbedingungen mittels elektromagnetischen Wechselfeldern im oberen MHz- und im GHz-Bereich aus erzeugt werden.

Typisch für diese Mikroplasmen sind:

- Relativ hohe Teilchendichte der Ladungsträger (nach Druck)
- Relativ kleine mittlere freie Weglänge
- Stoßprozesse sind häufig
- Energie von Elektronen und Ionen unterschiedlich
- Relativ geringe mittlere Temperatur

Mikroplasmen weisen spezielle Spannungstransformatoren auf, die Steuerelektronik hat eine spezielle Regelung. Mikroplasmen werden mit sehr hoher Effizienz für Start und Betrieb über das so genannte Bi-Static-Matching erzeugt. Sie sind nunmehr konkurrenzfähig zu vielen Anwendungen mit Bogenentladung und Niederdruckplasma.

8.6 Theorie der dreistufigen Transformation

Das Konzept der nunmehr häufig eingesetzten dreistufigen Transformation (für die Impedanz und der Spannung) wird als Schaltbild in der Abbildung 8.8 gezeigt.

Sowohl die erste als auch die dritte Transformationsstufe ist durch einem sogenannten Γ-Transformer, [29] realisiert. Doe zweite Stufe beinhaltet einen einfachen Spartransformator. Die gesamte Impedanztransformation verläuft von der Systemimpedanz Z_0 von $50\,\Omega$ über die Zwischenwerte zur Ausgangsimpedanz Z_{out} von typisch $0.5 \cdot 10^6 \Omega$ (für den Zündfall) bzw. 10-300 Ω (für den Betriebsfall).

Die detaillierte Herleitung zur Berechnung der Bauelementewerte des Γ-Transformers ist in [29] abgedruckt. Die Induktivität L_{t1} des ersten Γ-Transformers wird über

$$L_{t1} = R_1 \, R_2 \, C_t \tag{8.10}$$

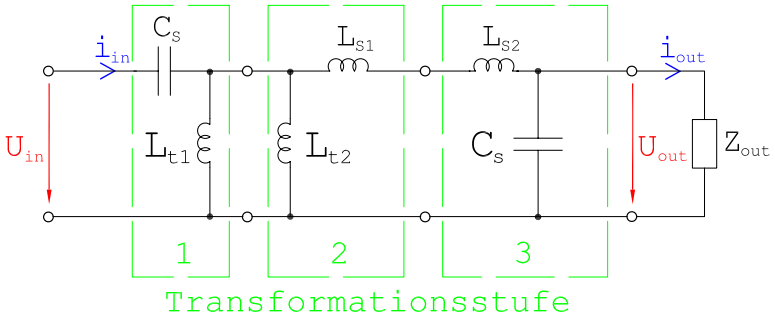


Bild 8.8: Vereinfachte Ersatzschaltung einer dreistufigen Impedanztransformationsschaltung zum Zünden und Betreiben eines Mikrowellenplasmas

berechnet. Zu beachten ist, dass in der Umsetzung (Bild. 8.9) L_{t1} und L_{t2} durch einen einzigen Steg, der gegen Masse geschaltet ist, realisiert wird. R_1 entspricht der Systemimpedanz Z_0 mit typisch $50\,\Omega$, R_2 der Ausgangsimpedanz der ersten Transformationsstufe und C_t der Kapazität zwischen dem $50\,\Omega$-Eingangssteckverbinder und der Shuntinduktivität L_{t1}. Der Kondensator C_t wird wie folgt berechnet:

$$C_t = \frac{1}{\omega_0}\sqrt{\frac{1/R_1}{R_2 - R_1}} \quad , \tag{8.11}$$

Hierbei beschreibt ω_0 die Resonanzfrequenz.

Die Gleichung

$$C_s = \frac{1}{\omega_0}\sqrt{(1-t)\cdot t}\;\frac{1}{R_3} \tag{8.12}$$

liefert die Shunt-Kapazität C_s am Ende der dritten Impedanztransformationsstufe. Bei dieser stellt

$$t_3 = \frac{R_3}{R_4} \tag{8.13}$$

das Transformationsverhältnis dar, wobei R_3 den Eingangswiderstand der dritten Stufe angibt und R_4 dem Ausgangswert (entspricht Z_{out}) wiedergibt.

Die Serieninduktivität L_{s2} wird in der Umsetzung (Bild. 8.9) zusammen mit L_{s1} aufgebaut und berechnet sich aus

$$L_{s2} = \frac{1}{\omega_0}\sqrt{(1-t)/t}\,R_3 \quad . \tag{8.14}$$

Unter Berücksichtigung der beiden einfach zu berechnen Induktivitäten L_{s1} und L_{t2} des Spartransformators sind nun in den Gleichungen (8.10) - (8.14) alle Bauelemente dieser dreistufugen Impedanztransformation berechnet.

Fig. 8.9 zeigt ein verteiltes Netzwerk in koaxialer Bauweise, das basierend auf der einfachen Ersatzschaltung und den Gleichungen (8.10) - (8.14) ausgelegt wurde.

Die Mikrowellenleistung wird an der linken Seite über die $50\,\Omega$ Leitung zugeführt.

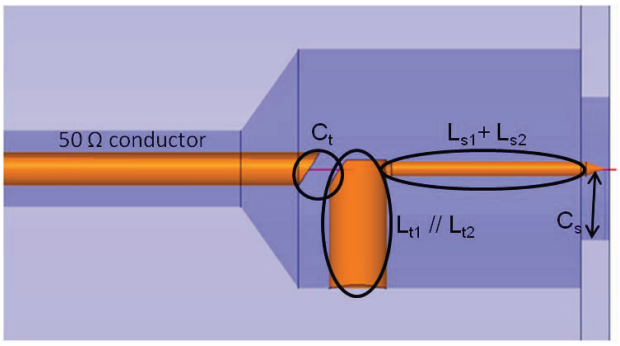


Bild 8.9: Realisierung des dreistufigen Impedanztransformators mittels verlustarmer koaxialer Bauelemente

Die erste Impedanztransformationsstufe wird durch einen Luftspalt für C_t und einen Masse-Stub L_{t1} für hergestellt. Der gleiche Masse-Stub und das erste Stück der folgenden hochohmigen Koaxialleitung bilden den Spartransformator.

