



Ein Beitrag zum  
Entwurf von Frequenzumsetzern  
hoher Dynamik  
mit GaAs-HBTs

vorgelegt von  
Diplom-Ingenieur  
Mike Tempel

von der Fakultät IV  
der Technischen Universität Berlin  
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften  
- Dr.-Ing. -

genehmigte Dissertation

Promotionsausschuss:

|               |                                              |
|---------------|----------------------------------------------|
| Vorsitzender: | Prof. Dr.-Ing. Dr. rer. nat. Holger Boche    |
| 1. Bericht:   | Prof. Dr.-Ing. Georg Böck                    |
| 2. Bericht:   | Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. habil. Robert Weigel |

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 9. Mai 2006

Berlin 2006  
D 83



# Inhaltsverzeichnis

|                                                                                |           |
|--------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>1. Einleitung</b>                                                           | <b>1</b>  |
| <b>2. Der HBT</b>                                                              | <b>5</b>  |
| <b>3. Modellierung des Kleinsignalverhaltens</b>                               | <b>9</b>  |
| 3.1 Aufbau des Kleinsignalersatzschaltbildes                                   | 9         |
| 3.2 Bestimmung der parasitären Elemente                                        | 10        |
| 3.2.1 Bestimmung der Padkapazitäten                                            | 10        |
| 3.2.2 Bestimmung der externen Widerstände und Induktivitäten                   | 15        |
| 3.3 De-Embedding der parasitären Elemente                                      | 18        |
| 3.4 Extraktion der intrinsischen Ersatzschaltbildelemente                      | 21        |
| 3.5 Arbeitspunktabhängigkeit der Elemente des intrinsischen Kleinsignalmodells | 25        |
| <b>4. Großsignalmodellierung</b>                                               | <b>37</b> |
| 4.1 Überblick                                                                  | 37        |
| 4.2 Modifiziertes Ebers-Moll-Modell                                            | 40        |
| 4.3 Parameterextraktion des Gleichstrommodells                                 | 44        |
| 4.3.1 Vorwärtsgummelplot                                                       | 44        |
| 4.3.2 Rückwärtsgummelplot                                                      | 47        |
| 4.4 Parameterextraktion des thermischen Modells                                | 48        |
| 4.4.1 Bestimmung des thermischen Widerstandes                                  | 48        |
| 4.4.2 Bestimmung der thermischen Zeitkonstante                                 | 51        |
| 4.5 Verifizierung des Großsignalmodells anhand von Gleichstrommessungen        | 53        |
| 4.6 Modellierung der Laufzeiten                                                | 54        |
| 4.7 Implementierung des Modells in den Schaltungssimulator                     | 56        |
| 4.8 Verifizierung des Großsignalmodells anhand von S-Parametermessungen        | 58        |

|                                                                           |           |
|---------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>5. Rauschmodellierung</b>                                              | <b>59</b> |
| 5.1 Hochfrequenzrauschen                                                  | 59        |
| 5.1.1 Thermisches Rauschen                                                | 59        |
| 5.1.2 Schrotrauschen                                                      | 60        |
| 5.1.3 HF-Rauschmodell des intrinsischen HBT                               | 60        |
| 5.1.4 HF-Rauschen des extrinsischen HBT                                   | 63        |
| 5.1.5 HF-Rauschmesstechnik                                                | 68        |
| 5.1.5.1 Y-Faktormethode                                                   | 68        |
| 5.1.5.2 Cold-Source Technik                                               | 69        |
| 5.1.5.2.1 Aufbau des Rauschmessplatzes                                    | 69        |
| 5.1.5.2.2 Prinzip der Cold-Source Rauschzahlmessung                       | 70        |
| 5.1.5.2.3 Kalibrierung des Rauschmessplatzes                              | 73        |
| 5.1.5.3 Extraktion der Rauschparameter                                    | 75        |
| 5.1.5.4 Gegenüberstellung von gemessenen und simulierten Rauschparametern | 76        |
| 5.2 Niederfrequenzrauschen                                                | 78        |
| 5.2.1 1/f Rauschen                                                        | 78        |
| 5.2.2 Generation-Rekombinations Rauschen                                  | 80        |
| 5.2.2.1 DX Zentren in GaAs                                                | 83        |
| 5.2.3 Niederfrequenz Rauschmesstechnik                                    | 85        |
| 5.2.3.1 Aufbau des NF-Rauschmessplatzes                                   | 87        |
| 5.2.3.2 Messtechnische Bestimmung der NF-Rauschquellen                    | 88        |
| 5.2.4 Modellierung des NF-Rauschens von HBTs                              | 89        |
| <b>6. Mischerdesign</b>                                                   | <b>93</b> |
| 6.1 Topologien von Frequenzumsetzern mit Bipolartransistoren              | 93        |
| 6.2 Kenngrößen zur Beurteilung von Mischstufen                            | 97        |

|         |                                                                                      |     |
|---------|--------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 6.2.1   | Konversionsgewinn                                                                    | 98  |
| 6.2.2   | Rauschzahl                                                                           | 98  |
| 6.2.3   | Äquivalente Eingangsrauschleistung                                                   | 99  |
| 6.2.4   | Intermodulationsprodukte                                                             | 100 |
| 6.2.5   | 1-dB-Kompressionspunkt                                                               | 103 |
| 6.2.6   | Dynamikbereich                                                                       | 104 |
| 6.3     | Aktiver Schaltmischer mit erhöhter Linearität                                        | 105 |
| 6.3.1   | Kleinsignalgrößen der gm-Stufe                                                       | 109 |
| 6.3.1.1 | Eingangsanpassung                                                                    | 109 |
| 6.3.1.2 | Steilheit                                                                            | 112 |
| 6.3.2   | Rauschgrößen der gm-Stufe                                                            | 117 |
| 6.3.2.1 | HF-Rauschquellen                                                                     | 117 |
| 6.3.2.2 | NF-Rauschquellen                                                                     | 121 |
| 6.3.2.3 | Rauschzahl der gm-Stufe                                                              | 124 |
| 6.4     | Rauschanalyse von aktiven Schaltmischern                                             | 127 |
| 6.4.1   | Bestimmung der Momentanströme bei LO-Aussteuerung                                    | 132 |
| 6.4.2   | Übertragungsfunktion von den Rauschquellen<br>zum IF-Ausgang der Gegentaktmischstufe | 135 |
| 6.4.2.2 | Thermisches Rauschen der Basiswiderstände                                            | 136 |
| 6.4.2.3 | Schrotrauschen der Basisgleichströme                                                 | 141 |
| 6.4.2.4 | Schrotrauschen der Kollektorgleichströme                                             | 145 |
| 6.4.2.5 | Thermisches Rauschen des LO-Quellwiderstandes                                        | 148 |
| 6.4.2.6 | Thermisches Rauschen<br>der ausgangsseitigen Lastwiderstände                         | 148 |
| 6.4.2.7 | Stromrauschen der gm-Stufe                                                           | 148 |
| 6.4.3   | Vergleichende Gegenüberstellung der Mischer-Rauschquellen                            | 154 |
| 6.4.4   | Rauschzahlberechnung von aktiven Mischerstufen                                       | 155 |

|                             |                                                                  |            |
|-----------------------------|------------------------------------------------------------------|------------|
| 6.4.4.1                     | Konversionsgewinne der aktiven Mischstufe                        | 159        |
| 6.4.4.2                     | Simulierte Rauschzahlen der aktiven Mischstufe                   | 168        |
| 6.5                         | Kompressionsverhalten der aktiven Mischstufe                     | 174        |
| 6.5.1                       | Kompressionsverhalten der Mischerzelle                           | 174        |
| 6.5.2                       | Kompressionsverhalten der gm-Eingangsstufe                       | 176        |
| 6.6                         | Kleinsignalverzerrungen der aktiven Mischstufe                   | 180        |
| 6.6.1                       | Kleinsignalverzerrungen in der gm-Eingangsstufe                  | 182        |
| 6.6.2                       | Kleinsignalverzerrungen in der Gegentaktmischstufe               | 187        |
| 6.6.3                       | Aufteilung der Kleinsignalverzerrungen<br>der aktiven Mischstufe | 192        |
| 6.7                         | Kleinsignaldynamikbereich 3.Ordnung der aktiven Mischstufe       | 193        |
| 6.8                         | Großsignaldynamikbereich der aktiven Mischstufe                  | 196        |
| <b>7.</b>                   | <b>Messungen</b>                                                 | <b>199</b> |
| 7.1                         | Konversionsgewinn der aktiven Mischstufe                         | 203        |
| 7.2                         | 1-dB-Kompression der aktiven Mischstufe                          | 205        |
| 7.3                         | Kleinsignalverzerrungen der aktiven Mischstufe                   | 207        |
| 7.4                         | Rauschen der aktiven Mischstufe                                  | 210        |
| 7.5                         | Kleinsignaldynamikbereich der aktiven Mischstufe                 | 212        |
| 7.6                         | Großsignaldynamikbereich der aktiven Mischstufe                  | 213        |
| <b>8.</b>                   | <b>Zusammenfassung</b>                                           | <b>215</b> |
| <b>Anhang A</b>             |                                                                  |            |
|                             | Extraktionsalgorithmus des HBT- Kleinsignalersatzschaltbildes    | <b>219</b> |
| <b>Anhang B</b>             |                                                                  |            |
|                             | Umrechnung des „T“ in das „ $\pi$ “ Ersatzschaltbild des HBT     | <b>222</b> |
| <b>Anhang C</b>             |                                                                  |            |
|                             | Übertragungsfunktionen der Rauschquellen innerhalb der gm-Stufe  | <b>225</b> |
| <b>Literaturverzeichnis</b> |                                                                  | <b>227</b> |

# Symbolverzeichnis

| Symbol                       | Bedeutung                                                                                |
|------------------------------|------------------------------------------------------------------------------------------|
| <b>A</b>                     | Kettenmatrix                                                                             |
| $A_E$                        | Emitterfläche                                                                            |
| $A_C$                        | Kollektorfläche                                                                          |
| <b>B</b>                     | Messbandbreite                                                                           |
| $C'$                         | Kapazitätsbelag                                                                          |
| $C_{PBC}, C_{PB}, C_{PC}$    | Extrinsische parasitäre Kapazitäten<br>Basis-Kollektor, Basis-GND, Kollektor-GND         |
| $C_{PBCi}, C_{PBi}, C_{PCi}$ | Intrinsische parasitäre Kapazitäten<br>Basis-Kollektor, Basis-Emitter, Kollektor-Emitter |
| $c_{BC,ext}, c_{BC}, c_{BE}$ | Intrinsische Kapazitäten<br>ext. Basis-Kollektor, Basis-Kollektor, Basis-Emitter         |
| $C_{JE}, C_{JC}$             | Sperrschichtkapazität<br>Basis-Emitter Übergang, Kollektor-Basis Übergang                |
| $C_{Diff}$                   | Diffusionskapazität des Basis-Emitter Übergangs                                          |
| <b>C<sub>Y</sub></b>         | Korrelationsmatrix ( Admittanzform )                                                     |
| <b>C<sub>Z</sub></b>         | Korrelationsmatrix ( Impedanzform )                                                      |
| <b>C<sub>A</sub></b>         | Korrelationsmatrix ( Kettenparameterform )                                               |
| $C_{TH}$                     | thermische Kapazität                                                                     |
| $D_{nB}, D_n$                | Diffusionskonstante der Elektronen innerhalb der Basis                                   |
| $D_{pE}$                     | Diffusionskonstante der Löcher innerhalb des Emitters                                    |
| $DR_L$                       | linearer Dynamikbereich                                                                  |
| $DR_F$                       | intermodulationsfreier Dynamikbereich                                                    |
| ENR                          | Excess Noise Ratio der Rauschquelle                                                      |
| f                            | Frequenz                                                                                 |
| F                            | Rauschzahl                                                                               |
| $F_{opt}$                    | minimale Rauschzahl eines Zweitorts                                                      |
| $F_{SSB}$                    | Einseitenband-Mischerrauschzahl                                                          |
| $F_{DSB}$                    | Zweiseitenband-Mischerrauschzahl                                                         |
| $G_E$                        | Emittereffizienz                                                                         |
| $G_{AVL}$                    | verfügbarer Gewinn ( power gain )                                                        |
| gm                           | intrinsische Transistorsteilheit                                                         |
| $G_n$                        | Mischerkonversionsgewinn des n. Seitenbandes                                             |
| h                            | Plancksches Wirkungsquantum ( $3.742 \cdot 10^{-16} \text{ Wm}^2$ )                      |
| h(t)                         | Impulsantwort eines Systems                                                              |
| H( $\omega$ )                | Übertragungsfunktion eines Systems                                                       |

| Symbol                           | Bedeutung                                                                             |
|----------------------------------|---------------------------------------------------------------------------------------|
| $h_{11}, h_{12}, h_{21}, h_{22}$ | h-Kleinsignalparameter                                                                |
| $I_0$                            | Ruhegleichstrom durch die Mischerzelle                                                |
| $I_B, I_C, I_E$                  | Basis-, Kollektor-, Emitterstrom                                                      |
| $I_{SBE}, I_{SEC}$               | Dioden-Sperrstrom der<br>Basis-Emitter Diode, Basis-Kollektor Diode                   |
| $I_{SCC}, I_{SEE}$               | Sättigungsströme des Vor- und Rückwärtsbetriebs                                       |
| IIP3                             | eingangsbezogener Interceptpunkt 3. Ordnung                                           |
| $J_C$                            | Kollektorstromdichte                                                                  |
| $k$                              | Boltzmann-Konstante ( $1.602 \cdot 10^{-23}$ Ws/K )                                   |
| $L_n$                            | Diffusionslänge der Elektronen                                                        |
| $L_B, L_C, L_E$                  | Parasitäre Basis-, Kollektor-, Emitterinduktivität                                    |
| $n$                              | Ladungsträgerdichte                                                                   |
| $n_i$                            | intrinsische Ladungsträgerdichte                                                      |
| $N_{DE}$                         | Dotierstoffkonzentration der Donatoren im Emitter                                     |
| $N_{AB}$                         | Dotierstoffkonzentration der Akzeptoren in der Basis                                  |
| $N_C$                            | Dotierstoffkonzentration des Kollektors                                               |
| $N_{BE}, N_{BC}$                 | Dioden-Idealitätsfaktoren der<br>Basis-Emitterdiode, Basis-Kollektordiode             |
| $N_{CC}, N_{EE}$                 | Stromquellen-Idealitätsfaktoren der gesteuerten<br>Vorwärts- und Rückwärtsstromquelle |
| $P_{diss}$                       | Verlustleistung des Transistors                                                       |
| $P_{DC}$                         | DC-Verlustleistung                                                                    |
| $P_{IN}^{RF}$                    | aufgenommene RF-Eingangsleistung                                                      |
| $P_{OUT}^{RF}$                   | abgegebene RF-Leistung                                                                |
| $P_{AVL}$                        | verfügbare Leistung                                                                   |
| $P_{\ddot{A}}$                   | Äquivalente Eingangsrauschleistung                                                    |
| $P_{1dB}$                        | 1dB (Eingang) Kompressionsleistung                                                    |
| $P_1$                            | Grundwellenleistung                                                                   |
| $P_3$                            | Leistung der 3. Harmonischen                                                          |
| $P_{HOT}$                        | Verfügbare Rauschleistung einer Rauschquelle                                          |
| $q$                              | Elementarladung ( $1.602 \cdot 10^{-19}$ As )                                         |
| $Q$                              | Elektrische Ladung                                                                    |
| $R_E, R_C$                       | Parasitärer Emitter-, Kollektorwiderstand                                             |
| $R_{B,ext}$                      | Extrinsischer Basiswiderstand                                                         |
| $R_{Bi}$                         | Intrinsischer Basiswiderstand                                                         |
| $R_{leak}$                       | Leckstromwiderstand                                                                   |
| $R_{TH}$                         | Thermischer Widerstand                                                                |

| Symbol                           | Bedeutung                                                  |
|----------------------------------|------------------------------------------------------------|
| $R_n$                            | Äquivalenter Rauschwiderstand                              |
| $R_L$                            | Lastwiderstand                                             |
| $R_0$                            | Systemimpedanz                                             |
| $r_{BE}$                         | Differentieller Basis-Emitterwiderstand                    |
| $r_{IN}$                         | Differentieller Eingangswiderstand der gm-Stufe            |
| <b>S</b>                         | S-Parametermatrix                                          |
| $S$                              | Rauschleistungsdichtespektrum                              |
| $T$                              | Absolute Temperatur                                        |
| $T_0$                            | Referenztemperatur = 290 K                                 |
| $T_{HOT}$                        | fiktive Quelltemperatur einer Rauschquelle                 |
| $T_S$                            | Systemrauschtemperatur                                     |
| $T_E$                            | Äquivalente Rauschtemperatur                               |
| $T_{amb}$                        | Umgebungstemperatur                                        |
| $T_{LO}$                         | LO-Periodendauer                                           |
| $T_e$                            | Effektive Eingangsrauschtemperatur                         |
| $T_{OP}$                         | Betriebsrauschtemperatur                                   |
| $T_A$                            | Antennenrauschtemperatur                                   |
| $T_J$                            | Temperatur der aktiven Halbleiterschicht                   |
| $V$                              | LO-Aussteuerfaktor                                         |
| $V_{TH}$                         | Thermospannung ( $kT/q$ )                                  |
| $v_{SAT}$                        | Sättigungsdriftgeschwindigkeit                             |
| $W_E, W_B, W_C$                  | Emitter-, Basis- und Kollektorweite                        |
| $X_B$                            | Dicke der Basisschicht                                     |
| $X_{dep,E}$                      | Sperrschichtdicke der Basis-Emittersperrschicht            |
| $X_{dep,C}$                      | Sperrschichtdicke der Basis-Kollektorsperrschicht          |
| $X_{BC}$                         | Aufteilungsfaktor der Basis-Kollektor Kapazität            |
| <b>Y</b>                         | Y-Parametermatrix                                          |
| $y_{11}, y_{12}, y_{21}, y_{22}$ | Y-Kleinsignalparameter                                     |
| $Y_{OPT}$                        | Optimale Quellenadmittanz ( Rauschanpassung )              |
| <b>Z</b>                         | Z-Parametermatrix                                          |
| $z_{11}, z_{12}, z_{21}, z_{22}$ | Z-Kleinsignalparameter                                     |
| $Z_E, Z_B, Z_C$                  | komplexe Impedanz<br>des Emitter-, Basis-, Kollektorzweigs |
| $\alpha_0$                       | DC-Stromverstärkung                                        |
| $\alpha_T$                       | Basis-Transportfaktor                                      |
| $\beta, \beta_F$                 | Stromverstärkung ( Vorwärtsbetrieb )                       |

| Symbol                                                       | Bedeutung                                                                                      |
|--------------------------------------------------------------|------------------------------------------------------------------------------------------------|
| $\Gamma_{\text{IN}}$                                         | Eingangsreflektionsfaktor des DUT                                                              |
| $\Gamma_{\text{LO}}$                                         | Reflektionsfaktor des LO-Eingangs                                                              |
| $\Gamma_{\text{RF}}$                                         | Reflektionsfaktor des RF-Eingangs                                                              |
| $\Gamma_{\text{NS}}$                                         | Reflektionsfaktor der Rauschquelle                                                             |
| $\Gamma_{\text{S}}$                                          | Quellenreflektionsfaktor                                                                       |
| $\Delta E_{\text{G}}$                                        | Bandabstandsdifferenz<br>zwischen Basis und Emitterschicht eines HBTs                          |
| $\epsilon_0$                                                 | Dielektrizitätskonstante des Vakuums<br>( $8.85 \cdot 10^{-12} \text{AsV}^{-1}\text{m}^{-1}$ ) |
| $\epsilon_{\text{r}}$                                        | relative Dielektrizitätskonstante                                                              |
| $\lambda$                                                    | Thermische Leitfähigkeit                                                                       |
| $\rho_{\text{Bi}}$                                           | Spezifischer Widerstand der Basisschicht                                                       |
| $\tau_{\alpha}$                                              | Laufzeitparameter der Stromverstärkung                                                         |
| $\tau_{\text{B}}$                                            | Basislaufzeit                                                                                  |
| $\tau_{\text{BE}}$                                           | Emitterladezeit                                                                                |
| $\tau_{\text{C}}$                                            | Kollektorlaufzeit                                                                              |
| $\tau_{\text{F}}$                                            | Vorwärts-Transitlaufzeit                                                                       |
| $\tau_{\text{GES}}$                                          | Gesamtlaufzeit                                                                                 |
| $\tau_{\text{n}}$                                            | Laufzeitkonstante                                                                              |
| $\Phi_{\text{CB}}$                                           | Diffusionsspannung des Basis-Kollektor Übergangs                                               |
| $\omega$                                                     | Kreisfrequenz                                                                                  |
| $\omega_{\text{LO}}, \omega_{\text{RF}}, \omega_{\text{IF}}$ | LO-, RF-, IF-Kreisfrequenz                                                                     |
| $\omega_{\alpha}$                                            | Grenzfrequenz der Stromverstärkung                                                             |





# 1. Einleitung

Die rasante Entwicklung der mobilen Kommunikationstechnik vom Nischenmarkt für Wenige zum allgemein erschwinglichen Konsumprodukt ist erst durch den Übergang von der hybrid aufgebauten Schaltung zu monolithisch integrierten Schaltungsdesigns ermöglicht worden. Die Zusammenfassung von Schaltungsteilen zu Funktionsgruppen, die jeweils auf einem Chip integriert wurden, führte neben einer zunehmenden Miniaturisierung auch zu wesentlich preiswerteren Produkten. Während die Verarbeitung des Basisbandsignals in heutigen Mobilfunkgeräten von einem einzigen Schaltkreis übernommen wird, lässt sich der zur Übertragung notwendige Hochfrequenztransmitter derzeit noch nicht vollständig monolithisch integrieren. Gründe dafür liegen in den unterschiedlichen Anforderungen, die Transmitterkomponenten wie rauscharme Vorverstärker (LNA), Frequenzumsetzer (Mischer), Oszillatoren und der Leistungsverstärker auf der Sendeseite erfüllen müssen. Nicht zuletzt spielen die Prozesskosten eine nicht zu vernachlässigbare Rolle. Gerade in den letzten Jahren wurden große Anstrengungen unternommen, Transistoren auf der Basis der sehr kostengünstigen Siliziumtechnologie für den Mobilfunkmarkt zu entwickeln. So entstanden SiGe Heterobipolartransistoren die derzeit im Frequenzbereich bis 12 GHz Rauschzahlen kleiner 1dB aufweisen [103]. Obwohl die SiGe-Technologie zunehmend in den Anwendungsbereich der III-V Verbindungshalbleiter wie GaAs vordringt, ist sie für Leistungsanwendungen aufgrund der geringen Durchbruchspannung nur eingeschränkt anwendbar [101, 30]. GaAs Heterobipolartransistoren hingegen kombinieren ausgezeichnete Hochfrequenzeigenschaften mit hoher Durchbruchspannung. Aufgrund des vertikalen Stromflusses und der hohen Ladungsträgerbeweglichkeit sind diese Eigenschaften schon mit einer einfachen 3µm Lithographie erzielbar [102]. Leistungsverstärker auf der Basis von GaAs HBTs weisen selbst bei geringer Betriebsspannung einen sehr guten Wirkungsgrad auf und sind somit für den Einsatz in batteriebetriebenen Geräten bestens geeignet [5]. Ein weiterer Vorteil der auf GaAs aufbauenden Technologien sind geringe Substratverluste. Diese ermöglichen die Integration von passiven Elementen hoher Güte (MIM-Kapazitäten, Induktivitäten) und einen verlustarmen Transport von Hochfrequenzleistung mittels planarer Leiterstrukturen (µStrip, CPW). Damit sind die Grundlagen für monolithisch integrierte Mikrowellenschaltungen (MMIC) gegeben. In MMICs werden aktive und passive Komponenten zu kompletten Mikrowellenschaltungen zusammengefasst. Aufgrund des hohen technologischen Aufwandes ist ihr Einsatz jedoch erst in Massenprodukten wirtschaftlich sinnvoll. Neben der Mobilfunkindustrie werden MMICs zunehmend in drahtlosen Ad-hoc Sensornetzwerken mit einer Fülle von Anwendungen im Bereich der Gebäude- und Industrieautomatisierung sowie in Radar-, Ortungs- und Navigationssystemen eingesetzt. Auch der Ausbau der Internet-Infrastruktur erfordert zunehmend höhere Bandbreiten, welche in Mikrowellenbändern noch ausreichend zur Verfügung steht.

Die vergleichende Gegenüberstellung der Vor- und Nachteile gegenwärtiger Transistortechnologien (Tabelle 1) zeigt, dass sowohl mit HEMT (High Electron Mobility Transistor) als auch mit Heterobipolartransistoren ein Großteil der Eingangs erwähnten Transmitterkomponenten realisierbar sind.

|                         | <b>GaAs</b> |           |           | <b>Silizium</b> |           |
|-------------------------|-------------|-----------|-----------|-----------------|-----------|
| Parameter               | MESFET      | HEMT      | HBT       | Si BJT          | SiGe HBT  |
| <b>Rauschen</b>         |             |           |           |                 |           |
| < 100 MHz               | <b>O</b>    | <b>O</b>  | <b>+</b>  | <b>++</b>       | <b>++</b> |
| 2 GHz                   | <b>++</b>   | <b>++</b> | <b>++</b> | <b>+</b>        | <b>++</b> |
| 10 GHz                  | <b>+</b>    | <b>++</b> | <b>+</b>  | <b>/</b>        | <b>++</b> |
| Verstärkung             | <b>+</b>    | <b>++</b> | <b>++</b> | <b>++</b>       | <b>++</b> |
| Leistung < 0.5 W        | <b>++</b>   | <b>++</b> | <b>++</b> | <b>+</b>        | <b>+</b>  |
| Leistung > 2.0 W        | <b>++</b>   | <b>++</b> | <b>++</b> | <b>/</b>        | <b>/</b>  |
| Effizienz               | <b>+</b>    | <b>++</b> | <b>+</b>  | <b>O</b>        | <b>O</b>  |
| geringe Spannung        | <b>+</b>    | <b>++</b> | <b>+</b>  | <b>+</b>        | <b>+</b>  |
| <b>Integration</b> : HF | <b>++</b>   | <b>++</b> | <b>++</b> | <b>O</b>        | <b>O</b>  |
| : HF/digital            | <b>O</b>    | <b>O</b>  | <b>O</b>  | <b>++</b>       | <b>++</b> |
| Leistungsaufnahme       | <b>+</b>    | <b>+</b>  | <b>++</b> | <b>++</b>       | <b>++</b> |

**Tabelle 1. Stärken und Schwächen von Transistortechnologien den für Mobilfunkeinsatz**  
**++ sehr gut , + gut, O mäßig, / nicht möglich, [101,30]**

Während Vorverstärker mit HEMT-Eingangsstufen sehr geringes Hochfrequenzrauschen aufweisen, ist das niederfrequente Rauschen im Vergleich zu Bipolartransistoren um mehrere Größenordnungen höher. Ursache dafür ist der parallel zur Oberfläche verlaufende Stromfluss. Die damit verbundene stärkere Wechselwirkung mit den an Grenzflächen und Oberflächen vorhandenen Störstellen bedingt stärkeres Niederfrequenzrauschen. Die Realisierung phasenrauscharmer Oszillatoren mit HEMTs gestaltet sich somit als schwierig, da auch das niederfrequente Rauschen in Phasenrauschen umgesetzt wird. Der Einfluss des HEMT Rauschens lässt sich durch den Einsatz von Schwingkreisen hoher Güte ( $Q > 1000$ ) mindern. Die bei MMIC-Schwingkreisen auftretenden Substratverluste ermöglichen jedoch nur Güten im zweistelligen Bereich, so dass niederfrequentes Transistorrauschen nur ungenügend unterdrückt wird. Da die Leistungsfähigkeit eines heterodynem Übertragungssystems sehr stark von der Frequenzstabilität des Lokaloszillators abhängig ist, sind HEMT basierte Multifunktionsschaltkreise den Anforderungen heutigen Mobilfunksysteme nicht gewachsen. Mit der fortschreitenden Entwicklung von elektro-mechanisch abstimmbaren Varaktoren [105] und neuartigen Luftspulen hoher Güte [106] (**Micro-Electro-Mechanical Systems** – MEMS [107]), die sich in den Halbleiterprozess integrieren lassen, könnte sich dies jedoch bald ändern.

Legt man den momentanen Stand der Technologie zugrunde, so erscheint die Realisierung eines Multifunktionsschaltkreises, der alle wichtigen Komponenten eines Transmitters vereint, unter Verwendung von GaAs HBTs am erfolgversprechendsten.

Nachdem sich der GaAs HBT als Bauelement für Leistungsverstärker [102] in der Mobilfunktechnik ( $f < 2\text{GHz}$ ) bewährt hat und sein Einsatz in phasenrauscharmen MMIC-Oszillatoren erfolgreich getestet wurde [104], beschäftigt sich diese Arbeit mit dem Entwurf von monolithisch integrierten Frequenzumsetzern. Diese Schlüssel-

komponenten von Sende- /Empfangssystemen sorgen für die zur Übertragung notwendigen Umsetzung des Basisbandsignals in den Sendefrequenzbereich und umgekehrt. Die zunehmende Auslastung der zur Verfügung stehenden Frequenzbänder und die Verwendung von neuen Modulationsverfahren in der Mobilfunktechnik stellen immer höhere Anforderungen an die Eingangsstufe von Empfangssystemen. Insbesondere die Linearität des 1. Frequenzumsetzers ist von besonderer Bedeutung, da der Abstand zwischen den Frequenzbändern immer geringer wird und damit die Gefahr von Übersprecheffekten infolge von Intermodulationsverzerrungen steigt.

Im Gegensatz zu Richtfunkstrecken, bei der sich die Streckendämpfung infolge des festen Abstandes zwischen der Sende- und Empfangsstation nicht ändert, unterliegt die Dämpfung von Mobilfunkkanälen starken Schwankungen. Diese ergeben sich u.a. aus dem nicht konstanten Abstand zwischen der ortsfesten Basis- und der Mobilstation sowie den durch mögliche Mehrwegeausbreitung hervorgerufenen Schwund (Fading) infolge einer destruktiven Überlagerung von Wellen unterschiedlicher Laufzeit. Die Empfangsschaltung muss demnach sowohl schwache als auch starke Eingangspegel sicher verarbeiten können. Während die Rauscheigenschaften die Empfindlichkeit, also den minimal nötigen Eingangspegel festlegen, bestimmt die Linearität des Frequenzumsetzers die obere Aussteuergrenze. Durch den Einsatz von rauscharmen Vorverstärkern ist die Systemempfindlichkeit nicht zwangsweise durch die Rauschzahl des Frequenzumsetzers bestimmt. Ein wichtiges Unterscheidungskriterium von Frequenzumsetzern ist der Dynamikbereich. Dieser entspricht dem Verhältnis des maximal erlaubten zum minimalen Eingangspegel (Empfindlichkeit) des Frequenzumsetzers. Die Festlegung des oberen Aussteuerbereiches ist systemabhängig und kann sowohl durch das Auftreten von störenden Intermodulationsprodukten als auch durch die Kompression des Konversionsgewinnes begrenzt sein. Um beiden Fällen gerecht zu werden, unterscheidet man zwischen Klein- und Großsignaldynamik. Während die Kleinsignaldynamik jenen Eingangspegelbereich angibt, in dem das Signal weder durch Intermodulationsverzerrungen noch durch Rauschen gestört ist, beschreibt die Großsignaldynamik den logarithmischen Pegelabstand zwischen dem 1-dB-Kompressionspunkt und der minimalen Eingangsleistung.

Die Intention dieser Arbeit ist die Entwicklung und Anwendung von Modellen zur Beschreibung der Linearität und des Rauschverhaltens von Frequenzumsetzern auf der Basis von GaAs HBTs.

Aufgrund der Vorteile hinsichtlich Linearität, geringer Lokaloszillatorleistung, einstellbarem Konversionsgewinn und nicht zuletzt der Isolation zwischen den Signalports kommt das Prinzip der Gilbertzelle zum Einsatz. Die Frequenzumsetzung basiert dabei auf dem wechselseitigen Umschalten zweier zueinander komplementärer Signalströme. Sowohl das Eingangssignal als auch das zur Ansteuerung der Mischerzelle nötige Lokaloszillatorsignal werden von speziellen sehr linearen Eingangsstufen verarbeitet [83]. Diese erzeugen aus den auf Masse bezogenen Eingangssignalen komplementäre Steuerströme und sorgen für eine optimale Anpassung der Eingangsports. Durch Anwendung dieses Konzeptes war es möglich, die in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse anhand von Messungen zu verifizieren, ohne den Eingangsfrequenzbereich durch frequenzselektive Balun-Transformatoren einzuengen. Die entstandenen HBT-MMIC Mischer basieren auf einer 3''/4'' GaAs MESFET Prozesslinie der Infineon AG München [108]. Etwa 60% der zur Herstellung von

HBTs notwendigen Produktionsschritte sind mit dem sehr zuverlässigen *MESFET DIOM* Prozess identisch. Damit stehen NiCr-Dünnschichtwiderstände, Metall-Isolator-Metall (MIM) Kapazitäten und Durchkontaktierungen zur Waferrückseite aus dem MESFET Prozess auch für die Herstellung von HBT-MMICs zur Verfügung. Die Stromverstärkung der AlGaAs-HBTs erreicht Werte von 100 und weist über dem 3'' Wafer nur eine Streuung von 10% auf. Infolge seiner sehr guten Eigenschaften hinsichtlich der IC-Ausbeute und den bei minimalen Strukturgrößen von 3µm verhältnismäßig geringen Anforderungen an die Lithographie, bietet diese Prozesslinie sehr gute Voraussetzungen für eine kostengünstige Herstellung von GaAs basierten HBT-MMICs. Der Einsatz dieser Technologie war zunächst Leistungsverstärker-MMICs für den Mobilfunkmarkt (< 2GHz) vorbehalten. Zum Aufbau von Frequenzumsetzern, die den Leistungsansprüchen heutiger Mobilfunksysteme gewachsen sind, werden wesentlich mehr Transistoren als für die bisher realisierten, zweistufigen Leistungsverstärker benötigt. Die für diese Schaltungen verwendeten HBTs müssen zur Gewährleistung vertretbarer MMIC-Abmessungen somit wesentlich kleinere Emitterflächen aufweisen. Aufgrund der vergleichsweise geringen Stromdichten wurden ausschließlich HBTs mit einer Emitterfläche von 3x30µm<sup>2</sup> eingesetzt. Das entspricht gerade der Grundzellenabmessung einer Verstärkerzelle eines aus 8 bis 16 Grundzellen zusammengesetzten Leistungstransistors.

Das vorhandene, skalierbare HBT-Modell war jedoch auf den Entwurf von Leistungsverstärkern mit großen Emitterflächen zugeschnitten und ist für die Simulation von Frequenzumsetzern mit HBTs kleiner Emitterweite nur bedingt verwendbar. Aufgrund dessen wurde zunächst ein Großsignalmodell auf der Basis von DC-Messungen und arbeitspunktabhängigen Kleinsignalparametern für die 3x30µm<sup>2</sup> Transistorgrundzelle aufgestellt. Neben den nichtlinearen Effekten berücksichtigt das entwickelte Modell auch das hoch- und niederfrequente Rauschen. Infolge der sehr engen Verknüpfung zwischen dem Aufbau des Großsignalmodells und des an den Transistoranschlüssen messbaren Rauschens, wurde das Großsignalmodell durch Vergleich der simulierten und gemessenen Rauschparameter anschließend überprüft. Während sich das Hochfrequenzrauschen von Bipolartransistoren direkt aus dem Aufbau des Großsignalmodells ableiten lässt, basiert die Modellierung des Niederfrequenzrauschens ausschließlich auf Messdaten. Eine sehr gute Nachbildung des Niederfrequenzrauschens war bereits mit nur zwei NF-Rauschquellen möglich.

Im zweiten Teil dieser Arbeit werden zunächst verschiedene Topologien und Kenngrößen von Frequenzumsetzern und das in dieser Arbeit verwendete Schaltungsprinzip vorgestellt. An eine Einführung in die Rauschanalyse von aktiven Schaltmischern schließt sich die vollständige Untersuchung des Hochfrequenzrauschens an. Abschließend wird die Rauschzahl des Frequenzumsetzers in Abhängigkeit der wichtigsten Schaltungsparameter berechnet.

Nach einem Abschnitt zur Untersuchung des Kompressionsverhaltens und der auftretenden Kleinsignalverzerrungen wird der Klein- und Großsignaldynamikbereich des Frequenzumsetzers analytisch bestimmt. Im letzten Kapitel sind die Messwerte eines MMIC-Frequenzumsetzers in HBT-Technologie und die Simulationsergebnisse vergleichend gegenübergestellt.

Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung.