Die dritte Transformatorstufe wird durch den zweiten Teil der hochohmigen Koaxialleitung und der Abschlusskapazität gegen Masse gebildet.

8.7 Ansteuerelektronik für Mikrowellenplasmen

Zur Ansteuerung eines Mikrowellenplasmas mit den zuvor vorgestellten Impedanztransformationsnetzwerke bedarf es speziellen Mikrowellengeneratoren.

Diese Mikrowellenquellen erzeugen die notwendigen Leistungen im Frequenzbereich von von 2.40 GHz bis 2.48 GHz. Zur Unterstützung der Zündung und des Betriebmodes (optimale Leistungseinspeisung ins erzeugte Plasma) müssen diese Generatoren zusätzlich für Reflektionsfaktoren der Plasmaquelle messen können.

In der Fig. 8.10 ist ein Generator dargestellt, der von einer PC-gesteuerten Matlab-Software gesteuert wird und u.a. die sklaren S_{11}-Werte über der Zeit darstellen kann.

Dieser Generator beinhaltet einen skalaren Netzwerkanalysator für die sogenannte Hot-S-Parametermessung.

Ältere Steuergeräte beinhalteten:

- einen Mikrocontroller zum Ablaufsteuerung und Auswertung,
- einen D/A Wandler zur Erzeugung der Steuerspannung,
- einen VCO zur Erzeugung des HF-Signals,
- ein elektronisch schaltbares Dämpfungsglied zur Leistungssteuerung,
- eine Verstärkerkette und
- mindestens einen Koppler und einen Detektor zur Messung der reflektierten Leistung.

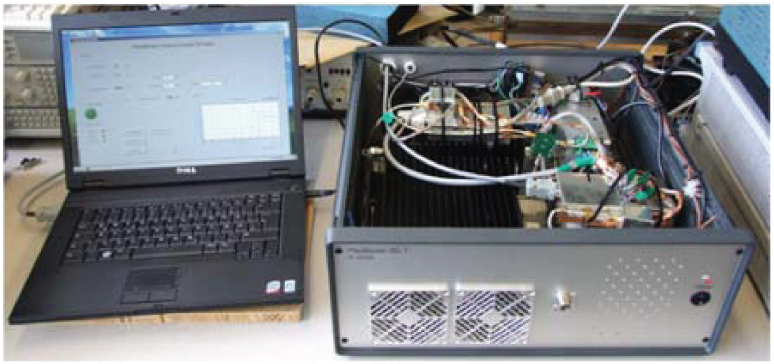


Bild 8.10: 200 W Generator mittels PC-Steuerung und -Auswertung unter Matlab

Ein zugehöriges Blockschaltbild ist in Bild 8.11 dargestellt.

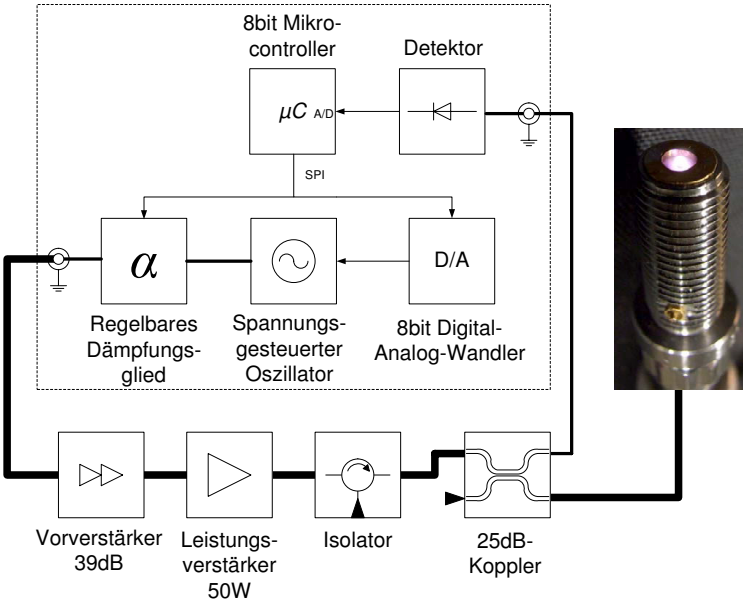


Bild 8.11: Darstellung des Blockschaltbildes des Steuergerätes mittels einem Mikroprozessor

Jüngst wurde die Steuerelektronik auch als analoger Regelkreis aufgebaut. Diese patentierte Amplitude-Locked Loop-Schaltung wurde in SMD-Technik getestet und als IC-Design umgesetzt.

8.7.1 HF-Zündkerze

An der FH Aachen wird seit 2006 intensiv an der Mikrowellenplasma-Zündkerze (die als HF-Zündkerze eingeführt wurde) und der zugehörigen Ansteuerelektronik im Frequenz-

bereich um 2.45 GHz geforscht.

Von einer Zündkerze mit Mikroplasma erwartet man sich viele Vorteile:
1.: Der Einspritzstrahl kann an die Elektrode geführt werden;
2.: Die Zünddauer kann variabel eingestellt werden;
3.: Es kann kontrolliert werden ob tatsächlich eine Zündung erfolgte;
4.: Eine möglichst lebenslange Haltbarkeit;
5.: Einen hohen Wirkungsgrad des gesamten Zündsystems.

Bereits 2006 wurden in einer ersten Diplomarbeit recht beachtlich Resultate mit einem neuartigen Transformationsnetzwerk, das sich in der Zündkerze befindet, erzielt, Bild 8.12.

Bild 8.12: Foto der ersten HF-Zündkerze mit verschiedenen Ansteuerleistungen

Der Innenaufbau und die Zunahme der Feldstärke ist sehr gut im Bild 8.13 zu erkennen.