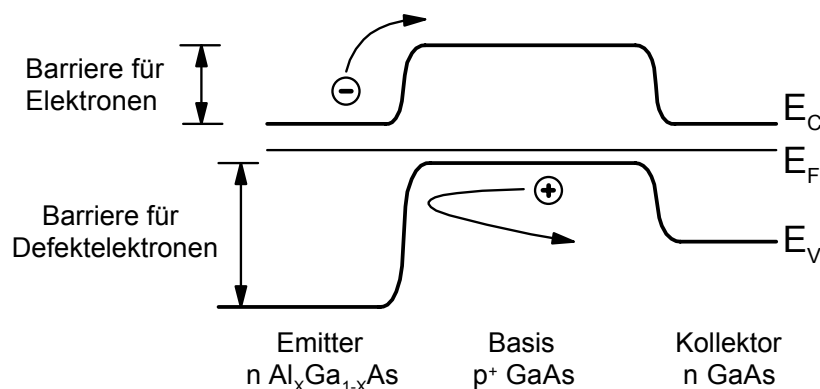
## 2. Der HBT

Die Idee des **Heterojunction Bipolar Transistors (HBT)** ist in etwa so alt wie der Bipolartransistor selbst. Erstmals wurden bereits 1948 von W. Shockley die Vorteile eines Heteroüberganges in Bipolartransistoren beschrieben [1]. Der Hauptunterschied zum Bipolartransistor liegt im Aufbau der Halbleiterschichten des Emitters und der Basis. Beim HBT bestehen diese aus unterschiedlichen Materialien, wobei der Bandabstand im Emitter größer als in der Basis ist. Eine Umsetzung in die Praxis konnte erst viele Jahre nach den grundlegenden Arbeiten von H. Kroemer zur Theorie der Stromverstärkung aus dem Jahr 1957 erfolgen. Hauptgrund dieser Verzögerung waren technologische Schwierigkeiten, fehlerfreie Heteroschichten zu erzeugen. Erst Anfang der 80er Jahre mit der Entwicklung neuer Epitaxi-Techniken wie dem *MBE* und *MOCVD* Verfahren [2] waren die Grundlagen zur Herstellung von Heterobipolartransistoren gegeben.

Das in Bild 2.1 dargestellte Bänderdiagramm über den Transistorquerschnitt zeigt die Ausbildung einer zusätzlichen Energiebarriere für Defektelektronen. Elektronen die vom Emitter in die Basis diffundieren, stoßen auf eine geringere Energiebarriere als Defektelektronen die sich in umgekehrter Richtung bewegen. Somit werden weniger Defektelektronen in das Emittergebiet injiziert als bei Transistoren mit homogenem Bandabstand. Die mit HBTs erzielbare Stromverstärkung ist bei gleichen Dotierungsverhältnissen wesentlich höher als bei Transistoren ohne Heteroübergang. Zur Beschreibung der Unterdrückung des Defektelektronenstromes kann die Emittereffizienz  $G_E$ , die das Verhältnis aus der gewünschten Elektroneninjektion zur unerwünschten Defektelektroneninjektion am Emitter-Basis Übergang angibt, herangezogen werden. Die Gleichung (2.1) geht auf grundlegende Arbeiten von H. Kroemer aus dem Jahre 1957 zurück [3].

$$G_E = \frac{N_{DE}}{N_{AB}} \exp\left(\frac{\Delta E_G}{kT}\right) \quad (2.1)$$

$N_{DE}$  und  $N_{AB}$  sind die Dotierstoffkonzentration der Donatoren im Emitter und der Akzeptoren in der Basis,  $k$  die Boltzmann Konstante und  $T$  die absolute Temperatur



**Bild 2.1** Bänderdiagramm des Basis-Emitter Heteroübergangs eines npn-AlGaAs/GaAs HBT

der Halbleiterschichten. Sind zusätzlich die Emitter- und Basisweiten ( $W_E$ ,  $W_B$ ) sowie die Diffusionskonstanten ( $D_{nB}$ ,  $D_{pE}$ ) gegeben, kann man die Stromverstärkung unter idealisierten Bedingungen ableiten :

$$\beta = \frac{W_E D_{nB}}{W_B D_{pE}} \cdot G_E = \frac{N_{DE} W_E D_{nB}}{N_{AB} W_B D_{pE}} \cdot \exp\left(\frac{\Delta E_G}{kT}\right) \quad (2.2)$$

Infolge des exponentialen Terms ist es nun möglich die Dotierung der Basis höher als die des Emitters zu wählen, ohne das sich die Stromverstärkung stark verringert.

Eine höhere Dotierung der Basis wirkt sich zweifach positiv auf die Hochfrequenzeigenschaften des Transistors aus. Die Verringerung des Basisschichtwiderstandes infolge der angehobenen Dotierung bewirkt eine Erhöhung der maximalen Schwingfrequenz  $f_{MAX}$  und geringeres Transistorrauschen. Außerdem ist es nunmehr möglich, geringere Basisschichtdicken einzusetzen und damit die Passierdauer durch die Basis zu reduzieren. Dies wiederum erhöht die Grenzfrequenz  $f_T$  des Transistors.

Eine weitere Erhöhung der Grenzfrequenz kann durch allmähliches Absenken des Bandabstandes in Richtung des Kollektoranschlusses erreicht werden. Damit entsteht ein elektrisches Feld das den Ladungstransport innerhalb der Basis unterstützt und somit die Durchlaufzeit weiter absinken lässt.

HBTs können aus Materialsystemen der Gruppen *II*, *III*, *IV* und *V* des Periodensystems aufgebaut sein. Aufgrund der Dominanz der Siliziumtechnologie in der heutigen Halbleiterindustrie wurden große Anstrengungen unternommen, den Bandabstand im Emitter von Siliziumbipolartransistoren durch den Einsatz von SiGe Schichten anzuheben. Diese kostengünstigen SiGe HBTs weisen jedoch eine geringe Durchbruchspannung auf und erreichen nicht die Hochfrequenzeigenschaften von HBTs,

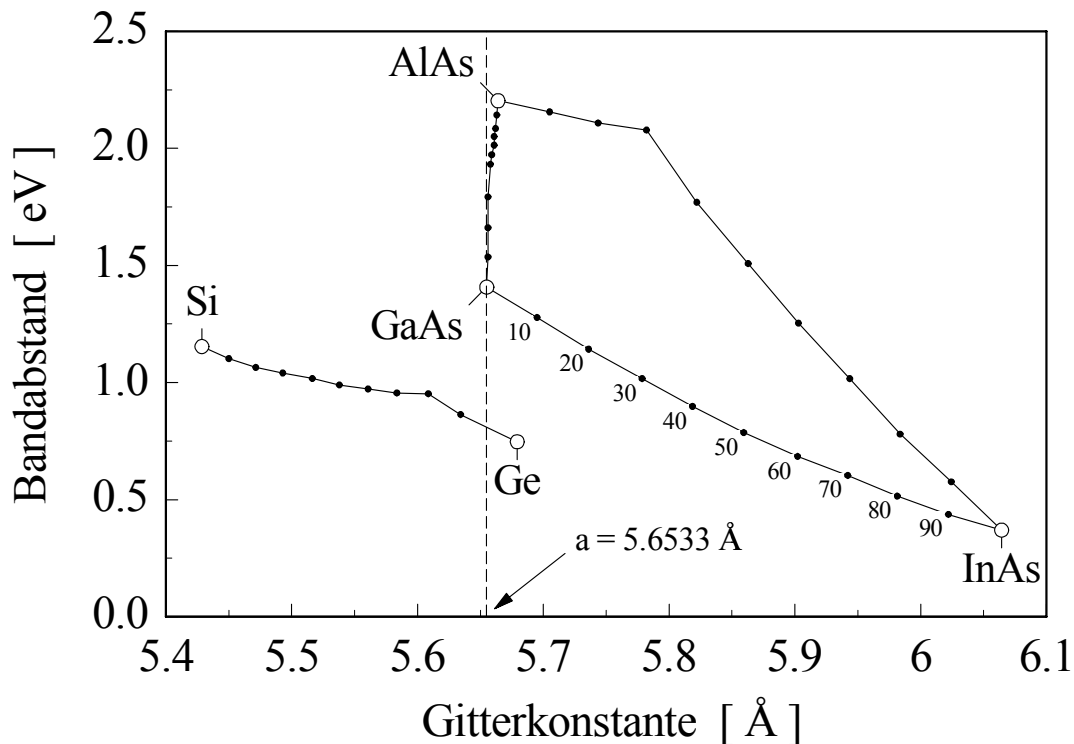


Bild 2.2 Bandabstand über der Gitterkonstante einiger Verbundhalbleiter

die auf Materialsystemen der *III-V* Halbleiter basieren. In dieser Arbeit finden ausschließlich AlGaAs/GaAs HBTs Verwendung. Vorteil dieses Materialsystems sind die etwa gleichen Gitterkonstanten von AlAs und dem Basismaterial GaAs. Es ist somit möglich  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  Schichten mit beliebiger Aluminiumkonzentration  $x$  gitterangepasst auf GaAs-Substraten epitaktisch herzustellen. Wegen der Ausbildung von DX-Zentren [4], also tiefen Störstellen in dotierten AlGaAs Halbleitern, ist der maximale Aluminiumgehalt in typischen Mikrowellentransistoren auf Werte unterhalb von 35% begrenzt. In Bild 2.2 sind die Bandabstände von gängigen Verbundhalbleitern über deren Gitterkonstanten aufgetragen.

Die untersuchten AlGaAs HBTs stammen aus einer drei Zoll Prozesslinie der Infineon AG, in der MMIC-Leistungsverstärker mit hohem Wirkungsgrad produziert wurden. Diese Transistoren sind für Mobilfunkanwendungen im L-Band (1-2GHz) bei Verwendung geringer Batteriespannungen und hohen Stromdichten ( $3 \times 10^4 \text{ A/cm}^2$ ) konzipiert worden.

Zur Gewährleistung eines homogenen Stromflusses werden Leistungstransistoren durch Parallelschaltung mehrerer kleiner HBTs gebildet. Die Größe des Emitterringers einer Grundzelle beträgt in dem verwendeten Infineon-Prozess  $3 \times 30 \mu\text{m}^2$  und durfte aus technologischen Gründen für die Schaltungsdesigns dieser Arbeit nicht geändert werden. Die erzielbare Grenzfrequenz der Grundzelle liegt bei  $f_T = 45 \text{ GHz}$  und die maximalen Schwingfrequenz beträgt  $f_{\text{MAX}} = 90 \text{ GHz}$ . Bei 2GHz wurde ein maximal verfügbarer Gewinn von mehr als 32dB mit diesem Prozess in [5] nachgewiesen.

In Bild 2.3 ist der Querschnitt durch die Mesa des verwendeten Npn-HBTs dargestellt. Die Schichten werden auf semiisolierendes GaAs-Substrat aufgewachsen. Die Verwendung einer hochdotierten Subkollektorschicht dient der möglichst niederohmigen Kontaktierung des intrinsischen Transistors. Außer der mit Kohlenstoff p+ dotierten Basis sind alle übrigen Schichten n-dotiert. Der Heteroübergang zwischen Emittor und Basisschicht wird durch die unterschiedlichen Bandabstände der GaAs Basis und des  $\text{Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{As}$  Emitters gebildet. Zur Vermeidung der Ausbildung einer Diskontinuität im Leitungsband (Spike) und einer damit verbundenen Abnahme der Emittoreffizienz [6] erfolgt die Anhebung der Aluminiumkonzentration nicht sprunghaft, sondern wird innerhalb einer 20nm-Gradingschicht allmählich auf 28% angehoben.

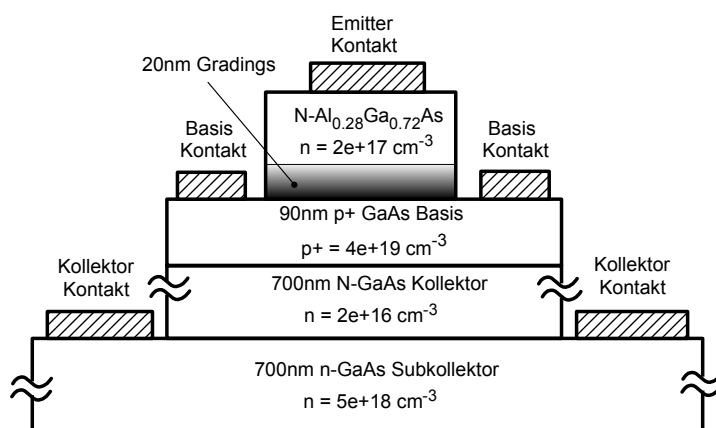


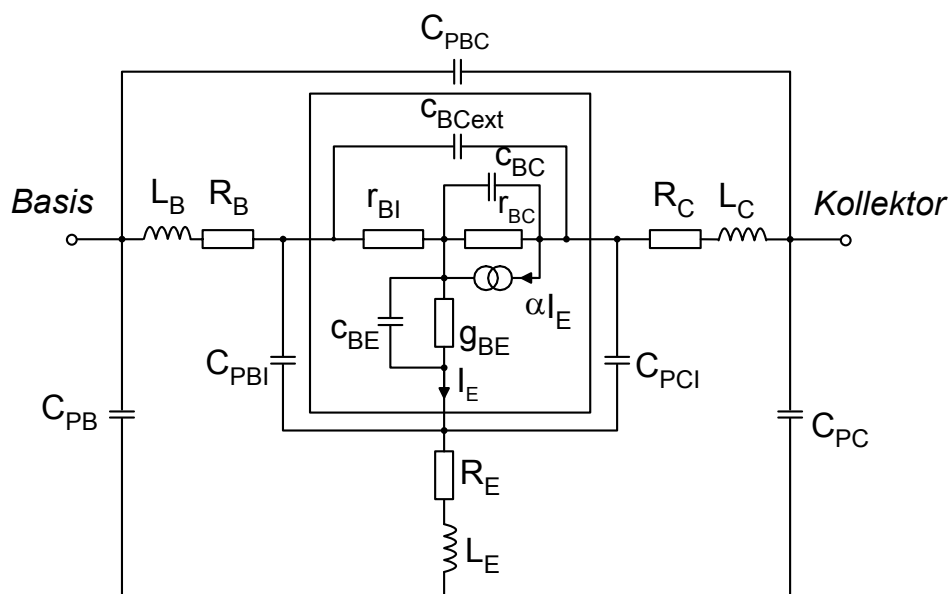
Bild 2.3 Querschnitt durch eine AlGaAs/GaAs HBT Grundzelle



### 3. Modellierung des Kleinsignalverhaltens

#### 3.1 Aufbau des Kleinsignalersatzschaltbildes

Das im Bild 3.1 dargestellte Kleinsignalersatzschaltbild des in dieser Arbeit verwendeten Heterobipolartransistors, stellt eine Linearisierung im Arbeitspunkt dar. Dies bedeutet die Substitution aller nichtlinearen Widerstände und Kapazitäten durch differentielle Werte im vorgegebenen Arbeitspunkt. Kleinsignalersatzschaltbilder sind deshalb ausschließlich in linearen Schaltungssimulationen verwendbar. Eine arbeitspunktabhängige Bestimmung der einzelnen Ersatzschaltbildelemente dient jedoch als Basis für die anschließende Großsignalmodellierung.



**Bild 3.1 „T“ Kleinsignalersatzschaltbild des HBT mit parasitären Anschlusselementen**

In der Literatur [7] unterscheidet man zwischen dem „ $\pi$ “ und dem „T“ Ersatzschaltbild für Bipolartransistoren. Die Namensgebung spiegelt dabei den strukturellen Aufbau ähnlich zu den Buchstaben „ $\pi$ “ bzw. „T“ wieder. Obgleich das „ $\pi$ “ Ersatzschaltbild wegen seiner einfacheren numerischen Handhabung oft vorgezogen wird, ist eine Zuordnung der Elemente zur realen Transistorstruktur nur begrenzt möglich. Im „T“ Ersatzschaltbild hingegen lassen sich alle Parameter direkt aus dem Transistoraufbau ableiten. Es wird deshalb auch als physikalisches Ersatzschaltbild bezeichnet. Eine Umrechnung zwischen beiden Topologien ist nur begrenzt möglich, wie sich noch bei der Großsignalmodellierung zeigen wird. Aus den genannten Gründen wird im Weiteren nur mit dem physikalischen „T“ Ersatzschaltbild gearbeitet. Wie aus Bild 3.1 ersichtlich, ist das Ersatzschaltbild in einen inneren arbeitspunktabhängigen und einen konstanten äußeren Bereich unterteilbar. Die konstanten Anschlusselemente werden dabei durch benötigte Kontaktpads und Verbindungsleitungen zur Transistorstruktur gebildet. Vor der Modellierung des Innenbereichs muss die parasitäre Anschlussstruktur bestimmt und de-embedded werden.

## 3.2 Bestimmung der parasitären Elemente

### 3.2.1 Bestimmung der Padkapazitäten

Zur Bestimmung der parallel zum Transistor liegenden Padkapazitäten benutzt man Teststrukturen, die neben der Anschlussmetallisierung keine aktiven Transistorschichten aufweisen. Durch Messung der S-Parameter dieser passiven Strukturen und anschließende Konvertierung in y-Parameter lassen sich die parasitären Kapazitäten aufgrund der Padanschlüsse leicht berechnen.

Leider standen für diese Arbeit keine derartigen Teststrukturen zur Verfügung. Eine Alternative ist die Messung des Transistors im Sperrbetrieb. Dabei werden der Kollektor und Emitter auf DC-GND Potential gelegt und die Basis mit negativem Potential betrieben. In diesem Betriebsfall sind sowohl die Basis-Emitter als auch Basis-Kollektordioden in Sperrpolung betrieben. Übersteigt der Spannungsabfall über den Halbleiterübergängen die Durchbruchspannung nicht, fließen nur vernachlässigbare Sperrströme. In diesem Betriebsfall kann der Transistor durch das in Bild 3.2b wiedergegebene Ersatzschaltbild für niedrige Frequenzen beschrieben werden.

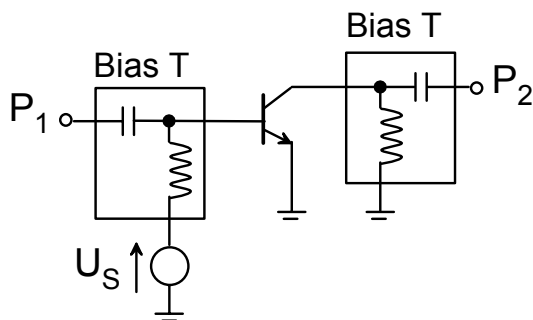


Bild 3.2a Messung des HBT im Sperrbetrieb

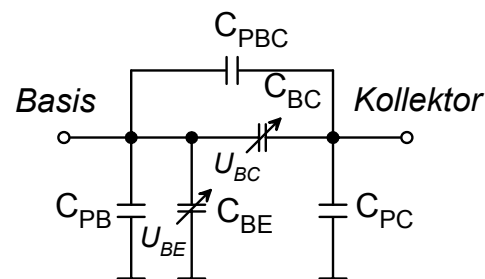
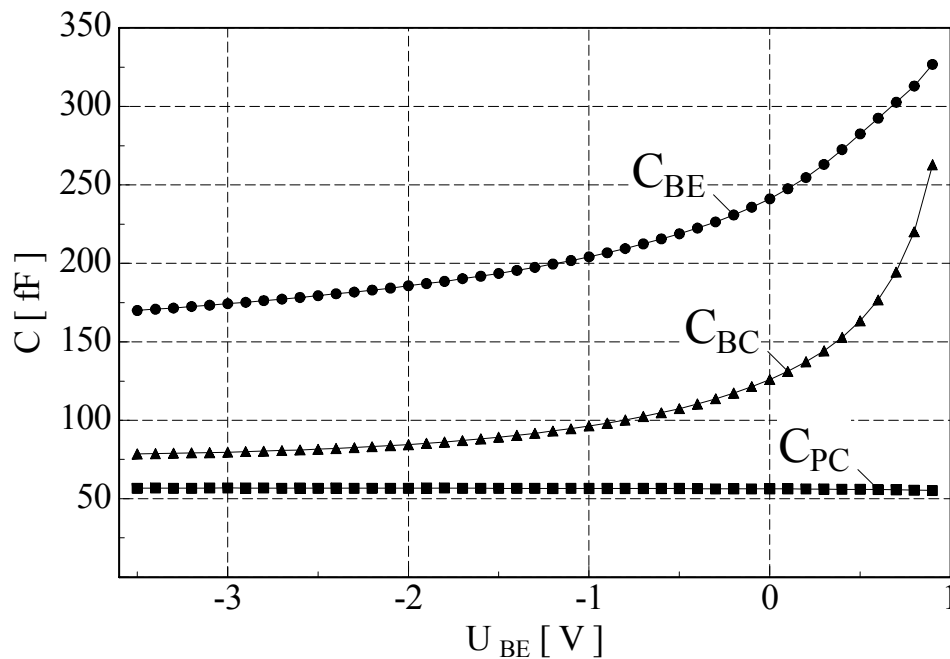


Bild 3.2b Ersatzschaltbild im Sperrbetrieb

Aus dem Ersatzschaltbild wird deutlich, dass die gemessene Kapazität über den Halbleiterübergängen einer Parallelschaltung aus der konstanten Padkapazität und einer spannungsabhängigen Sperrschichtkapazität entspricht. Eine direkte messtechnische Bestimmung der Anschlusskapazität ist somit nur für den kollektorseitigen Anteil  $C_{PC}$  möglich. In [8,9,17] wurde vorgeschlagen, eine Extrapolation der Gesamtkapazität für  $U_S$  gegen unendlich vorzunehmen. Die hierbei bestimmten Werte für  $C_{PB}$  und  $C_{PBC}$  können aber nur als grobe Näherung gelten, da die Extrapolation weit über den Messbereich hinaus durchzuführen ist. Die Messung im Sperrbetrieb dient der Ermittlung der Sperrschichtkapazitäten in Abhängigkeit von der Spannung. Bild 3.3 enthält die Ergebnisse aus Messungen am  $3 \times 30 \mu\text{m}^2$  HBT. Aus dieser Auftragung kann der nicht von der Spannung abhängende Wert für  $C_{PC}$  abgelesen werden.

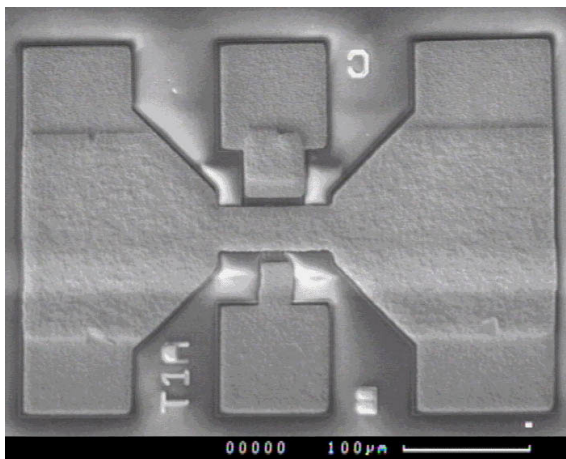
Auch wenn die Methode der Extrapolation genauere Ergebnisse liefern würde, ist eine Unterscheidung in äußere Padkapazitäten ( $C_{PC}$ ,  $C_{PBC}$ ) und die durch Kontaktierung von Emitter, Basis und Kollektorschicht strukturell bedingten Kapazitäten ( $C_{PBI}$ ,  $C_{PCI}$ ), nicht möglich. Dies ist insbesondere für das korrekte De-embedding der Padanschlüsse wichtig. Die Grundlagen für eine erfolgreiche Transistormodellierung werden also bereits bei der Bestimmung der parasitären Elemente gelegt.



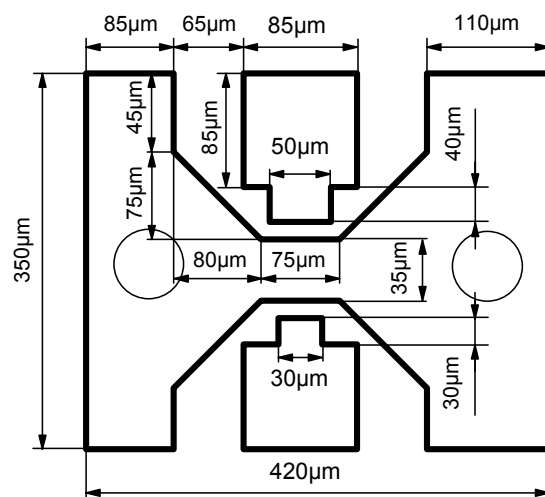
**Bild 3.3** Spannungsabhängigkeit der Gesamtkapazitäten aus Messungen im Sperrbetrieb

Eine messtechnische Ermittlung der Padkapazitäten ohne spezielle Teststrukturen kann aufgrund der genannten Schwierigkeiten nicht zur Anwendung kommen.

In Bild 3.4b sind die lateralen Abmessungen der Padstruktur zur Kontaktierung mit den 100 $\mu$ m Ground-Signal-Ground (GSG) Messköpfen dargestellt.



**Bild 3.4a** Chipfoto des 3x30  $\mu\text{m}^2$  HBT



**Bild 3.4b** Layout der Padstruktur

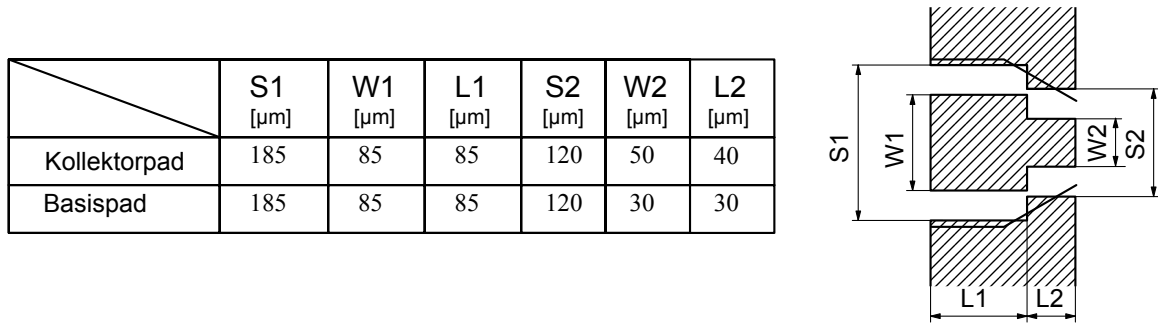
Der abgebildete HBT liegt in Emitterschaltung vor, d.h. die Masseflächen links und rechts der Pads sind direkt mit dem Emitterkontakt verbunden. Zur besseren Wärmeabführung verbergen sich unter der verstärkten Masse-Goldmetallisierung zwei Durchkontaktierungen zur Rückseitenmetallisierung des 100 $\mu$ m starken GaAs Wafers.

Mit Hilfe dieser Daten kann jedoch, wie nachfolgend gezeigt, eine Abschätzung der Kapazitätswerte erfolgen.

Dazu wird die Padstruktur in eine Flächenkapazität der Oberflächenmetallisierung und eine Plattenkapazität zwischen Pad und Waferunterseite unterteilt. Die Plattenkapazität lässt sich wie folgt berechnen :

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r A}{d} \quad (3.1)$$

Die Oberflächenmetallisierung der Pads bildet mit den Masseflächen eine nicht-homogene Leitungsstruktur die durch zwei homogene Koplanarleitungen angenähert werden können. Die Spaltabmessungen werden dabei über dem jeweiligen Leitungsabschnitt gemittelt. Der Anteil der Endkapazitäten zwischen Pad und Luftbrücke und die Diskontinuität durch den Innenleitersprung bleibt bei dieser Abschätzung unberücksichtigt. Bild 3.5 zeigt die Abmaße der Ersatzleitungsstrukturen der Basis- und Kollektorpads.



**Bild 3.5 Koplanare Ersatzleitungen der Padstruktur**

Die Berechnung der Flächenkapazität erfolgt durch die Bestimmung des Kapazitätsbelages  $C'$  einer Koplanarleitung [10].

$$C_{Pad} = L \cdot C' = 4 \cdot \varepsilon_{eff} \cdot K\left(\frac{W}{S}\right) \quad (3.2)$$

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_0 \cdot \frac{\varepsilon_r + 1}{2} \quad (3.3)$$

$$K\left(\frac{W}{S}\right) = \begin{cases} \frac{\pi}{\ln \left[ 2 \cdot \frac{1 + \sqrt[4]{1 - \left(\frac{W}{S}\right)^2}}{1 - \sqrt[4]{1 - \left(\frac{W}{S}\right)^2}} \right]} & \text{für } 0 < \left(\frac{W}{S}\right) \leq 0.7 \\ \frac{1}{\pi} \cdot \ln \left[ 2 \cdot \frac{1 + \sqrt{\frac{W}{S}}}{1 - \sqrt{\frac{W}{S}}} \right] & \text{für } 0.7 < \left(\frac{W}{S}\right) < 1 \end{cases} \quad (3.4)$$

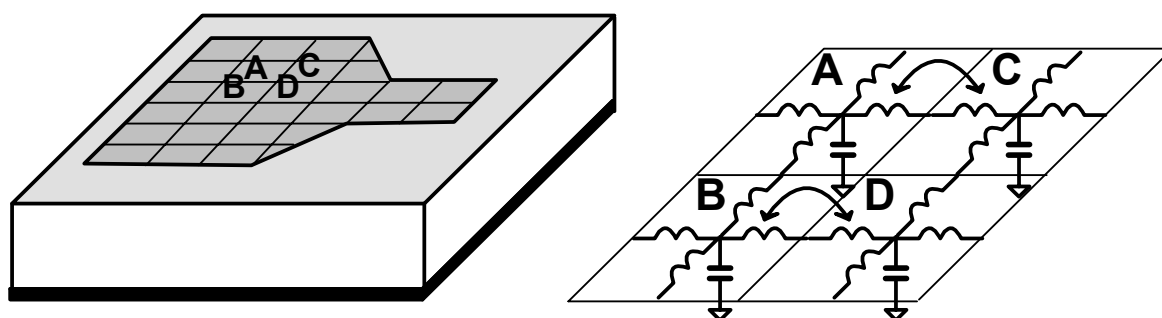
In Tabelle 3.1 sind die Ergebnisse der beschriebenen Abschätzung zusammengestellt.

|                     | Plattenkapazität | Flächenkapazität | Gesamtkapazität |
|---------------------|------------------|------------------|-----------------|
| <b>Basispad</b>     | 9.2 fF           | 19.8 fF          | <b>29 fF</b>    |
| <b>Kollektorpad</b> | 10.5 fF          | 22.5 fF          | <b>33 fF</b>    |

**Tabelle 3.1 – Ergebnisse der Kapazitätsabschätzung der äußeren Pad-Anschlüsse**

Neben den bereits untersuchten extrinsischen Padkapazitäten bilden auch die Anschlussfinger der HBT-Mesastruktur parasitäre Kapazitäten. Durch den komplexen Aufbau der Mesastruktur ist eine einfache numerische Abschätzung nicht möglich. An dieser Stelle bietet sich der Einsatz von feldnumerischen Programmen zur Analyse der Mesakontakte an.

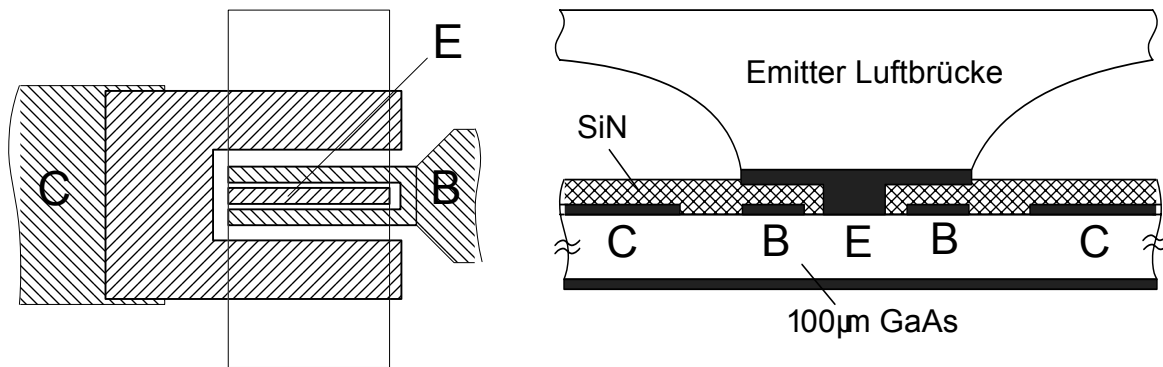
Aufgrund der überwiegend planaren Padstruktur, wurde der im ADS Softwarepaket von *Agilent* enthaltene Feldsimulator *Momentum* eingesetzt. Dieser Simulator arbeitet auf der Basis der Momentenmethode [11]. Dabei wird zunächst die gesamte Flächenstruktur mit einem Diskretisierungsgitter, dem sogenannten Mesh, überzogen. Die Lösung der Maxwellgleichungen in Integralform erfolgt anschließend durch Rückführung auf ein Netzwerkproblem. Jede Zelle der diskretisierten Struktur wird durch ein LC-Netzwerk bestehend aus einer Kapazität zur Bezugsebene sowie mehreren Induktivitäten und Gegeninduktivitäten zu den Nachbarzellen ersetzt (Bild 3.6).



**Bild 3.6 Bildung des äquivalenten Netzwerkes bei der Momentum Methode**

Bei Kenntnis der Quellen können die Ströme unter Anwendung der Kirchhoff'schen Gesetze bestimmt werden. Sind diese Ströme schließlich bekannt ist das Feldproblem gelöst, da alle Feldgrößen aus diesen Strömen berechenbar sind. *Momentum* erlaubt neben homogenen Substraten auch die Berechnung von Multilayerstrukturen mit dielektrischer Schichtung.

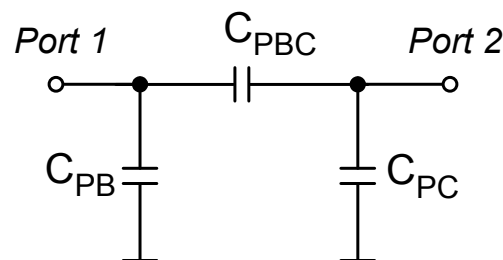
Die Metallisierungsmaske der simulierten HBT-Mesastruktur ist im Bild 3.7 dargestellt. Durch die Mesastruktur bedingte Höhenunterschiede zwischen den Kontakten und die Metallisierungsdicken blieben bei den Simulationen unberücksichtigt. Die ermittelten Kapazitätswerte sind somit etwas zu klein. Weitaus größeren Einfluss auf die Genauigkeit haben Prozessschwankungen der Schichtdicken. Die in der *Momentum* Simulation verwendeten vertikalen Abmessungen sind dem Prozesshandbuch entnommen worden. Fehlerhaft bestimmte Kapazitäten wirken sich jedoch



**Bild 3.7 Aufbau der HBT Grundzelle (links : Aufsicht / rechts : vertikaler Querschnitt )**

nur geringfügig auf das Endmodell aus, da die Kapazitätsdifferenz nur zu einer leichten Über- oder Unterbestimmung der Sperrschichtkapazitäten des Basis-Emitter- bzw. des Basis-Kollektorüberganges führt. Der Fehler wirkt sich folglich in Form einer Veränderung der Kapazitätsverteilung im Modell aus. Aufgrund der im Allgemeinen höheren Basisdotierung bei Heterobipolartransistoren weisen die Basiswiderstände deutlich geringere Werte im Vergleich zu Bipolartransistoren ohne Heteroübergang auf. Die örtliche Zuordnung der Anschlusskapazität vor oder hinter dem intrinsischen Basiswiderstand führt somit nur zu leichten Veränderungen des Hochfrequenzverhaltens. Diese Tatsache spiegeln auch die Schwierigkeiten bei der messtechnischen Bestimmung von innerer und äußerer Kollektor-Basiskapazität wieder [12]. Wendet man die Feldsimulation auf die gesamten Padstruktur an, kann die so ermittelte Kollektor-Emitterkapazität mit dem im Sperrbetrieb bestimmten Wert verglichen werden und als Indiz für die Messgenauigkeit dienen.

Die Bestimmung der Kapazität erfolgt im unteren Frequenzbereich ( $< 1\text{GHz}$ ), in dem die Induktivitäten der Anschlussstruktur noch keinen merklichen Einfluss ausüben. Das Ersatzschaltbild der Padstruktur für niedrige Frequenzen ist im Bild 3.8 dargestellt.



**Bild 3.8 Ersatzschaltbild der parasitären Padstruktur für niedrige Frequenzen ( $< 1\text{GHz}$ )**

Die Elemente dieses  $\pi$ -förmigen Kapazitätsnetzwerks lassen sich bei gegebenen Y-Parametern mit den Gleichungen (3.5) bis (3.7) berechnen.

$$C_{PBC} = \frac{-\text{Im}(y_{12})}{\omega} \quad (3.5)$$

$$C_{PB} = \frac{\text{Im}(y_{11} + y_{12})}{\omega} \quad (3.6)$$

$$C_{PC} = \frac{\text{Im}(y_{22} + y_{12})}{\omega} \quad (3.7)$$

|             | <b>C<sub>PB_Pad</sub></b> | <b>C<sub>PB_MESA</sub></b> | <b>C<sub>PBC_Pad</sub></b> | <b>C<sub>PBC_MESA</sub></b> | <b>C<sub>PC_Pad</sub></b> | <b>C<sub>PC_MESA</sub></b> |
|-------------|---------------------------|----------------------------|----------------------------|-----------------------------|---------------------------|----------------------------|
| Momentum    | 36 fF                     | 19.4 fF                    | 0.6 fF                     | 6.2 fF                      | 38.9 fF                   | 15.4 fF                    |
| Abschätzung | 29 fF                     | /                          | /                          | /                           | 33 fF                     | /                          |

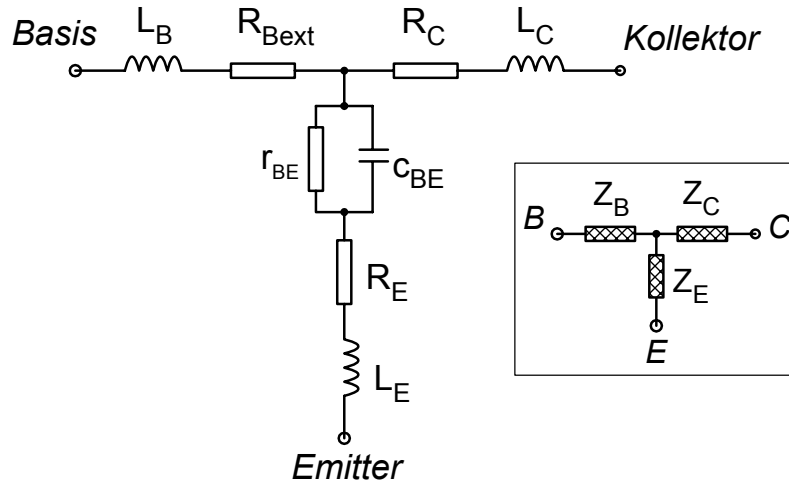
**Tabelle 3.2 Mit Momentum-Simulationen bestimmte Anschlusskapazitäten**

In Tabelle 3.2 sind die Ergebnisse der mit Momentum extrahierten Kapazitätswerte für die externen und internen Anschlussstrukturen zusammengefasst. Die Abschätzung zeigt einen um etwa 20% höher simulierten Wert von  $C_{PB\_Pad}$  und  $C_{PC\_Pad}$ . Diese Abweichung ist durch die Vernachlässigung der Kapazität zwischen Pad und Luftbrücke bedingt. Ein Vergleich der durch Messung (vgl. Bild 3.3) ermittelten Kollektor-Emitterkapazität von 56.5fF mit dem zu 54.3fF simulierten Wert zeigt eine Abweichung von weniger als 4%.