Mittlerweile wurden viele technologische Schritte erzielt, damit aus den ersten Anschauungsbeispielen (s. Bild 8.12 ohne Durchisolation) im Motor einsetzbare Zündkerzen wurden. Diese neuen HF-Zündkerzen haben ihre Funktionalität bereits in ersten Motorläufe bewiesen.

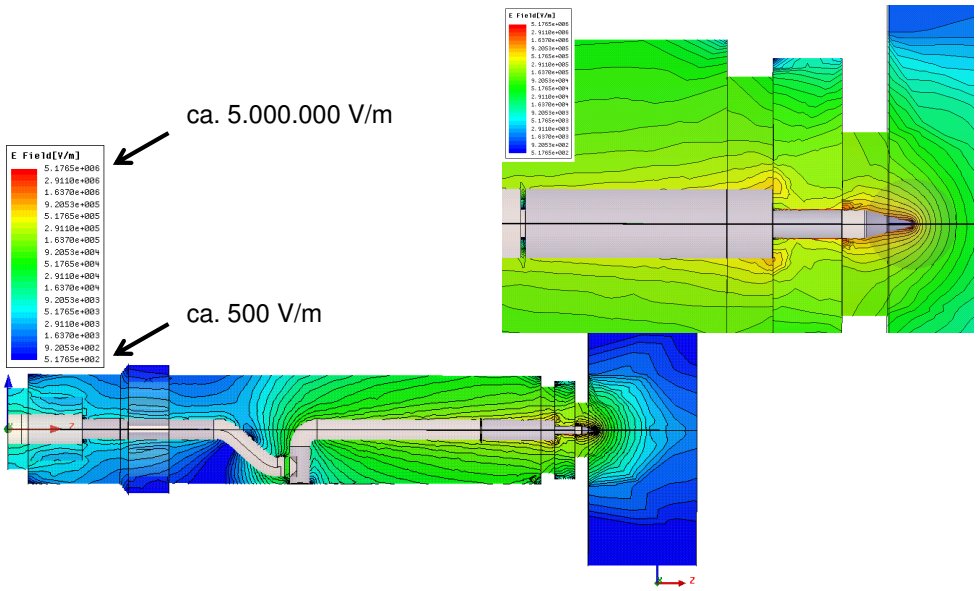


Bild 8.13: Feldsimulation der ersten HF-Zündkerze

8.7.2 Lampentechnik

Die vorgestellte Technik mit den Impadanztransformatoren kann auch sehr vorteilhaft zur Entwicklung neuartiger preiswerter Plasmalampen eingesetzt werden.

Fig. 8.14 zeigt eine einseitig angesteuerte Beamerlampe der Leistungsklasse von 120 W, die sich u.a. dimmen lässt. Diese Beamerlampe mit de handelsüblichen Füllung (hauptsächlich

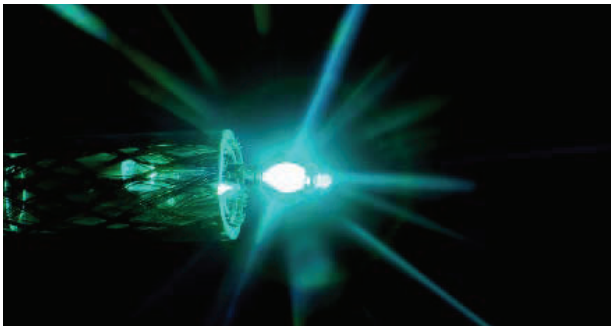


Bild 8.14: Neuartige 120 W Beamerlampe mit nur einseitiger Ansteuerung, betrieben über ein 2.45 GHz-Generator

Argon und Quecksilber) erreicht im Betrieb einen Innendruck von 220 bar. Messungen dieser neuen Lampe zeigen zum Stand der Technik:

- deutlich schnelleres Startverhalten,
- beste Neustarteigenschaften im heißen Zustand,

- bessere Leuchtdichte und höherer Lichtanteil im sichtbaren Bereich.

Der größte Vorteil ist jedoch, dass nur eine Elektrode heiß wird und es nur einen einzigen Punkt mit höchster Strahlungsdichte gibt.

Bei konventionellen Beamerlampen, die auf einer Bogenentladung basieren, gibt es zwei gleichwertige Leuchtpunkte. Für den Einsatz im Beamer verbessert sich die Effizienz um nahezu Faktor 2.

Weitere Details sind in [25] veröffentlicht.

Den inneren Aufbau dieser neuen HF-Beamerlampe zeigt das Bild 8.15.

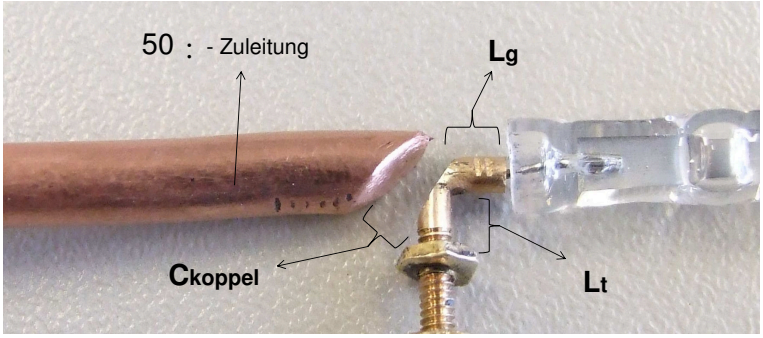


Bild 8.15: Foto der Innenkomponenten der ersten 2006 gefertigten HF-Beamerlampe

In einem nur einjährigen Forschungsprojekt wurde die erste in einer Diplomarbeit entwickelten Lampe optimiert. Die Resultate im Vergleich zu einer Standard-Beamerlampe sind in der Tabelle 8.16 zusammengefasst.