### 3.2.2 Bestimmung der externen Widerstände und Induktivitäten

Neben den Padkapazitäten müssen auch die in Serie liegenden Induktivitäten und Widerstände des parasitären Anschlussnetzwerkes berücksichtigt werden. Zur Bestimmung dieser Ersatzschaltbildelemente hat sich die Messung mit leerlaufendem Kollektor bewährt [13]. Speist man einen Strom in die Basis ein, werden vom Emitter Elektronen in die Basis injiziert. Aufgrund des Ladungsträgergefälles innerhalb der Basis diffundieren die injizierten Elektronen zum Kollektorübergang und driften anschließend durch die Basis-Kollektor Raumladungszone. Die Unterdrückung des Kollektorstromes führt zu einer Anhäufung negativer Ladung, die ein elektrisches Feld zwischen Kollektor und Emitter aufbaut. Dieses elektrische Feld bewirkt einen Driftstrom der den Diffusionsstrom neutralisiert. Der Basis-Kollektor-Übergang wird also ebenfalls in Durchlassrichtung betrieben. Die Injektion sehr hoher Basisströme führt zu einem Abbau der Sperrschichten. Der intrinsische Transistor kann in diesem Fall näherungsweise mit der in Bild 3.9 gezeigten Ersatzschaltung beschrieben werden. Die parallelen Kapazitäten bleiben aufgrund ihrer Hochohmigkeit gegenüber den seriellen Anschlusselementen unberücksichtigt.

Eine Erhöhung des Basisstromes führt zur Verringerung des differentiellen Diodenwiderstandes. Die Bestimmung von  $R_C$  und  $R_E$  kann somit durch eine Extrapolation des Realteils der komplexen Zweigimpedanzen  $Z_E$  und  $Z_C$  gegen unendlichen Basis-



**Bild 3.9 Vereinfachte Ersatzschaltung für den Open-Kollektor-Betrieb ( $I_C=0$ )**

strom erfolgen. Hohe Basisströme haben einen erhöhten Spannungsabfall am intrinsischen Basiswiderstand  $r_{BI}$  (vgl. Bild 3.1) zur Folge. Dieser Spannungsabfall bedingt eine ortsabhängige Verringerung der intrinsischen Basis-Emitterspannung. Aufgrund der exponentiellen Spannungsabhängigkeit des Diodenstromes verschiebt sich mit steigendem Basisstrom die effektiv zum Gesamtstromfluss beitragende Basisfläche in Richtung der Emitterränder. Dieser Effekt (*emitter crowding* [14]) verringert demnach auch den wirksamen inneren Basiswiderstand. Somit kann auch die Bestimmung des äußeren Basiswiderstandes  $R_{Bext}$  (vgl. Bild 3.9) unter Zuhilfenahme einer Extrapolation zu unendlichen Basisströmen hin erfolgen.

Die Anschlussinduktivitäten werden im oberen Frequenzbereich ( $> 10\text{GHz}$ ) und bei hohen Basisströmen bestimmt, da in diesem Fall die Impedanz der Kapazitäten der pn-Übergänge gegenüber der der Induktivitäten vernachlässigbar ist.

Aus S-Parameter Messungen und anschließender Umwandlung in die zugehörigen Z-Parameter können die Zweigimpedanzen des T-Netzwerks aus Bild 3.9 berechnet werden.

$$Z_B = z_{11} - z_{12} \quad (3.8)$$

$$Z_C = z_{22} - z_{12} \quad (3.9)$$

$$Z_E = z_{12} \quad (3.10)$$

Aus diesen Zweigimpedanzen erhält man die gesuchten Widerstände und Induktivitäten wie folgt.

$$R_{Bext} = \lim_{I_B \rightarrow \infty} \text{Re}(Z_B) \quad \text{für } f < 10 \text{ GHz} \quad (3.11)$$

$$R_C = \lim_{I_B \rightarrow \infty} \operatorname{Re}(Z_C) \quad \text{für } f < 10 \text{ GHz} \quad (3.12)$$

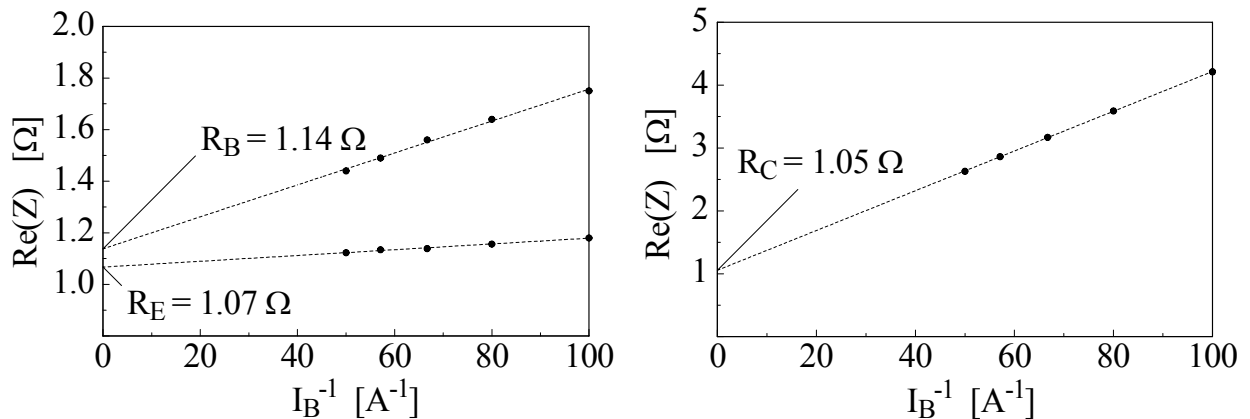
$$R_E = \lim_{I_B \rightarrow \infty} \operatorname{Re}(Z_E) \quad \text{für } f < 10 \text{ GHz} \quad (3.13)$$

$$L_B = \frac{\operatorname{Im}(Z_B)}{\omega} \quad \text{für } f > 10 \text{ GHz} \quad (3.14)$$

$$L_C = \frac{\operatorname{Im}(Z_C)}{\omega} \quad \text{für } f > 10 \text{ GHz} \quad (3.15)$$

$$L_E = \frac{\operatorname{Im}(Z_E)}{\omega} \quad \text{für } f > 10 \text{ GHz} \quad (3.16)$$

Die in den Diagrammen aus Bild 3.10 eingetragenen Messpunkte stellen jeweils den Mittelwert der mit den Gleichungen (3.11) bis (3.13) bestimmten Widerstandswerte über den Frequenzbereich 500MHz bis 10GHz dar. Am Schnittpunkt von Extrapolationsgeraden mit der y-Achse kann bei der Auftragung über  $I_B^{-1}$  der jeweilige Anschlusswiderstand abgelesen werden.



**Bild 3.10** Extrapolation zur Bestimmung der äußeren Widerstände  $R_B$ ,  $R_E$ ,  $R_C$  ( $I_B \rightarrow \infty$ )

Die Bestimmung der Induktivitätswerte unter Verwendung der Gleichungen (3.14) bis (3.16) ist im Bild 3.11 dargestellt. Die extrahierten Induktivitätswerte zeigen schon oberhalb von 10 GHz keine Frequenzabhängigkeit mehr. Eine Mittelwertbildung über alle extrahierten Werte bis 40GHz (durchgezogene Linie) ergab den verwendeten Wert für das extrinsische Ersatzschaltbild.

Eine zusammenfassende Aufstellung aller mit der Open-Kollektormethode bestimmten Widerstände und Induktivitäten ist der Tabelle 3.3 zu entnehmen.

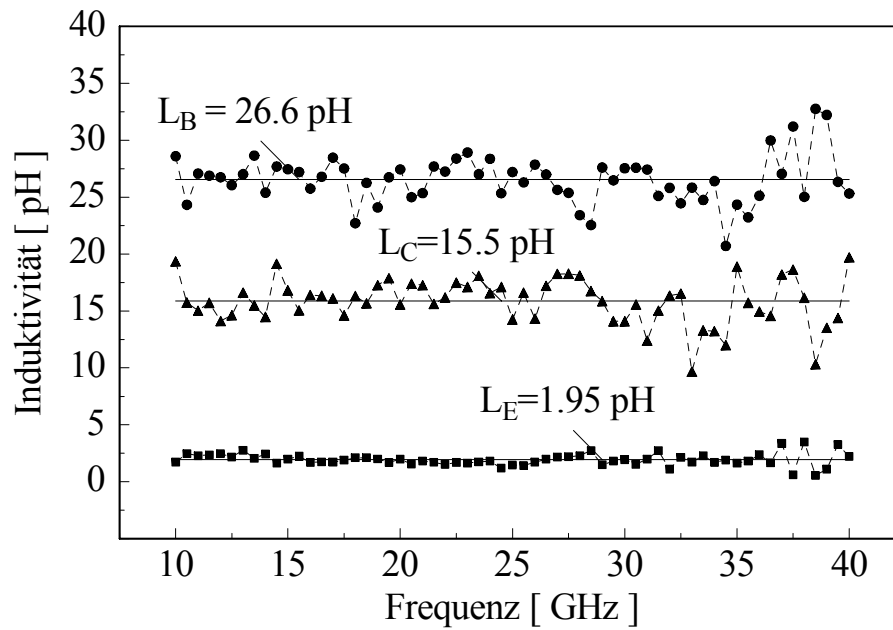


Bild 3.11 aus Messungen extrahierte Induktivitäten  $L_B$ ,  $L_E$ ,  $L_C$  für  $I_B = 20$  mA

| $R_{Bext}$   | $R_E$        | $R_C$        | $L_B$  | $L_E$  | $L_C$  |
|--------------|--------------|--------------|--------|--------|--------|
| $1.14\Omega$ | $1.07\Omega$ | $1.05\Omega$ | 26.6pH | 1.95pH | 15.5pH |

Tabelle 3.3 Bestimmte Widerstände und Induktivitäten des Extrinsischen  $3 \times 30 \mu m^2$  HBTs

### 3.3 De-Embedding der parasitären Elemente

Die Aufnahme der Kleinsignalparameter von On-Wafer-Strukturen erfolgt üblicherweise durch Kontaktierung von Messobjekt und Netzwerkanalysator mit Mikrowellenmessspitzen. Durch Kalibrierung des Netzwerkanalysators unter Verwendung eines Kalibriersubstrates wird eine Referenzebene direkt an den Enden der Mikrowellenmessspitzen eingerichtet. Oft ist das zu charakterisierende Messobjekt jedoch in ein Netzwerk aus Leitungen und Aufsatzpads eingebettet (embedded). Kennt man das elektrische Verhalten der Anschlussstruktur, können unter Zuhilfenahme der Matrizenrechnung die Messergebnisse vom Anteil des einbettenden Netzwerks befreit werden. Dieser mathematische Prozess wird als De-Embedding bezeichnet.

Im Abschnitt 3.2 wurde das Anschlussnetzwerk des  $3 \times 30 \mu m^2$  HBT vollständig charakterisiert und kann nun in drei Schritten de-embedded werden :

### 1.) De-Embedding der äußeren Padkapazitäten $C_{PB}$ , $C_{PBC}$ , $C_{PC}$

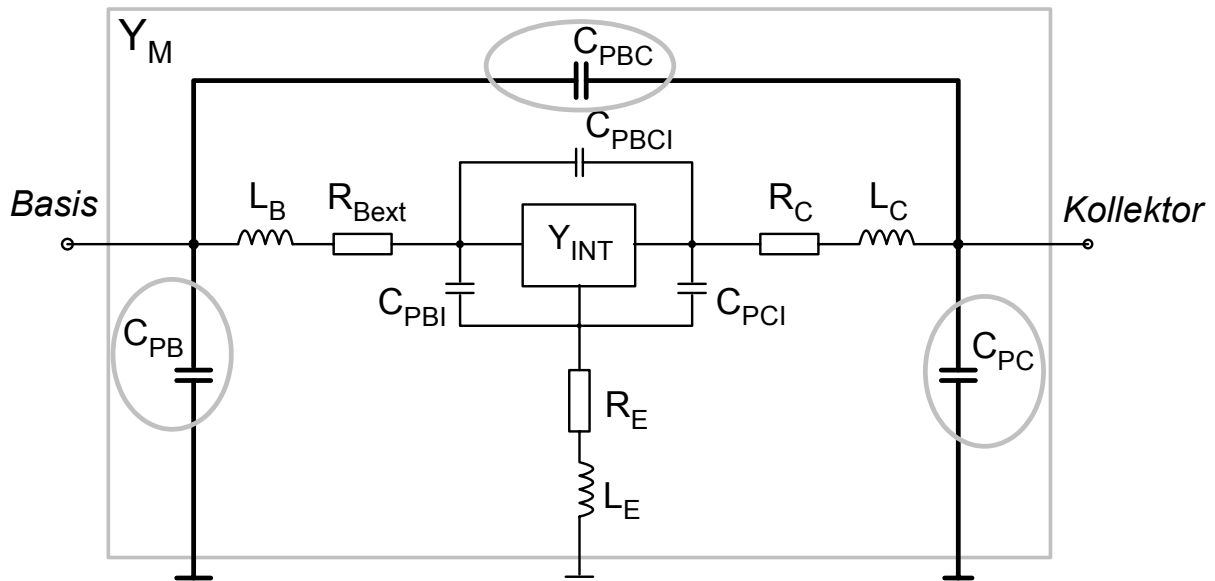


Bild 3.12 Schaltbild zum De-Embedding der äußeren Padkapazitäten

Die äußeren Kapazitäten bilden ein „ $\pi$ “-förmiges Netzwerk das sich am einfachsten mit y-Parametern beschreiben lässt :

$$\mathbf{Y}_{\text{Pad\_Kap}} = j\omega \cdot \begin{bmatrix} C_{PB} + C_{PBC} & -C_{PBC} \\ -C_{PBC} & C_{PC} + C_{PBC} \end{bmatrix} \quad (3.17)$$

Das Gesamtnetzwerk aus Bild 3.12 kann als Parallelschaltung aus dem Netzwerk der Padkapazitäten und einem noch nicht vollständig de-embeddeten inneren Netzwerk aufgefasst werden. Da die Parallelschaltung von linearen Netzwerken mathematisch durch die Summe der beiden y-Matrizen beschrieben wird, besteht das De-Embedding aus der Differenzbildung der y-Matrix der Gesamtstruktur mit der Kapazitätsmatrix aus (3.17). Zuvor müssen die gemessenen S-Parameter in äquivalente y-Parameter ( $\mathbf{Y}_M$ ) umgerechnet werden.

$$\mathbf{Y}_1 = \mathbf{Y}_M - \mathbf{Y}_{\text{Pad\_Kap}} \quad (3.18)$$

### 2.) De-Embedding der seriellen Elemente $R_B$ , $R_E$ , $R_C$ , $L_B$ , $L_E$ , $L_C$

Nach Abzug der Padkapazitäten werden nun die in Serie zum intrinsischen HBT liegenden Widerstände und Induktivitäten von der Matrix  $\mathbf{Y}_1$  entfernt. Ein Anfügen von seriellen Elementen kann durch eine Addition der Serienimpedanzen zur  $\mathbf{z}$ -Matrix erfolgen. Zum De-Embedden der Induktivitäten und Widerstände wird die aus Gleichung (3.18) berechnete Matrix  $\mathbf{Y}_1$  in die  $\mathbf{Z}_1$  Form umgewandelt und anschließend von ihren seriellen Anschlusselementen befreit.

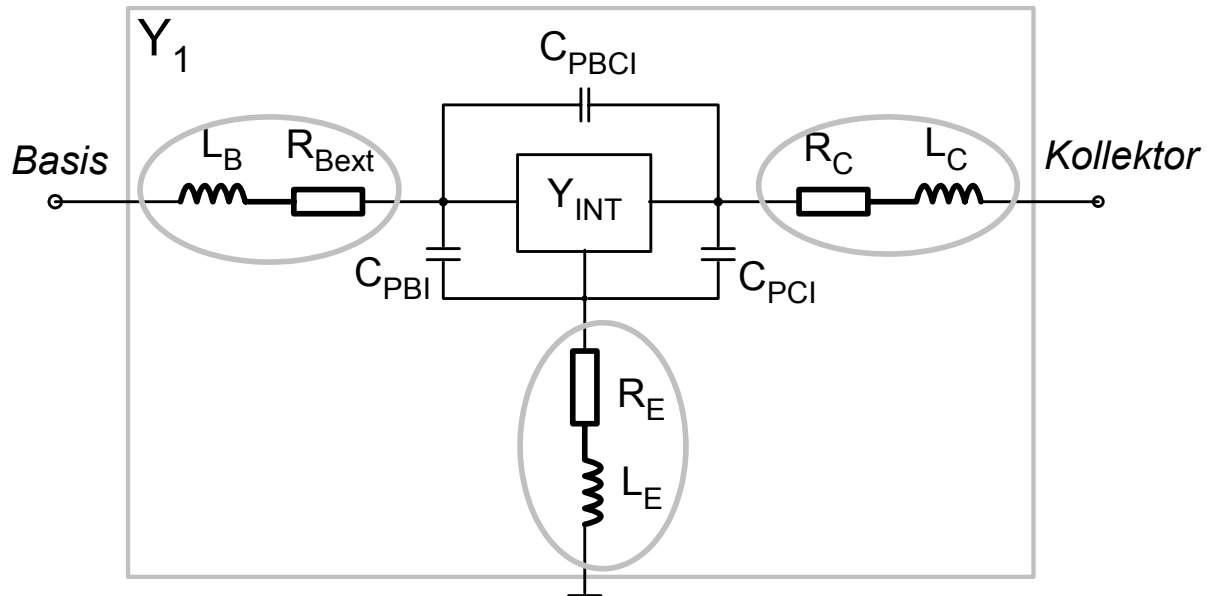


Bild 3.13 Schaltbild zum De-Embedding der seriellen Anschlüsselemente

$$\mathbf{Z}_2 = \mathbf{Z}_1 - \begin{bmatrix} R_B + R_E + j\omega \cdot (L_B + L_E) & R_E + j\omega \cdot L_E \\ R_E + j\omega \cdot L_E & R_C + R_E + j\omega \cdot (L_C + L_E) \end{bmatrix} \quad (3.19)$$

### 3.) De-Embedding der inneren Kontaktkapazitäten $C_{PBi}$ , $C_{PBCi}$ , $C_{PCi}$

Nach Umrechnung der  $\mathbf{Z}_2$  Matrix in die y-Parameterform  $\mathbf{Y}_2$ , kann analog zu Schritt (1) das De-Embedding der Kontaktkapazitäten erfolgen.

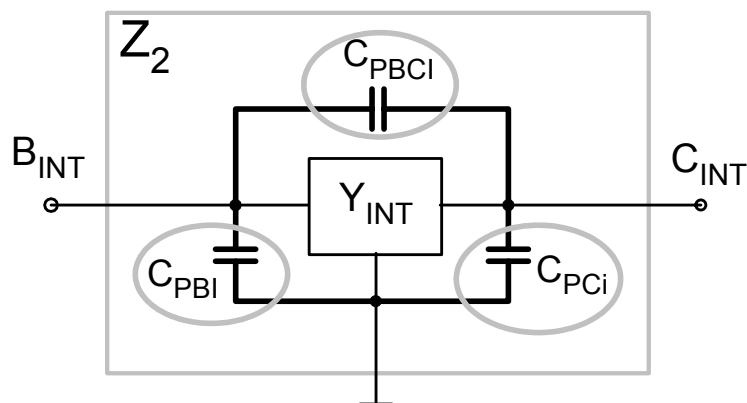


Bild 3.14 Schaltbild zum De-Embedding der inneren Kontaktkapazitäten

$$\mathbf{Y}_{INT} = \mathbf{Y}_2 - j\omega \cdot \begin{bmatrix} (C_{PBi} + C_{PBCi}) & -C_{PBCi} \\ -C_{PBCi} & (C_{PCi} + C_{PBCi}) \end{bmatrix} \quad (3.20)$$

### 3.4 Extraktion der intrinsischen Ersatzschaltbildelemente

Die y-Kleinsignalparameter des intrinsischen HBT (vgl. Bild 3.1) können mit den Ersatzschaltbildelementen wie folgt berechnet werden [8] .

$$y_{11,i} = Y_{BCext} + \frac{Y_{BC} + (1 - \alpha) \cdot Y_{BE}}{1 + r_{Bi} \cdot [(1 - \alpha) \cdot Y_{BE} + Y_{BC}]} \quad (3.21)$$

$$y_{12,i} = -Y_{BCext} - \frac{Y_{BC}}{1 + r_{Bi} \cdot [(1 - \alpha) \cdot Y_{BE} + Y_{BC}]} \quad (3.22)$$

$$y_{21,i} = -Y_{BCext} - \frac{-Y_{BC} + \alpha \cdot Y_{BE}}{1 + r_{Bi} \cdot [(1 - \alpha) \cdot Y_{BE} + Y_{BC}]} \quad (3.23)$$

$$y_{22,i} = Y_{BCext} + \frac{Y_{BC} \cdot (1 + Y_{BE} \cdot r_{Bi})}{1 + r_{Bi} \cdot [(1 - \alpha) \cdot Y_{BE} + Y_{BC}]} \quad (3.24)$$

mit

$$\alpha = \frac{\alpha_0 \cdot \exp(-j\omega\tau_\alpha)}{\left(1 + j\frac{\omega}{\omega_\alpha}\right)} \quad Y_{BCext} = j\omega \cdot C_{BCext}$$

$$Y_{BC} = \frac{1}{r_{BC}} + j\omega \cdot c_{BC} \quad Y_{BE} = \frac{1}{r_{BE}} + j\omega \cdot c_{BE}$$

Für die Bestimmung der intrinsischen Ersatzschaltbildelemente existierte lange kein allgemein akzeptierter geschlossener Algorithmus. Eine Vielzahl der veröffentlichten Extraktionsalgorithmen basiert auf Vereinfachung des Ersatzschaltbildes oder benötigt Technologiedaten bzw. spezielle Teststrukturen [16, 17]. Auch die Anwendung numerischer Optimierungsmethoden kann nicht als Alternative gelten, da die so erhaltenen Lösungen oft keinen physikalischen Bezug mehr aufweisen.

Die Probleme bei der Parameterextraktion rühren vom Aufbau und den Werten des intrinsischen Ersatzschaltbildes her. Der intrinsische HBT wird dabei mit einem überbrückten „T“ Ersatzschaltbild beschrieben. Aufgrund der geringen Werte für den Basiswiderstand  $r_{Bi}$  ( $\sim 10\Omega$ ) besteht die Hauptschwierigkeit in der exakten Trennung von innerer und äußerer Basis-Kollektor-Kapazität.

Der in dieser Arbeit verwendete direkte Extraktionsalgorithmus [12] basiert ausschließlich auf Verwendung von intrinsischen Kleinsignalparametern. Durch Umwandlung der üblicherweise in Emitterschaltung vorliegenden y-Parameter in die der Kollektorschaltung ist eine geschlossene Lösung möglich. Unter Verwendung von Messwerten war jedoch die Bestimmung des Basiswiderstandes aus den exakten Gleichungen nicht möglich. Einen Ausweg bietet die Verwendung einer Näherungsbeziehung [15], die weitaus toleranter gegenüber Messungenauigkeiten ist. Die vollständige Herleitung des verwendeten Extraktionsweges kann dem Anhang A entnommen werden. Die Gleichungen unter Verwendung der Näherungsbeziehungen für  $r_{Bi}$  und  $c_{Bcext}$  lauten unter Anwendung der Kettenparameter ( $\mathbf{A}_C$ ) des intrinsischen HBT :

$$r_{Bi} \approx \operatorname{Re} \left( \frac{a_{C12}}{a_{C22}} \right) \quad (3.25)$$

$$\underline{Y}_{BC} = \frac{a_{C11} - 1}{r_{Bi}} \quad (3.26)$$

$$c_{BC} = \frac{1}{\omega} \cdot \operatorname{Im}(Y_{BC}) \quad r_{BC} = \frac{1}{\operatorname{Re}(Y_{BC})}$$

$$Y_{BE} = \frac{a_{C11} - 1}{r_{Bi} \cdot (a_{C22} - j\omega \cdot c_{Bcext} \cdot a_{C12} - |A_C|)} \quad (3.27)$$

$$c_{BE} = \frac{1}{\omega} \cdot \operatorname{Im}(Y_{BC}) \quad r_{BE} = \frac{1}{\operatorname{Re}(Y_{BE})}$$

$$\alpha = 1 - |A_C| \quad (3.28)$$

mit

$$\mathbf{A}_C = \begin{bmatrix} a_{C11} & a_{C12} \\ a_{C21} & a_{C22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \left( \frac{-y_{C22}}{y_{C21}} \right) & \left( \frac{-1}{y_{C21}} \right) \\ \left( \frac{-|Y_C|}{y_{C21}} \right) & \left( \frac{-y_{C11}}{y_{C21}} \right) \end{bmatrix}$$

$$|A_C| = a_{C11}a_{C22} - a_{C12}a_{C21} \quad |Y_C| = y_{C11}y_{C22} - y_{C12}y_{C21}$$

$$\mathbf{Y}_C = \begin{bmatrix} y_{C11} & y_{C12} \\ y_{C21} & y_{C22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} y_{E11} & -(y_{E11} + y_{E12}) \\ -(y_{E11} + y_{E21}) & (y_{E11} + y_{E12} + y_{E21} + y_{E22}) \end{bmatrix}$$

Nachdem die komplexe Stromverstärkung  $\alpha$  für jeden Frequenzpunkt extrahiert wurde, müssen die Parameter der Näherungsbeziehung (3.29) bestimmt werden.

$$\alpha = \frac{\alpha_0 \cdot e^{-j\omega \cdot \tau_\alpha}}{1 + j \cdot \frac{\omega}{\omega_\alpha}} \quad (3.29)$$

Die Gleichstromverstärkung  $\alpha_0$  kann mit dem Betrag  $|\alpha|$  im unteren Frequenzbereich gleichgesetzt werden ( $f < 1\text{GHz}$ ). Die Kreisgrenzfrequenz  $\omega_\alpha$  ist ebenfalls aus dem Betragsfrequenzverlauf berechenbar. Die Ermittlung erfolgt durch Auftragung des normierten reziproken Betragsquadrates über dem Quadrat der Kreisfrequenz (Gl.(3.30)). Aus dem Geradenanstieg kann die Grenzfrequenz schließlich berechnet werden. Die Bestimmung des Anstiegs erfolgt unter Verwendung der linearen Regression.

$$\left| \frac{\alpha}{\alpha_0} \right|^{-2} = \frac{1}{\omega_\alpha^2} \cdot \omega^2 + 1 \quad (3.30)$$

Aus dem Phasenfrequenzgang und der ermittelten Kreisgrenzfrequenz  $\omega_\alpha$  lässt sich der Phasenfaktor  $\tau_\alpha$  mit der Gleichung (3.31) extrahieren. Der im Modell eingesetzte Wert entspricht dabei dem arithmetischen Mittelwert über alle Extraktionsfrequenzen.

$$\tau_\alpha = \frac{1}{N} \cdot \sum_N \left\{ \frac{-1}{\omega_N} \cdot \arctan \left[ \frac{\text{Im}(\alpha_N) \cdot \omega_\alpha + \text{Re}(\alpha_N) \cdot \omega_N}{\text{Re}(\alpha_N) \cdot \omega_\alpha - \text{Im}(\alpha_N) \cdot \omega_N} \right] \right\} \quad (3.31)$$

Die Bilder 3.15 und 3.16 zeigen die mit Gleichung (3.29) berechneten und mit Beziehung (3.28) extrahierten Frequenzgänge der komplexen Stromverstärkung.

Der gesamte Algorithmus ist vollständig in ein Extraktionsprogramm implementiert worden. Dieses C++ Programm berechnet aus S-Parameter-Messungen und den Werten der extrinsischen Netzwerkelemente den gesamten intrinsischen Parametersatz. Unter Verwendung der vollautomatischen Extraktion sind auch aufwendige Untersuchungen von Arbeitspunkt- und Temperaturabhängigkeiten mit vertretbarem Aufwand möglich. Diese Daten bilden die Grundlage für die Entwicklung der Großsignalgleichungen. Die Bilder 3.17a bis c zeigen für drei verschiedene Kollektorströme eine vergleichende Gegenüberstellung von gemessenen und modellierten S-Parametern

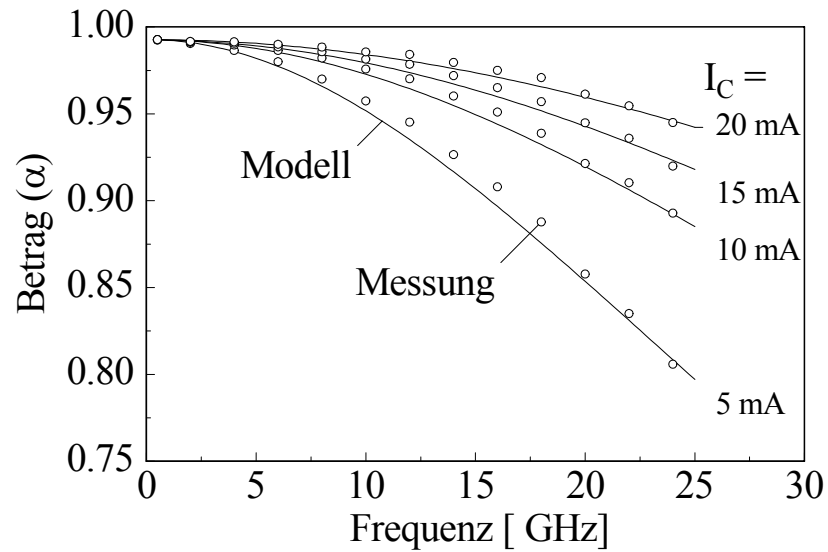


Bild 3.15  $|\alpha|$  Frequenzgang (  $3 \times 30 \mu\text{m}^2$  HBT ) für  $U_{CE} = 3 \text{ V}$  /  $I_C = 5 \dots 20 \text{ mA}$

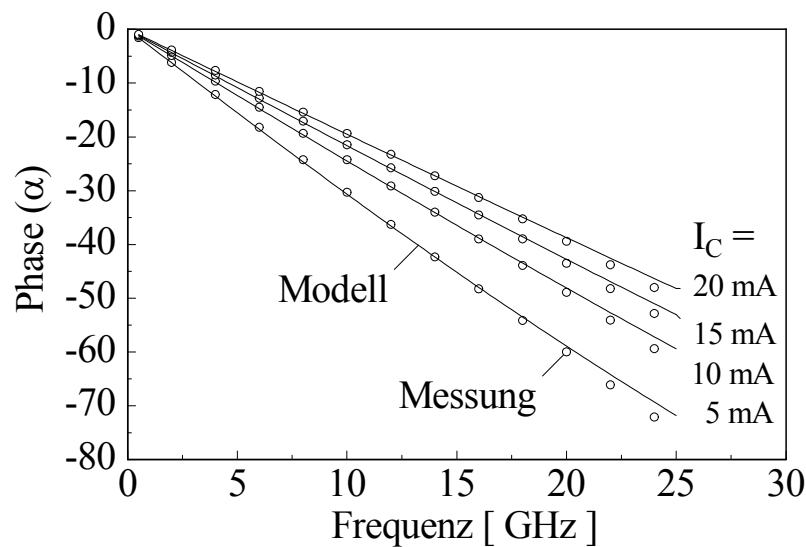


Bild 3.16  $\angle \alpha$  Frequenzgang (  $3 \times 30 \mu\text{m}^2$  HBT ) für  $U_{CE} = 3 \text{ V}$  /  $I_C = 5 \dots 20 \text{ mA}$

Ohne Optimierung zeigt sich im Frequenzbereich von 500MHz bis 25GHz bereits eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Messung und Modell.

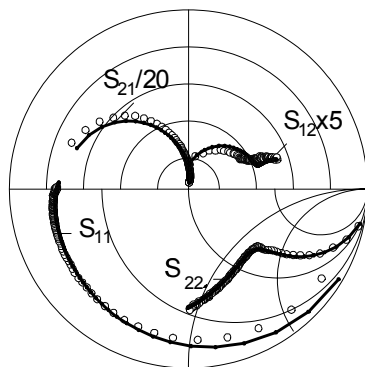


Bild 3.17a HBT  $3 \times 30 \mu\text{m}^2$   
 $I_C = 5 \text{ mA}$  /  $U_{CE} = 3 \text{ V}$

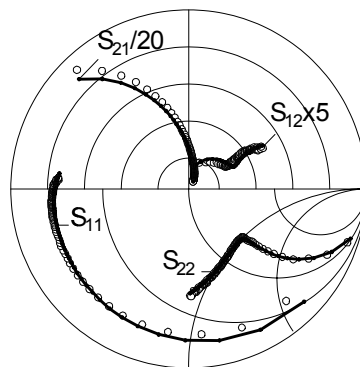


Bild 3.17b HBT  $3 \times 30 \mu\text{m}^2$   
 $I_C = 10 \text{ mA}$  /  $U_{CE} = 3 \text{ V}$

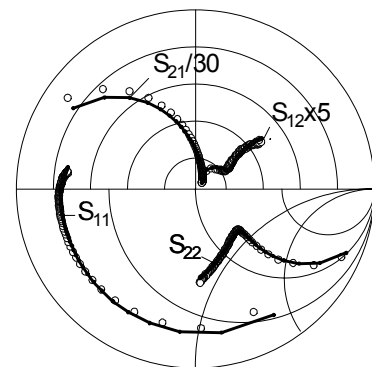


Bild 3.17c HBT  $3 \times 30 \mu\text{m}^2$   
 $I_C = 20 \text{ mA}$  /  $U_{CE} = 3 \text{ V}$

### 3.5 Arbeitspunktabhängigkeit der Elemente des intrinsischen Kleinsignalmodells

In diesem Abschnitt soll die Arbeitspunktabhängigkeit der intrinsischen Elemente untersucht werden. Zur Extraktion des intrinsischen Ersatzschaltbildes dienen S-Parametermessungen eines Infineon AlGaAs HBT mit einer Emitterfläche von  $3 \times 30 \mu\text{m}^2$  im Frequenzbereich 500MHz bis 25GHz. Die Messungen wurden für verschiedene Kollektor-Emitterspannungen im Bereich 1 ... 5V mit den Basisströmen  $50 \mu\text{A}$ ,  $100 \mu\text{A}$  und  $150 \mu\text{A}$  aufgenommen.

Für ein Verständnis der Arbeitspunktabhängigkeit ist es wichtig den Ersatzschaltbild-elementen zunächst ihren physikalischen Ursprung zuzuordnen. Als Ausgangspunkt dazu dienen die aus den Technologiedaten (Diffusionskoeffizienten, Dotierungsdichten, Schichtdicken) gewonnenen y-Kleinsignalparameter. An dieser Stelle soll der Rechenweg verkürzt dargestellt werden. Die folgenden Betrachtungen basieren auf einem vereinfachten Querschnitt (vgl. Bild 3.18) durch die n-p-n HBT Schichten. Anschließend können aus den y-Parametern die Elemente des Kleinsignalersatzschaltbildes bestimmt werden.

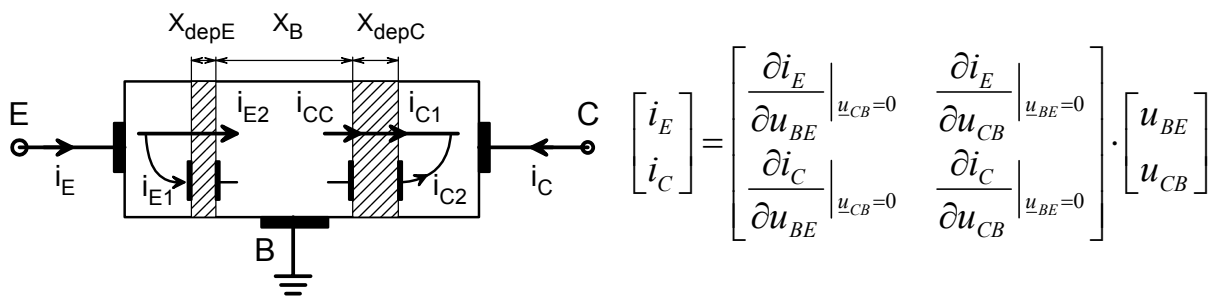


Bild 3.18 Kleinsignalströme durch den n-p-n Heterobipolartransistor und zugehörige y-Matrix

#### Bestimmung von $y_{EE}$

Der Eingangsleitwert in Basisschaltung (ohne Rückwirkung) ist als Ableitung des Emitterstromes nach der Basis-Emitterspannung bei konstant gehaltener Kollektor-Basisspannung definiert. Wie in Bild 3.18 dargestellt, setzt sich der Emitterstrom aus einem Minoritätsträgerstrom ( $i_{E2}$ ) durch die EB-Verarmungszone und einem Stromfluss durch die Sperrschichtkapazität ( $i_{E1}$ ) zusammen. Bei bekannter Sperrschichtdicke  $X_{depE}$  und Emitterfläche  $A_E$  kann die Kapazität mit der eines Plattenkondensators angenähert werden.

$$C_{JE} = \frac{\epsilon_S \cdot A_E}{X_{depE}} \quad (3.32)$$

$$i_{E1} = u_{BE} \cdot j\omega \cdot C_{JE} \quad (3.33)$$

Da der Minoritätsträgerstrom einer homogen dotierten Basis hauptsächlich aus einem Driftstromanteil besteht, kann dieser wie folgt berechnet werden :

$$i_{E2} = -qD_n A_E \cdot \frac{d\tilde{n}}{dx} \Big|_{\text{Emitterrand}} \quad (3.34)$$

Gleichung (3.34) enthält die örtliche Ableitung der durch den Wechselanteil der Basis-Emitterspannung bedingten Minoritätsladungsträgerdichten der Basis.