Eigenschaften	**Referenzlampe: Philips TOP 120 W / 132 W 1.0**	**Mikroplasma-Lampe: OSRAM PVIP 120 W / 132 W 1.0 modifiziert**
Lichtstrom [lm]	7825	8521
Lampenleistung [W]	132	149
Lampeneffizienz [lm/W]	60,2	57,2
Leuchtdichte [Gcd/m^2]	2,59	2,79
Farbwiedergabeindex Ra [%]	62,5	66,8
Anlaufzeit bei Kaltzündung [s]	55	16
Wieder- Zündung nach Betrieb [s]	ca. 120	ca. 0 – 40

Bild 8.16: Resultate der HF-Beamerlampe nach dem Jahr der Entwicklung

Bei der Standard treten am Anfang und am Ende der Bogenentladung die hellsten Leuchtpunkte auf. Auf einem dieser beiden Punkte wird die Beameroptik fokussiert. Folglich wird nur 50 % der Lichtleistung genutzt. Der sehr große Vorteil dieser HF-Beamerlampe ist,

dass diese nur einen sehr starken Leuchtpunkt aufweist und somit der Beamer zusätzlich einen merklich verbesserten Wirkungsgrad aufweist.

Nach der Beamerlampe starteten an der FH Aachen die Forschungsarbeiten an neuartigen Niederdrucklampen, insbesondere Energiesparlampen. Als ersten Innivationsschritt konnten unmittelbar Energiesparlampen aufgebaut werden, bei denen keine Metallelektrode mehr in das Plasma ragt, (Fig. 8.18). Bereits diese lampe zeichnete sich als Schnellstarter-

Bild 8.17: Erster Demonstrator einer elektrodenlosen Niederdrucklampe, die bei 2.45 GHz betrieben wird

lampe aus.

Im Zuge der weiteren Forschungsarbeiten entstand auf dieser Basis einen erste quecksilberfreie Energiesparlampe, die unter “www.3ppbulb“ vermarktet wird und im Bild 8.18 dargestellt ist.

Bild 8.18: Erste quecksilberfreie Energiesparlampe

8.7.3 Plasmajets

Es gibt nur von zwei Unternehmen Plasmajets bzw. -strahler, die mit einem 2.45 GHz-Signal betrieben werden. Als erstes brachte das Unternehmen Aurion einen Strahler mit einer Mikrowelleneingangsleistung von rund 10 W an den Markt. Seit 2010 werden vom Spin-Off der FH Aachen (www.hhft.de) verschiedene atmosphärischen Jets eingeführt, die bis 200 W und darüberhinaus einsetzbar sind.

Einer der ersten Plasmajet, die an der FH Aachen entwickelt wurden, zeigt Bild 8.19 bei einer einfallenden Mikrowellenleistung von 100 W.

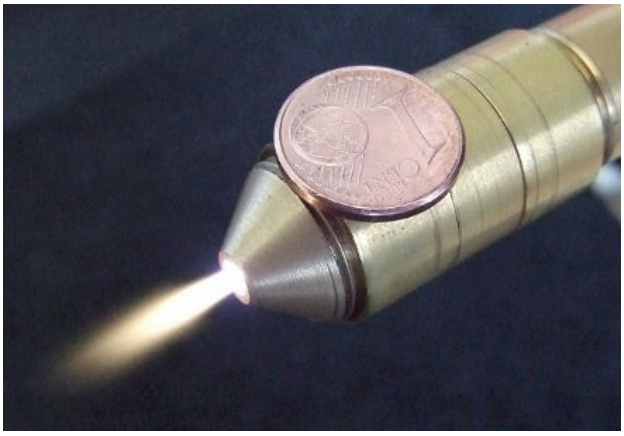


Bild 8.19: Vielfältig einsetzbarer Plasmajet (hier Prozessgas: Luft, 100 W und breite Öffnung)

Die physikalischen Vorteile der 2.45 GHz-Plasmen (Mikrowellenplasmen oder Mikroplasmen) für die Anwender wurden in vielen Veröffentlichungen nachgewiesen. Diese neuen Jets bieten nunmehr Wissenschaftlern wie auch praktischen Anwendern die Möglichkeit diese Vorteile für eine Vielzahl der möglichen Einsatzgebieten zu nutzen. Eigenschaften der Mikrowellen-Plasmastrahler im Kurzüberblick:

- Atmosphärisches 2.45 GHz-Plasma mit Leistungen bis 200 W,
- Einsetzbar für fast alle Gase,
- Linien- und Flächenstrahler,
- Bestens hand- und robotertauglich (echt, 100 % potentialfrei),
- Aktivierung / Reinigung von diversen Materialien,
- Sehr geringer Energiebedarf,
- Wartungs- und verschleißfrei,
- Kleine und handliche Bauform.

Bereits die Bild der HF-Zündkerze zeigten den großen Unterschied zwischen einem Plasma das durch eine Bogenentladung entsteht und einem Plasma das durch einem 2.45 GHz-Signal erzeugt wird deutlich auf. Bei der neusten Strahlergeneration wird die reine Plasmageneration an der Elektrodenspitze genutzt. Das Gas wird durch eine Kanüle geleitet und zu 100 % durch das Plasma gedrückt. Diese Strahler sind im Bild8.20 dargestellt.

Die Tatsache, dass ein Mikroplasma nicht gegen die Masse schlägt, birgt viele Vorteile wie die absolute Potentialfreiheit und wenig Abwärmeverluste. Weiterhin entsteht ein Mikroplasma nicht durch den Elektronenaustritt und -eintritt an den Elektroden sondern nur durch eine kapazitive Ankopplung. Daher werden die Elektroden nicht so stark belastet wie bei einer Bogenentladung.

Insbesondere für schwer ionisierbare Prozessgase wie Luft ist der Ionisationsgrad beim

Bild 8.20: HHF-Plasmajet der PC-Serie mit Kanüle

Mikroplasmastrahler viel höher als bei einem Strahler, der mit einer Bogenentladung arbeitet, da der Lichtbogen nur einen kleinen Teil des Gases ionisiert. Wissenschaftliche Untersuchungen, die bereits an 10 W-Systemen durchgeführt wurden, zeigen die große Effektivität von Mikroplasmen im technischen Einsatz. Von uns durchgeführte Spektroskopieuntersuchungen zeigen, dass an den Elektroden kein Material ins Plasma austritt. Aufgrund der geringeren inneren Aufheizung sind alle HHF-Plasmastrahler mit wartungsfreien Kupferelektrode ausgestattet.