Die Verteilung der Minoritätsträger wird durch Lösung der zeitveränderlichen Kontinuitätsgleichung (3.35) bestimmt. Die Randbedingungen an den Basisgrenzen (3.36) werden durch die verschwindend geringe Minoritätsträgerdichte am in Sperrpolung betriebenen BC-Übergang und die injizierten Minoritäten am emitterseitigen Ende der Basis gebildet.

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial x^2} - \frac{n}{D_n \tau_n} = \frac{1}{D_n} \cdot \frac{\partial n}{\partial t} \quad (3.35)$$

$$n(x = X_B, t) = 0 \quad n(x = 0, t) = \frac{n_i^2}{N_B} \exp \left[ \frac{q}{kT} \cdot (U_{BE} + u_{BE}) \right] \quad (3.36)$$

Werden die Randbedingungen aus Gl. (3.36) erfüllt, erhält man die in Gl. (3.37) angegebene Verteilung des Wechselanteils der Minoritätsträgerdichte der Basisschicht.

$$\tilde{n}(x) = \frac{q \cdot u_{BE}}{kT} \cdot \frac{n_i^2}{N_B} \cdot \exp \left( \frac{q}{kT} \cdot U_{BE} \right) \cdot \frac{\sinh \zeta_{AC} (X_B - x)}{\sinh \zeta_{AC} X_B} \quad (3.37)$$

mit

$$\zeta_{AC} = \sqrt{\frac{1 + j\omega \cdot \tau_n}{D_n \tau_n}} \quad (3.38)$$

Setzt man nun Gleichung (3.37) in die Beziehung des Driftstromes (3.34) ein, ergibt sich :

$$i_{E2} = I_E \cdot \frac{q \cdot u_{BE}}{kT} \cdot \zeta_{AC} X_B \cdot \coth(\zeta_{AC} X_B) \quad (3.39)$$

Mit  $I_E$  für den Emitttergleichstrom. Die Bestimmung von  $y_{EE}$  erfolgt schließlich mit :

$$y_{EE} = \frac{i_{E1} + i_{E2}}{u_{BE}} = \frac{I_E}{V_{TH}} \cdot \zeta_{AC} X_B \cdot \coth(\zeta_{AC} X_B) + j\omega \cdot C_{JE} \quad (3.40)$$

Die komplexe Gleichung (3.40) lässt sich weiter vereinfachen. So wird üblicherweise das Verhältnis von Emitttergleichstrom und Thermospannung mit dem Diodenleitwert  $g_e$  abgekürzt. Des Weiteren ist die Diffusionslänge der Basis groß gegenüber der Basisschichtdicke. Dies gilt im Besonderen für Hochfrequenztransistoren mit geringen Basisdicken. Somit kann der Term  $\zeta_{AC} X_B$  durch Beziehung (3.41) angenähert werden.

$$\zeta_{AC} X_B \approx \sqrt{j \cdot \frac{2\omega}{\omega_0}} \quad (3.41)$$

mit

$$\omega_0 = \frac{2D_n}{X_B^2} = \frac{1}{\tau_B}$$

Wobei  $\tau_B$  die Basistransitzeit der Minoritätsladungsträger darstellt. Wendet man diese Näherung auf Gleichung (3.40) an, folgt :

$$y_{EE} \approx g_e \cdot \sqrt{j \frac{2\omega}{\omega_0}} \cdot \coth \sqrt{j \frac{2\omega}{\omega_0}} + j\omega \cdot C_{JE} \quad (3.42)$$

Bei normierter Auftragung ( $*1/g_e$ ) des ersten Terms aus Gleichung (3.42) über der ebenfalls normierten Kreisfrequenz  $\omega/\omega_0$  findet man für Frequenzen unterhalb von  $\omega_0$  einen Realteil von etwa 1 und einen linearen Verlauf des Imaginärteils mit dem Anstieg 2/3. Gleichung (3.42) lässt sich in diesem Fall weiter vereinfachen :

$$y_{EE} = g_e \cdot \left( 1 + j \frac{2\omega}{3\omega_0} \right) + j\omega \cdot C_{JE} \quad \text{für} \quad \omega < \omega_0 \quad (3.43)$$

### *Bestimmung von $y_{EC}$*

Die Rückwirkung  $y_{EC}$  ist als partielle Ableitung des Emittterstroms nach der Kollektor-Emittterspannung definiert. Eine Änderung von  $u_{CB}$  kann aufgrund des in Sperrpolung betriebenen Kollektor-Basisüberganges die Minoritätsträgerkonzentration am kollektorseitigen Ende nur unwesentlich ändern. Auch die definitionsgemäß konstant gehaltene Basis-Emittterspannung führt zu keiner Änderung der Minoritätsträgerkonzentration an der Emittterseite der Basis. Die mit Gleichung (3.35) berechnete Ladungsträgerverteilung in der Basis wird sich aufgrund der unveränderten Randbedingungen nicht ändern. Die Berechnungsvorschrift für den Emittterdriftstrom (Gl. (3.34)) ergibt keinen Diffusionsstromfluss und damit auch keine Rückwirkung der Kollektor-Emittter-Spannung auf den Emittterstrom. Die Argumentation der nicht veränderten Randbedingungen der Minoritätsladungsträger geht von einer unveränderten Basisweite aus. Diese wird jedoch durch Erhöhung oder Verringerung der

BC-Sperrschicht infolge einer Sperrspannungsänderung ebenfalls variiert. Eine Veränderung der Basisweite führt aufgrund des großen Ladungsträgergefälles zwischen Emitter- und Kollektorrand zu einer merklichen Änderung des Anstiegs und damit zu einem Diffusionsstrom. Dieses Phänomen wird als Early-Effekt bezeichnet. Der Early-Effekt kann jedoch bei Heterobipolartransistoren vernachlässigt werden, da die Basisdotierung im Allgemeinen wesentlich höher als die Kollektordotierung ist. Die Sperrschichtänderung wirkt sich demnach hauptsächlich auf das Kollektorgebiet aus und kann im angrenzenden Basisgebiet vernachlässigt werden. Ohne Early-Effekt folgt somit :

$$y_{EC} \approx 0 \quad (3.44)$$

### Bestimmung von $y_{CE}$

Die Steilheit in Basisschaltung berechnet sich aus der partiellen Ableitung des Kollektorstromes nach der Basis-Emitterspannung. Unter Verwendung der im Bild 3.18 eingezeichneten Ströme kann  $y_{CE}$  wie in Gleichung (3.45) gezeigt umgeformt werden.

$$y_{CE} = \left. \frac{i_C}{u_{BE}} \right|_{u_{CB}=0} = \left. \frac{i_C}{i_{CC}} \cdot \frac{i_{CC}}{u_{BE}} \right|_{u_{CB}=0} = \left. \frac{i_C}{i_{CC}} \cdot \frac{i_{CC}}{i_{E2}} \cdot \frac{i_{E2}}{u_{BE}} \right|_{u_{CB}=0} \quad (3.45)$$

Der erste Term des linken Ausdrucks in Gleichung (3.45) bildet das Verhältnis zwischen dem Kollektorstrom  $i_C$  und dem in die BC-Sperrschicht fließenden Driftstrom  $i_{CC}$ . Die konstant gehaltene CB-Spannung führt zu keinem zusätzlichen Stromfluss durch die Sperrschichtkapazität  $C_{JBC}$ . Der Kollektorstrom wird bei nicht vorhandener Lawinenmultiplikation im Sperrschichtgebiet somit ausschließlich vom verzögerten Strom  $i_{CC}$  gebildet. Einiger Rechenaufwand [14] führt zu der folgenden Beziehung :

$$\frac{i_C}{i_{CC}} = \frac{\sin\left(\frac{\omega \cdot \tau_m}{2}\right)}{\left(\frac{\omega \cdot \tau_m}{2}\right)} \cdot \exp\left(-j\omega \cdot \frac{\tau_m}{2}\right) \approx \exp\left(-j\omega \cdot \frac{\tau_m}{2}\right) \quad (3.46)$$

mit

$$\tau_m = \frac{X_{dep}}{v_{sat}}$$

Der zweite Term aus der Gleichung (3.45) wird als Basistransportfaktor  $\alpha_T$  bezeichnet. Er gibt das Verhältnis zwischen den ein- und ausfließenden Diffusionsströmen des Basisgebietes wieder. Unter Verwendung von Gleichung (3.34) berechnet sich  $\alpha_T$  aus :

$$\alpha_T = -\frac{i_{CC}}{i_{E2}} = -\frac{qD_n A_E \cdot \frac{d\tilde{n}}{dx} \Big|_{x=X_B}}{qD_n A_E \cdot \frac{d\tilde{n}}{dx} \Big|_{x=0}} = -\frac{\frac{d\tilde{n}}{dx} \Big|_{x=X_B}}{\frac{d\tilde{n}}{dx} \Big|_{x=0}} \quad (3.47)$$

Setzt man die Lösung (3.37) des Wechselanteils der Minoritätsträgerdichte ein, folgt :

$$\alpha_T = \frac{1}{\cosh(\zeta_{AC} X_B)} = \frac{1}{\cosh\left(X_B \cdot \sqrt{\frac{1 + j\omega \cdot \tau_n}{D_n \tau_n}}\right)} \quad (3.48)$$

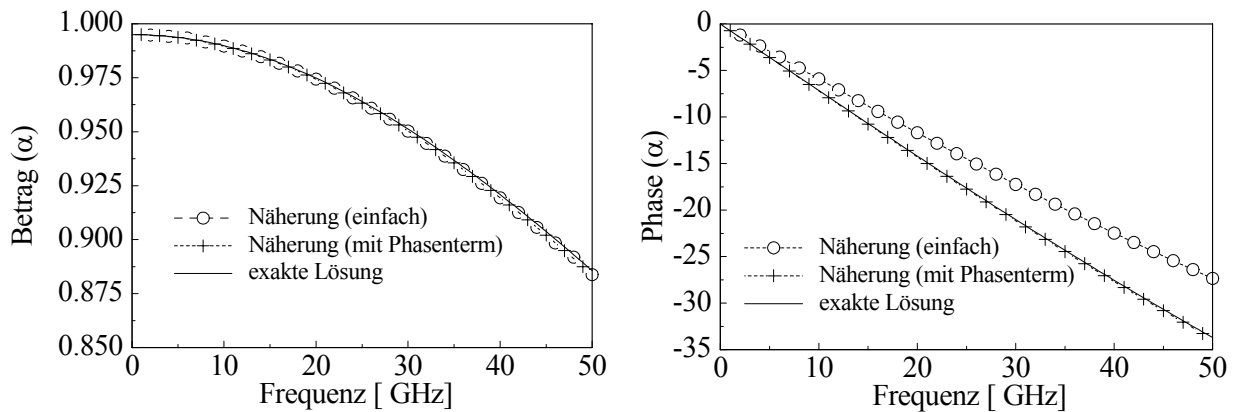
Für das komplexe Frequenzverhalten von Gleichung (3.48) existieren einige Näherungsbeziehungen. Eine häufig anzutreffende Näherung für den unteren Frequenzbereich ist in Gleichung (3.49) wiedergegeben.

$$\alpha_T \approx \frac{\alpha_{T0}}{1 + j \frac{\omega}{\omega_\alpha}} \quad \omega_\alpha = \frac{2.34 \cdot D_n}{X_B^2} \approx 1.2 \cdot \omega_0 = \frac{1.2}{\tau_B} \quad (3.49)$$

Eine auch für den oberen Frequenzbereich gültige Näherungsbeziehung [18] verringert die merklichen Abweichungen von (3.49) durch einen zusätzlichen Phasenterm :

$$\alpha_T \approx \frac{\alpha_{T0} \cdot \exp\left(-j \frac{\omega}{\omega_\alpha} \cdot m\right)}{1 + j \frac{\omega}{\omega_\alpha}} \quad m = 0.22 \quad (3.50)$$

Bild 3.19 zeigt die exakte Lösung (3.48) des Basistransportfaktors und stellt sie den Näherungsbeziehungen (3.49) und (3.50) gegenüber.



**Bild 3.19** exakter Basistransportfaktor und Näherungsbeziehungen  
(  $X_B = 100 \text{ nm}$ ,  $D_n = 25 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ,  $\tau_n = 0.4 \text{ nsec}$  )

Der Term des rechten Ausdrucks in Gleichung (3.45) wurde bereits für  $y_{EE}$  bestimmt und kann aus Gleichung (3.43) (erster Teil) angenähert werden. Die Steilheit in Basisschaltung berechnet sich unter Verwendung der Näherungsbeziehungen (3.50) (3.43) und (3.46) zu :

$$y_{CE} \approx -g_e \cdot \alpha_{T0} \cdot \exp\left(-j\omega \left[ \frac{m}{1.2} \cdot \tau_B + \frac{\tau_C}{2} \right]\right) \quad (3.51)$$

mit

$$m = 0.22 \text{ ( empirischer Faktor )}$$

$$\tau_B = \frac{X_B^2}{2 \cdot D_n} \quad \tau_C = \frac{X_{Dep}}{v_{sat}}$$

### Bestimmung von $y_{CC}$

Der Ausgangsleitwert  $y_{CC}$  ist als partielle Ableitung des Kollektorstromes nach der CB-Spannung bei konstant gehaltener BE-Spannung definiert. Unter Vernachlässigung des Early-Effektes bei HBTs kann der  $i_{C1}$  Anteil (vgl. Bild 3.18) des Kollektorstromes als konstant gelten. Eine CB-Spannungsänderung bedingt einen Lade- bzw. Entladestrom der CB-Sperrschichtkapazität. Der Betrag dieser Kapazität ist bei geringen Stromdichten durch Bestimmung der Sperrschichtweite  $X_{Dep}$  und Anwendung der Plattenkondensatornäherung wie folgt berechenbar.

$$C_{JC} = \frac{\varepsilon_s \cdot A_C}{X_{Dep}} \quad \text{mit} \quad X_{Dep} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{qN_C} \cdot (\Phi_{CB} + U_{CB})} \quad (3.52)$$

Für HBTs bestimmt sich der Ausgangsleitwert in Basisschaltung zu :

$$y_{CC} \approx j\omega \cdot C_{JC} \quad (3.53)$$

Die  $y$ -Parameter der Basisschaltung lauten zusammenfassend:

$$\begin{vmatrix} y_{EE} & y_{EC} \\ y_{CE} & y_{CC} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} g_e \cdot \left(1 + j\omega \frac{2 \cdot \tau_B}{3}\right) + j\omega \cdot C_{JE} & 0 \\ -g_e \cdot \alpha_{T0} \cdot \exp\left(-j\omega \cdot \left[\frac{m}{1.2} \cdot \tau_B + \frac{\tau_C}{2}\right]\right) & j\omega \cdot C_{JC} \end{vmatrix} \quad (3.54)$$

mit

$$\tau_B - \text{Basislaufzeit} = \frac{X_B^2}{2D_n} \quad \tau_C - \text{Kollektorlaufzeit} = \frac{X_{Dep}}{v_{sat}} \quad g_e = \frac{I_E}{V_{th}}$$

$$\alpha_{T0} = 1 - \frac{X_B^2}{2L_n^2}$$

$$m = 0.22 \text{ (empirischer Faktor)}$$

$$C_{JE} = \frac{\varepsilon_S \cdot A_E}{X_{Dep,E}(U_{BE})}$$

$$C_{JC} = \frac{\varepsilon_S \cdot A_C}{X_{Dep,C}(U_{CB})}$$

Aus den unter Gleichung (3.54) zusammengestellten y-Parametern der Basisschaltung ist nun ein physikalisch basiertes Ersatzschaltbild des intrinsischen HBT ableitbar. Der Aufbau des Netzwerkes geht dabei direkt aus den Bestimmungsgleichungen der y-Parameter hervor (vgl. Bild 3.20). Aus dem ersten Term von  $y_{EE}$ , kann der linear mit der Frequenz ansteigende Imaginärteil einer parallel zur Sperrschicht liegenden Diffusionskapazität zugeordnet werden. Diese Kapazität beschreibt die in der Basis gespeicherte Minoritätsträgerladung aufgrund der endlichen Driftzeit  $\tau_B$  der Elektronen durch das dort herrschende Ladungsträgergefälle.