Zusätzlich erlauben die zwei Gasanschlüsse (Bild 8.21) dem Anwender viele weitere Möglichkeiten.

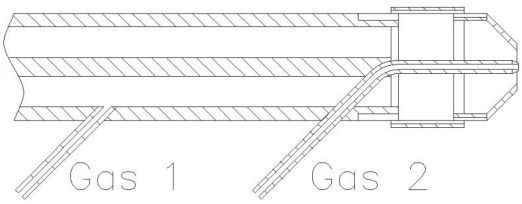


Bild 8.21: Schnittbild des Kopfteils des Plasmajets der PCA-Serie mit Kanüle

Kurzdarstellung: Technologische Anwendungen

Plasmen werden zunehmend in allen Industriebereichen wie auch in der Medizin angewendet. Wichtige Anwendungsgebiete für kleine Leistungen (unter 100 W):

○ Aktivierung von Kunststoffoberflächen zum Schweißen, Schmelzen, Lackieren, Bedrucken, Beschichten, Kleben u. v. w. Bearbeitungsschritten,
○ Reinigung von diversen Metalloberflächen zum Löten, Lackieren, Bedrucken, Beschichten, Kleben, Bonden u. v. w. Bearbeitungsschritten,
○ Desinfizierung und Sterilisation in der Medizintechnik von Instrumenten bis hin zu Wunden.
○ Altern von Bauteilen.

Zusätzliche Anwendungsgebiete für größere Leitungen (>100 W) sind:

○ Verlötung von Metallen mit Weich- oder Hartlot,
○ Schmelzungen von Oberflächen und Bohrung von Löchern,
○ Beschriftungen von diversen Materialien,
○ Einbrennung von Lacken,
○ Zerschneidung von diversen Materialien,
○ Schweissung von diversen Materialien,
○ Beschichtung von diversen Materialien.

Die Plasmajets weisen bei 200 W Mikrowellenleistung im Plasmastrahl Temperaturen von über 3400°C auf.

Literaturverzeichnis

[1] J. Kim and K. Terashima, "2.45 GHz microwave-excited atmospheric pressure air microplasmas based on microstrip technology," *Appl. Phys. Lett.* **86** (2005).

[2] J. Choi, F. Iza, H. J. Do, J. K. Lee and M. H. Cho, "Microwave-excited atmospheric-pressure microplasmas based on a coaxial transmission line resonator," *Plasma Sources Sci. Technol.*,Vol. 18 025029, NO. 6 (2009).

[3] K. Linkenheil, H. O. Ruoss, T. Grau, J. Seidel and W. Heinrich, "A novel spark plug for improved ignition in engines with gasoline direct injection (GDI)," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol. 33, NO. 5, October 2005.

[4] ADS, Agilent Inc., Westlake Village, CA, USA

[5] Agilent Technologies, Schottky Barrier Diode Video Detektor, Application Note 923, 1999

[6] Bächthold, W., Mikrowellentechnik, Vieweg, Braunschweig/Wiesbaden, 1999

[7] Bächthold, W., Mikrowellenelektronik, Vieweg, Braunschweig/Wiesbaden, 2002

[8] Best, R., Theorie und Anwendungen des Phase-Locked Loops, 1982

[9] Blume, S., Theorie elektromagnetischer Felder, Hüthig, Heidelberg, 1988

[10] Bianco, B., Chiabrera, A., Granara, M., Ridella, S., Frequency Dependence of Microstrip Parameters, Alta Frequenza XLIII (1974), pp. 413-416

[11] Bronstein, I., Semendjajew, K., Taschenbuch der Mathematik, Harry Deutsch Verlag, Thun, Frankfurt/Main, 1987

[12] Cage, O. Electronic Measurements and Instrumentation, McGraw-Hill, Tokyo, 1971

[13] Cripps, S.C.: RF Power Amplifiers for Wireless Communications, Artech House, Boston, 1. Auflage, 1999

[14] Peter Wright, Jonathan Lees, Johannes Benedikt, Paul J. Tasker, and Steve C. Cripps, A Methodology for Realizing High Efficiency Class-J in a Linear and Broadband PA, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-57, Dec. 2009, pp. 3196-3204

[15] Detlefsen, J., Siart, U., Grundlagen der Hochfrequenztechnik, Oldenbourg Verlag, München, 2003

[16] Engen, G.F., Hoer, C.A., Thru-Reflect-Line: An Improved Technique for Calibrating the Dual Six Port Automatic Network Analyzer, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-27, Dec. 1979, pp. 987-993

[17] Erkens, H., Heuermann, H., Blocking Structures for Mixed-Mode-Systems, European Microwave Conf., Amsterdam, Oct. 2004, pp. 297-300

[18] Eul, H.-J., Methoden zur Kalibrierung von heterodynen und homodynen Netzwerkanalysatoren, Dissertationsschrift, Institut für Hoch- und Höchstfrequenztechnik, Ruhr-Universität Bochum, 1990

[19] Eul, H.J., Schiek, B., A Generalized Theory and New Calibration Procedures for Network Analyzer Self-Calibration, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-39, Apr. 1991, pp. 724-731

[20] Ferrero, A., Pisani, U., Kerwin, K.J., A New Implementation of a Multiport Automatic Network Analyzer, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. 40, Nov. 1992, pp. 2078-2085

[21] Franz, G., Niederdruckplasmen in Mikrostrukturtechnik, Springer Verlag, 2004, 3. Auflage

[22] Gärtner, U., Ein homodynes Streuparametermessverfahren mit digitaler Phasenmodulation für den Mikrowellenbereich, Dissertationsschrift, Institut für Hoch- und Höchstfrequenztechnik, Ruhr-Universität Bochum, 1986

[23] Goldberg, B.-G., Digital Techniques in Frequency Synthesis, 1998

[24] Gonzalez G.: Microwave Transistor Amplifiers, Prentice-Hall, Upper Saddle River, NJ, 2. Auflage, 1997

[25] von Gronow, M., Heuermann, H., Kling, R., Neue ultrakompakte Leuchtstofflampen mit integriertem HF-Transformator, Licht2010, Wien, Oct. 2010

[26] Gronau, G., Rauschparameter- und Streuparameter-Messtechnik, Fortschritte der Hochfrequenztechnik, Band 4, Verlagsbuchhandlung Nellissen-Wolff, Aachen, 1992

[27] Gronau, G., Höchstfrequenztechnik, Springer, Berlin, 2001

[28] Heuermann, H., Sichere Verfahren zur Kalibrierung von Netzwerkanalysatoren für koaxiale und planare Leitungssysteme, Dissertationsschrift, Institut für Hochfrequenztechnik, Ruhr-Universität Bochum, 1995, ISBN 3-8265-1495-5

[29] Heuermann, H., Hochfrequenztechnik. Komponenten für High-Speed- und Hochfrequenzschaltungen, Vieweg+Teubner-Verlag, ISBN 978-3-8348-0769-4, 2. Auflage, 2009

[30] Heuermann, H., Calibration of a VNA Without a Thru Connection for Non-Linear and Multi-Port Measurements, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Nov. 2008

[31] Heuermann, H., Wahlpflichtvorlesung: Antennen und Ausbreitung, FH-Aachen, Homepage Lehrgebiet Hoch- und Höchstfrequenztechnik

[32] Heuermann, H., Verfahren zur Kalibrierung von Netzwerkanalysatoren ohne Durchverbindungen zur Messung von linearen und nichtlinearen elektrischen Parameter, Rohde&Schwarz-Patent DE102007027142.7 und PCT/EP2007/005215 vom 13.06.2007

[33] Hoffmann, M.H.W., Hochfrequenztechnik, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, 1997

[34] Hopwood J., F. Iza, S. Coy and D. B. Fenner, A microfabricated atmospheric-pressure microplasma source operating in air, J. Phys. D: Appl. Phys., 38, 2005

[35] Ibrahim, I., Heuermann, H., Improvements in the Flicker Noise Reduction Technique for Oscillator Designs, European Microwave Conf., Rom, Oct. 2009

[36] Infineon, Halbleiter, Publicis Corporate Publishing, Erlangen, 2004

[37] Itoh T.; Haddad G.; Harvey J.: RF Technologies for Low Power Wireless Communications, Wiley-Interscience, New York, 1. Auflage, 2001

[38] Jansen, R.H., Kirschning, M., Arguments and an Accurate Mathematical Model for the Power-Current Formulation of Microstrip Characteristic Impedance, Arch. Elektronik u. Übertragungstechn. 37, 1983

[39] Janssen, R., Streifenleiter und Hohlleiter, Hüthig-Verlag, Heidelberg, 1992

[40] Kark, K., Antennen und Strahlungsfelder, Vieweg-Verlag, Wiesbaden, 2004

[41] Kajfez, D., Guillon, P., Dielectric Resonators, Artech House, Dedham, 1986

[42] Kawasaki, K., et. al. An Octa-Push Oscillator at V-Band, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-58, July 2010

[43] Kummer, M., Grundlagen der Mikrowellentechnik, VEB Verlag Technik, Berlin, 1989

[44] Kurokawa, Power Waves and the Scattering Matrix, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT, Mar. 1965, pp. 194-202

[45] Matthei, G., Young, L., Jones, E., Microwave Filters, Impedance-Matching Networks, and Coupling Structures, McGraw-Hill Verlag, New York, 1980

[46] Maas, S. A., Nonlinear Microwave Cirtuits, IEEE Press, New York, 1996

[47] Maas, S. A., Microwave Mixers, Artech House, London, 1993

[48] Menzel, E., Homodyne und heterodyne Netzwerkanalysatoren für breitbandige Anwendungen im Hochfrequenzbereich, Dissertationsschrift, Institut für Hochfrequenztechnik, Ruhr-Universität Bochum, 1992

[49] Miller, Technique Enhances the Performance of PLL Synthesizers, Microwave & RF, Jan. 1993

[50] Möller, M., Entwurf und Optimierung monolithisch integrierter Breitbandverstärker in Si-Bipolartechnologie für optische Übertragungssysteme, Dissertationsschrift, Ruhr-Universität Bochum, 1999

[51] MAXIM, Datenblatt zum MAX4003, 0.1 - 2.5 GHz Leistungsdetektor, 19-2620; Rev 1, 03.2003

[52] Parisi, S. J., 180° Lumped Element Hybrid, IEEE Microw. Theory Tech. - Sym. Digest, 1989, pp. 1243-1246

[53] Peters, N., Schmitz, Th., Sadeghfam, A., Heuermann, H. Concept of Balanced Antennas with Load-Invariant Base Impedance Using a Two Element LC-Coupler, Proceedings of the European Microwave Association, 2005

[54] Philippow, E., Grundlagen der Elektrotechnik, VEB Verlag Technik, Berlin, 1988

[55] Razavi, B., Design of Analog Intregrated Circiuts, McGraw-Hill-Verlag, ISBN 0-07-118839-8, 2001

[56] Raicu, D., Multiterminal Distributed Resistors as Microwave Attenuators, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. 42, No. 7, July 1994, pp. 1140-1148

[57] Rhodes, J.D., Theory of Electrical Filters, Wiley Verlag, New York, 1985

[58] Riley, Copeland and Kwasniewski, Digital PLL Frequency Synthesizers, 1983 Delta-Sigma Modulation in Fractional-N Frequency Synthesis, IEEE Journal of Solid State Circuits, Vol. 28, No. 5, May 1993

[59] Rohde, U., Newkirk, D., RF/Microwave Circuit Design for Wireless Applications, Wiley Verlag, New York, 2000

[60] Rohde, U.L., Digital PLL Frequency Synthesizers: Theorie and Design, Prentice Hall, 1982

[61] Rohde, U.L., Microwave and Wireless Synthesizers, Wiley-Interscience, 1997

[62] Rohde & Schwarz, Applikationssoftware R&S ZVR-K11, (http://www.rohde-schwarz.com/)

[63] Rosenberger Hochfrequenztechnik, General Catalogue, Tittmoning, 2004

[64] Rosenberger Hochfrequenztechnik, Präzise Streuparametermessungen auf planaren Schaltungen, Applikationsschrift TI010, Tittmoning, 1996

[65] Rosenberger Hochfrequenztechnik, Streuparametermessungen in koaxialen Leitersystemen, Applikationsschrift TI020, Tittmoning, 1996

[66] Saal, R., Entenmann, W., Handbuch zum Filterentwurf, Hüthig-Verlag, Heidelberg, 1988

[67] Sadeghfam, A., Heuermann, H., Novel Balanced Inductor for Compact Differential Systems, European Microwave Conf., Amsterdam, Oct. 2004, pp. 709-712

[68] Schiek, B., Grundlagen der Hochfrequenz-Messtechnik, Springer Verlag, Berlin Heidelberg, 1999

[69] Schiek, B., Siweris, H.-J., Rauschen in Hochfrequenzschaltungen, Hüthig Verlag, Heidelberg, 1990

[70] Schiel, J.-Ch., Tatu, S. O., Wu,K., Bosisio R. G., Six-Port Direct Digital Receiver (SPDR) and Standard Direct Receiver (SDR) Results for QPSK Modulation at High Speeds, MTT-S International Microwave Symposium, Philadelphia, 2003, pp. 931-935

[71] Schneider, M.V., Microstrip Lines for Microwave Integrated Circuits, Bell Syst. Tech. J. 48, 1969, pp. 1421-1444

[72] Schneider, J., Entwicklung eines homodynen Netzwerkanalysators für den Mikrowellenbereich 26,5-40 GHz, Dissertationsschrift, Institut für Hoch- und Höchstfrequenztechnik, Ruhr-Universität Bochum, 1987

[73] Simonyi, K., Theoretische Elektrotechnik, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1989

[74] Sinnesbichler, F., Hybrid Millimeter-Wave Push-Push Oscillators Using Silicon-Germanium HBTs, IEEE Trans. on Microw. Theory and Tech., Vol. 51, No. 2, Feb. 2003

[75] Sokal, N. O., Sokal, A. D., Class-E - A New Class of High Efficiency Tuned Single-Ended Power Amplifier, IEEE J. Solid State Circuits, SC-10, No. 3, June 1975, pp. 168-176

[76] Springer, A., Maurer, L., Weigel, R., RF System Concepts for Highly Integrated RFICs for W-CDMA Mobile Radio Terminals, IEEE Trans. on Microw. Theory and Tech., Vol. 50, No. 1, Jan. 2002

[77] Stengel, B., Thompson, B., Neutralized Differential Amplifiers using Mixed-Mode S-Parameters, IEEE MTT-S Digest, 2003

[78] Stolle, R., Heuermann, H., Schiek, B., Auswertemethoden zur Präzisions-Entfernungsmessung mit FMCW-Systemen und deren Anwendung im Mikrowellenbereich, tm – Technisches Messen, Heft 2/95, R. Oldenbourg Verlag, München, Feb. 1995, pp. 66-73

[79] SERENADE, Ansoft Inc., Paterson, N.J., USA

[80] Süsse, R., Theoretische Grundlagen der Elektrotechnik 1, Teubner Verlag, Wiesbaden, 2005

[81] Swanson, D.G., Hoefer, W., Microwave Circuit Modeling Using Electromagnetic Field Simulation, Artech House-Verlag, New-York, 2004

[82] Unbehauen, H., Regelungstechnik I, Klassische Verfahren zur Analyse und Synthese linearer kontinuierlicher Regelsysteme, überarbeitete und erweiterte Auflage, Vieweg Verlag, Braunschweig / Wiesbaden 1992

[83] Unbehauen, H., Regelungstechnik II, Zustandsregelungen, digitale und nichtlineare Regelysteme, 6. durchgesehene Auflage, Vieweg Verlag, Braunschweig / Wiesbaden 1993

[84] Unger, H.-G., Harth, W., Hochfrequenz-Halbleiterelektronik, S. Hirzel Verlag, Stuttgart, 1972

[85] Unger, H.-G., Schultz, W., Elektronische Bauelemente und Netzwerke I, Vieweg Verlag, Braunschweig

[86] Unger, H.-G., Elektromagnetische Wellen auf Leitungen, Hüthig Verlag, Heidelberg

[87] van der Heijden, M. P., Spirito, M., de Vreede, L. C. N., van Straten, F., Burghartz, J. N., A 2 GHz High-Gain Differential InGaP HBT Driver Amplifier Matched for High IP3, IEEE MTT-S Digest, 2003

[88] Verspecht, J., Root, D. E., Polyharmonic Distortion Modeling, IEEE microwave magazine, Juni 2006

[89] Voges, E., Hochfrequenztechnik, Hüthig Verlag, Heidelberg, 2003

[90] Wadell, B. C., Transmission Line Design Handbook, Artech House, Boston, 1991

[91] Wheeler, H. A., Transmission-Line Properties of Parallel Strips Separated by a Dielectric Sheet, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-13, 1965, pp. 112-185

[92] Wheeler, H. A., Transmission-Line Properties of a Strip on a Dielectric Sheet on a Plane, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-25, 1977, pp. 631-647

[93] Williams, A. B., *Electronic Filter Design Handbook,* New York, McGraw-Hill

[94] Wiltron, Microstrip Measurements with the Wiltron 360 Vector Network Analyzer, Application Note AN360-7, Jan. 1990.

[95] Zinke O., Brunswig H., Lehrbuch der Hochfrequenztechnik, Band 1 + Band 2, Springer Verlag, Berlin, 1993

Verzeichnis häufig verwendeter Formelzeichen und Kürzel

A	Fläche
$[\mathbf{A}]$	A-Kettenmatrix von Zweitorelementen
A_{ij}	Elemente der Matrix $[\mathbf{A}]$
$[\mathbf{ABCD}]$	ABCD-Kettenmatrix von Zweitorelementen
ADC	Analog-Digital-Wandler
AGC	schaltbarer Verstärker
a_i, b_i	komplexe Wellengrößen (Mono-Mode-Fall)
a_i^+, b_i^+	komplexe Wellengrößen eines Gleichtaktmodes
a_i^-, b_i^-	komplexe Wellengrößen eines Gegentaktmodes
B	Suszeptanz, Blindleitwert
$[\mathbf{B}]$	inverse Kettenmatrix von Zweitorelementen
B_{ij}	Elemente der Matrix $[\mathbf{B}]$
b_0	komplexe Generatorwelle
C, C'	Kapazität, Kapazität pro Längeneinheit
c_0	Lichtgeschwindigkeit
DUT	Messobjekt (engl. Device Under Test)
$\det()$	Determinante einer Matrix
E	elektrische Feldstärke
F	Rauschzahl
$F(j\omega)$	Allgemeine Funktion im Frequenzbereich
f	Frequenz
f_r	Resonanzfrequenz
$f(t)$	Allgemeine Funktion im Zeitbereich
G, G'	Wirkleitwert, Wirkleitwert pro Längeneinheit, Gewinn
G_{av}	verfügbarer Gewinn
H	magnetische Feldstärke
h	Plancksche Konstante
I	komplexer Strom
$[\mathbf{I}]$	Einheitsmatrix
$\mathrm{Im}\{\}$	Imaginärteiloperator
i	komplexer Strom auf Z_0 bezogen
i, j	Laufindizes für Matrix- und Vektorelemente, die von n=1 bis zur jeweiligen Dimension reichen
$i(t)$	Strom im Zeitbereich
J	Stromdichte
k	Wellenzahl, Stabilitätszahl (k-Faktor), Koppelfaktor von Resonatoren
L, L'	Induktivität, Induktivität pro Längeneinheit
ℓ	Leitungslänge
$\lg()$	Logarithmus auf der Basis 10
M	Wellensumpf (engl. Match)
M	Magnetisierung
M_{ij}	M-Parameterbzw. Mixed-Mode-Parameter
$[\mathbf{M}]$	M-Parametermatrix bzw. Mixed-Mode-Parametermatrix
MAG	maximal verfügbarer Leistungsgewinn
m	Masse
N	unbekannter Zweitorstandard
O	Leerlauf (engl. Open)
P	elektrische Leistung
P_w	elektrische Wirkleistung
$[\mathbf{P}]$	Propagationsmatrix
p	elektrische Länge
Q	Güte von Bauteilen und Resonatoren, Blindleistung
Q_0	unbelastete Güte eines Resonators
Q_L	belastete Güte eines Resonators
R, R'	Wirkwiderstand, Wirkwiderstand je Längeneinheit
$\mathrm{Re}\{\}$	Realteiloperator
$\mathrm{Rg}()$	Rang einer Matrix
r_x	Reflexionsparameter von Eintor- und Klemmenelementen

S	Kurzschluss (engl. Short)
S_{ij}	Streuparameter
S	Poynting-Vektor, Leistungsdichte
$[\mathbf{S}]$	Streuparametermatrix
$[\mathbf{S}]^{-1}$	Inverse (Streuparameter-) Matrix
$[\mathbf{S}]^{T}$	Transponierte (Streu-) Matrix
$[\mathbf{S}]^{*}$	Konjugiert komplexe (S-) Matrix
spur ()	Spur einer Matrix
T, T	Zeitintervall, Durchverbindung (engl. Thru bzw. Through), Temperatur
T_e	Effektive Rauschtemperatur
t	Zeitvariable, Transformationsverhältnis eines Impedanztransformators
U	komplexe Spannung
u	komplexe Spannung auf Z_0 bezogen, normierte komplexe Spannung
$u(t)$	Spannung im Zeitbereich
ü	Übersetzungsverhältnis der Ströme und Spannungen eines Transformators
V	Volumen
VNA	vektoriell messender Netzwerkanalysator
v	Ausbreitungsgeschwindigkeit
v_{gr}	Gruppengeschwindigkeit
v_p	Leistungsverstärkung
v_{ph}	Phasengeschwindigkeit
$W_{e,m}$	elektrische bzw. magnetische Feldenergie
w	Weite
X	Reaktanz, Blindwiderstand
Y	Admittanz, Scheinleitwert
$[\mathbf{Y}]$	Y-Leitwertmatrix von Zweitorelementen
y_x	Admittanzparameter von Eintor- und Klemmenelementen
Z	Impedanz, Scheinwiderstand
Z_0	Wellenwiderstand, Bezugsimpedanz (i.d.R. 50 Ω)
Z_E, Z_e	Eingangswiderstand oder -impedanz
Z_{even}, Z_+	Gleichtaktimpedanz
Z_L	Wellenwiderstand einer Leitung (i.d.R. 50 Ω)
Z_{odd}, Z_-	Gegentaktimpedanz
$[\mathbf{Z}]$	Z-Widerstandsmatrix von Zweitorelementen
z_x	Impedanzparameter von Eintor- und Klemmenelementen
α, β	Koeffizienten mit wechselner Bedeutung
α	Dämpfungskonstante oder -belag einer Leitung
β	Phasenkonstante oder -belag einer Leitung
γ	komplexe Ausbreitungs- oder Fortplanzungskonstante einer Leitung
$\gamma\ell$	komplexe elektrische Länge
$\Delta()$	Determinante einer Matrix
δ	Eindringtiefe, Skintiefe
$\delta(\omega)$	Dirac'sche Deltafunktion als Funktion der Frequenz
ϵ	Dielektrizitätskonstante
ϵ_0, ϵ_r	absolute und relative Dielektrizitätskonstante
η	Wirkungsgrad
κ	(spezifische) Leitfähigkeit
λ	Wellenlänge
μ	Permeabilitätskonstante
μ_n, μ_p	Beweglichkeit von Elektronen bzw. Löchern
ρ	spezifischer Widerstand, Reflexionswert, Selbstkalibriergrösse
σ	spezifische Leitfähigkeit
τ	Laufzeitvariable
φ	Phase
Ω	Kreisfrequenz, Frequenz, normierte Frequenz
Ω_i	Feste Kreisfrequenzen
ω	Kreisfrequenz, Frequenz