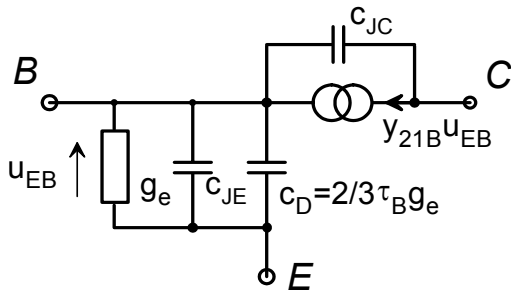


Bild 3.20 Ersatzschaltbild aus Gl. (3.54)

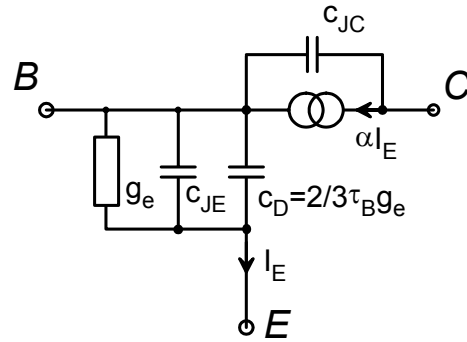


Bild 3.21 Ersatzschaltbild mit Stromsteuerung

Im Gegensatz zur im Ersatzschaltbild 3.20 verwendeten Spannungssteuerung wird im „T“-Ersatzschaltbild der Emitterstrom als Steuergröße des Kollektorstroms verwendet. Eine Umformung ist jedoch leicht möglich, wenn die in Bild 3.20 dargestellte Basis-Emitterspannung durch den Emitterstrom ausgedrückt wird. Der komplexe Stromsteuerfaktor  $\alpha$  des „T“-Ersatzschaltbildes (Bild 3.21) ergibt sich nach der Umformung zu :

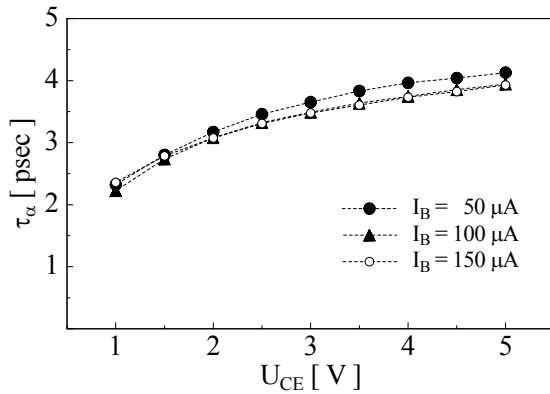
$$\alpha = \frac{\alpha_{T0} \cdot \exp(-j\omega \cdot \tau_\alpha)}{1 + j \frac{\omega}{\omega_\alpha}} \quad (3.55)$$

mit

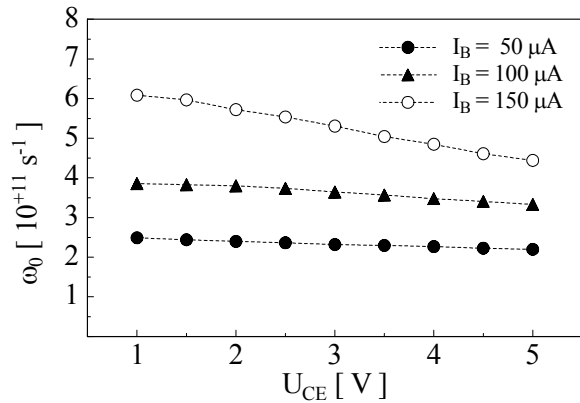
$$\tau_\alpha = \frac{m}{1.2} \cdot \tau_B + \frac{\tau_C}{2} \quad \omega_\alpha^{-1} = \frac{c_{JE}}{g_e} + \frac{2}{3} \cdot \tau_B \quad (3.56)$$

Der Ausdruck (3.55) entspricht genau dem des „T“-Ersatzschaltbildes aus Bild 3.1. Durch Koeffizientenvergleich beider Gleichungen sind nun der Phasenkonstante  $\tau_\alpha$  und der Betragsgrenzfrequenz  $\omega_\alpha$  ihre physikalischen Ursachen zugeordnet.

Im nachfolgenden Abschnitt wird die Arbeitspunktabhängigkeit der extrahierten Ersatzschaltbildelemente diskutiert. Unter Zuhilfenahme der gezeigten Verknüpfung von Ersatzschaltelement und seiner physikalischer Ursache, ist eine Verifizierung des verwendeten Extraktionsalgorithmus möglich.



**Bild 3.22**  $\alpha$ -Phasenparameter eines  $3 \times 30 \mu m^2$  HBT ( Messung )

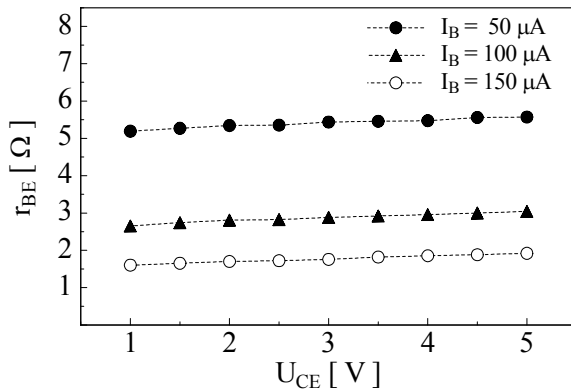


**Bild 3.23**  $|\alpha|$  Grenzfrequenz eines  $3 \times 30 \mu m^2$  HBT ( Messung )

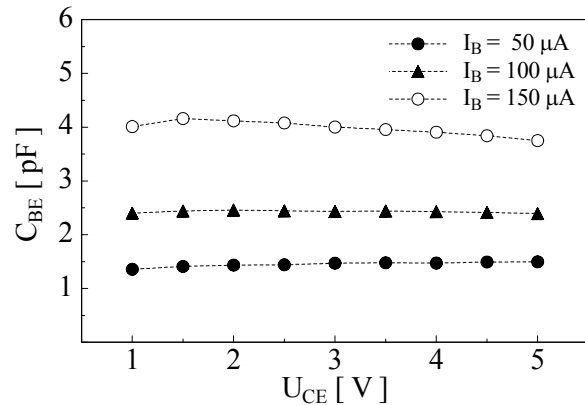
Der in Bild 3.22 dargestellte Phasenparameter der Stromverstärkung  $\alpha$  setzt sich aus der Basislaufzeit und der Kollektorlaufzeit zusammen (Gl. (3.56)). Die gewählten Stromdichten liegen unterhalb des Hochstrombereichs, somit ist keine Ausdehnung der Basis-Kollektorsperrschicht aufgrund des Kirkeffekts [22] zu erwarten. Ein Ansteigen der Kollektor-Emitterspannung bewirkt eine Vergrößerung der BC-Sperrspannung und damit eine Aufweitung der BC-Verarmungszone. Die Kollektorlaufzeit (vgl. Gl. (3.54)) erhöht sich linear mit ansteigender Sperrschichtweite. Wie in Gleichung (3.52) gezeigt, ist die Weite der Verarmungszone proportional zur Wurzel der anliegenden Sperrspannung. Aufgrund dieser Zusammenhänge wird die Kollektorlaufzeit und damit der Phasenparameter  $\tau_\alpha$  ebenfalls proportional zur Sperrschichtweite sein. Die Basislaufzeit zeigt eine quadratische Abhängigkeit von der Basisweite  $X_B$ . Aufgrund der höheren Dotierung der Basis gegenüber des Kollektors, ist eine Verringerung von  $X_B$  aufgrund des Early-Effektes vernachlässigbar. Die erwarteten Abhängigkeiten spiegeln sich im Kurvenverlauf aus Bild 3.22 wieder.

Die Grenzfrequenz  $\omega_\alpha$  berücksichtigt die Tiefpasscharakteristik des Basis-Emitter RC-Gliedes beim Übergang von Spannungs- zur Stromsteuerung ( $-y_{21}u_{BE} = \alpha i_E$ ) der Kollektorstromquelle im „T“-Ersatzschaltbild. Eine Erhöhung der RC-Zeitkonstante führt zur Verringerung von  $\omega_\alpha$ . Die in Gleichung (3.56) angegebene Zeitkonstante ist direkt zur Basislaufzeit und der BE-Sperrschichtkapazität proportional. Aus der Definition des BE-Leitwertes kann eine umgekehrte Proportionalität zum Kollektorstrom abgeleitet werden. Das erwartete Ansteigen von  $\omega_\alpha$  aufgrund des Kollektorstromes ist aus Bild 3.23 gut ersichtlich. Eine CE-Spannungsabhängigkeit von  $\omega_\alpha$  wird bei konstant angenommener Basisweite und unveränderter BE-Spannung ( $C_{JE} = \text{const}$ ) nicht erwartet.

Dies bestätigt sich bei den Basisströmen  $50\mu\text{A}$  und  $100\mu\text{A}$ . Der Abfall der Grenzfrequenz mit ansteigender CE-Spannung bei  $150\mu\text{A}$  Basisstrom weist auf einsetzende Hochstromeffekte hin. Die durch den Kollektorstrom zugeführte Ladung kompensiert dabei teilweise die der Donatoren. Mit einsetzendem Hochstrombereich geht die ursprüngliche n-Dotierung in p-Dotierung über. Es bildet sich zwischen Basis und Kollektor somit eine neutrale Zone, die als effektive Verlängerung der Basisweite aufgefasst werden kann. Diese Verlängerung hat eine Erhöhung der Basislaufzeit und damit eine Verringerung von  $\omega_\alpha$  zur Folge.



**Bild 3.24** differentieller BE-Widerstand eines  $3 \times 30\mu\text{m}^2$  HBT ( Messung )



**Bild 3.25** Basis-Emitter-Kapazität eines  $3 \times 30\mu\text{m}^2$  HBT ( Messung )

Die Kurven aus Bild 3.24 bestätigen die aus der Diodengleichung ableitbare Beziehung des differentiellen Widerstandes  $r_{BE}$  als Quotient von Thermospannung und Emitterstrom. Wie erwartet liegt keine Abhängigkeit von  $U_{CE}$  vor.

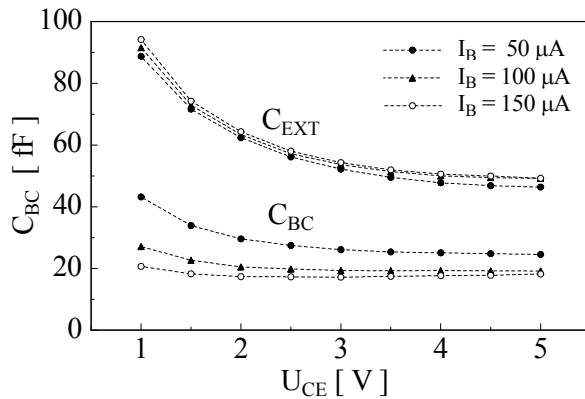
Die BE-Kapazität setzt sich aus der durch die Sperrschicht gebildete Kapazität  $C_{JE}$  und einer Diffusionskapazität zusammen. Der diffusionsbedingte Anteil berechnet sich dabei wie folgt :

$$C_D = \frac{2}{3} \cdot g_e \cdot \tau_B = \frac{2}{3} \cdot \frac{I_E}{V_{TH}} \cdot \frac{X_B^2}{2 \cdot D_n} \quad (3.57)$$

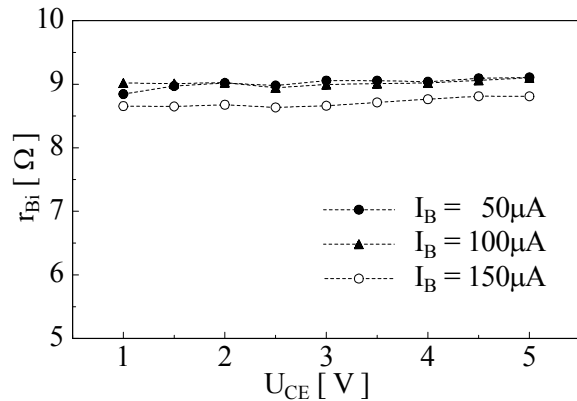
Aus Gleichung (3.57) folgt eine direkte Proportionalität zum Emitterstrom und zum Quadrat der Basisweite. Bei Vernachlässigung der Hochstromeffekte liegen keine  $U_{CE}$  Abhängigkeiten vor. Dies deckt sich weitgehend mit den extrahierten Werten für  $C_{BE}$  aus Bild 3.25.

Bild 3.26 zeigt die bestimmten Werte für die intrinsische BC-Kapazität  $C_{BC}$  der aktiven HBT-Zone und der externen Kapazität  $C_{EXT}$  der Mesostruktur. Aus Wertevergleich bei hohen  $U_{CE}$  Werten kann das Aufteilungsverhältnis von innerem zu äußerem Anteil mit etwa 1/3 ermittelt werden. Dies deckt sich weitgehend mit den Geometrieverhältnissen zwischen Emitter- und Basiskontakt der HBT-Mesostruktur.

Die  $U_{BC}$ -Abhängigkeit der Sperrschichtkapazität kann sehr gut an  $C_{EXT}$  beobachtet werden, da dieser Anteil nicht vom Kollektorstrom durchflossen wird. Eine Sperrspannungserhöhung weitet die Verarmungszone aus und verringert somit deren Kapazität. Die aus Kleinsignalparametern im Vorwärtsbetrieb gewonnenen Kapazitätswerte decken sich sehr gut mit den Werten der Sperrbetriebsmessung aus Bild 3.3.



**Bild 3.26 Basis-Kollektor Kapazität eines  $3 \times 30 \mu m^2$  HBT ( Messung )**



**Bild 3.27 Intrinsischer Basiswiderstand eines  $3 \times 30 \mu m^2$  HBT ( Messung )**

Auch die Kapazität der aktiven Basis-Kollektorschicht verhält sich bei Sperrspannungsänderungen analog zum externen Anteil  $C_{EXT}$ . Mit steigendem Stromfluss durch die aktive Schicht ist jedoch ein Kapazitätsabfall zu beobachten. Dieser erklärt sich, wie bereits bei der  $\alpha$ -Grenzfrequenz gezeigt, durch die Abnahme der effektiven Dotierung der Kollektorzone bei steigender Stromdichte. Die damit verbundene Aufweitung der Raumladungszone verringert entsprechend die intrinsische Sperrschichtkapazität.

Als letzten Parameter des „T“-Ersatzschaltbildes zeigt Bild 3.27 Werte für den intrinsischen Basiswiderstand. Dieser Anteil des Basiswiderstandes wird nur durch die unterhalb des Emitters liegende Basisschicht gebildet. Aufgrund des senkrecht zur Basisschicht fließenden Kollektorstroms kann nicht von einer gleichmäßigen Basisstromdichte ausgegangen werden. Vielmehr verringert sich der Basisstrom von seinem Maximalwert am Emitterrad bis zum vollständigen Erlöschen im Zentrum der aktiven Schicht. Diese Abnahme ist durch Injektion von Defektelektronen in die Emitterschicht und Rekombinationsprozesse innerhalb der Basis bedingt. Nimmt man eine lineare Abnahme des Basisstroms vom Emitterrad ( $x = 0$ ) zum Zentrum ( $x = W_E/2$ ) an, berechnet sich der intrinsische Basiswiderstand eines symmetrischen HBT nach [24, 25] zu :

$$R_{Bi} = \frac{1}{12} \cdot \frac{\rho_{Bi} \cdot W_E}{L_n \cdot X_B} = \frac{1}{12} \cdot R_{B1-B2} \quad (3.58)$$

Worin  $\rho_{Bi}$  der spezifische Widerstand der Basisschicht und  $W_E$  die Emitterbreite darstellt. Der aus den Technologiedaten zusammengesetzte Ausdruck (3.58) entspricht dabei dem lateralen Widerstand der intrinsischen Basisschicht. Bei vernachlässigbaren Kontaktwiderständen ist dieser Wert mit dem Gleichstromwiderstand zwischen beiden Basisanschlüssen identisch.

Wie aus Bild 3.27 ersichtlich, konnte der intrinsische Basiswiderstand mit etwa  $9 \Omega$  bestimmt werden. Es zeigt sich ein leichtes Absinken dieses Wertes bei höheren Basisströmen. Dieser Effekt wird durch die Emitterrandverdrängung [14] („current crowding“) hervorgerufen. Bei höheren Strömen ist die Stromverteilung in der Basis-

schicht nicht mehr homogen. Der durchflossene Bereich konzentriert sich dabei zunehmend auf die Emitterrandgebiete. Die Emitterrandverdrängung kann mit dem lateralen Spannungsabfall an  $R_{Bi}$  infolge des Basisstroms erklärt werden. Dieser Spannungsabfall bewirkt eine ortsabhängige Verringerung der BE-Spannung. Aufgrund der exponentiell von der Diodenspannung abhängigen Ladungsträgerinjektion vom Emitter in die Basis, verringert sich schon bei sehr kleinen Spannungsänderungen der Stromfluss deutlich. Diese Verdrängung des aktiven Bereiches in Richtung der Basisanschlüsse, erklärt den beobachteten Abfall des wirksamen intrinsischen Basiswiderstandes.



## 4 Großsignalmodellierung

### 4.1 Überblick

Das im vorangegangenen Abschnitt beschriebene Kleinsignalmodell stellt eine Linearisierung im anliegenden Arbeitspunkt dar. Verlässt man jedoch den Bereich der Kleinsignalaussteuerung oder sind nichtlineare Effekte von Interesse, ist die Verwendung des linearisierten Ersatzschaltbildes nicht mehr zulässig. Erst die Einführung des Großsignalmodells berücksichtigt die Arbeitspunktabhängigkeit der intrinsischen HBT Elemente und bildet somit die Basis für alle nichtlinearen Schaltungssimulationen. Bisher veröffentlichte HBT-Modelle sind größtenteils Modifizierungen von homojunction Bipolarmodellen die auf die grundlegenden Arbeiten von Ebers-Moll [19] oder aber Gummel-Poon [20] zurückgehen. Beim Ebers-Moll Modell handelt es sich in seiner ursprünglichen Form um ein reines Gleichstrommodell. Die Injektion von Ladungsträgern vom Emitter in die Basis wird dabei durch eine ideale Diode repräsentiert. Der Driftstrom der Minoritätsladungsträger in der Basis findet in Form einer durch den Diodenstrom gesteuerten Stromquelle zwischen Basis- und Kollektoranschluss Berücksichtigung. Schaltet man die Dioden und die gesteuerten Stromquellen für den Vorwärts- und Rückwärtsbetrieb zusammen, erhält man ein einfaches Modell, das bereits in der Lage ist alle vier möglichen Betriebsbereiche des Bipolartransistors zu beschreiben. Hochstromeffekte und nichtideale Diodenströme werden dabei jedoch nicht berücksichtigt. Hier leistet das auf dem Konzept der integralen Ladungssteuerung basierende Gummel-Poon-Modell Abhilfe. Durch Einführung einer normierten Basisladung kann in eleganter Weise direkt auf den Ausgangsstrom des Modells Einfluss genommen werden. Abweichungen vom idealen Transistorverhalten werden durch Rückführung auf eine Variation der Basisladung modelliert. Im Folgenden sollen die mit dem Gummel-Poon Gleichungen modellierbaren Effekte näher erläutert und auf Ihre Relevanz in HBTs untersucht werden.

#### *Early-Effekt* [21]

Dieser Effekt beschreibt das Ansteigen des Kollektorstromes bei zunehmender BC-Sperrspannung. Er äußert sich als leicht positiver Anstieg der Ausgangskennlinie, was einer Verringerung des Transistorausgangswiderstandes entspricht. Eine Erhöhung der Sperrspannung führt zu einer Ausdehnung der BC-Raumladungszone in den Kollektor- und Basisbereich. Dehnt sich diese Verarmungszone in die Basis aus, führt das zu einer effektiven Verringerung der Basisweite. Bei gleichbleibenden Minoritätsträgerdichten am Emitter- und Kollektorrand erhöht sich demzufolge das Gefälle der Minoritätsladungsträger in der Basis. Da der Kollektorstrom direkt proportional zu diesem Gefälle ist (Gl. (3.34)), steigt er entsprechend an. Im Modell wird diese Basisweitenmodulation durch die sogenannte Earlyspannung beschrieben. Aufgrund der beim HBT im Allgemeinen wesentlich höheren Dotierung der Basis gegenüber dem Kollektor, wirkt sich eine Sperrspannungserhöhung des BC-Übergang hauptsächlich als Ausdehnung der Raumladungszone in den Kollektor aus. Da die

Basisweite dabei weitgehend unverändert bleibt, ist der Early-Effekt in HBTs vernachlässigbar und wird in dieser Arbeit nicht berücksichtigt.

### *Kirk-Effekt* [22]

Der Kirkeffekt (engl. „Base-Pushout“) tritt bei hohen Kollektorstromdichten auf und äußert sich als Abfall der Stromverstärkung bei hohen Stromdichten. Die Ursache liegt wie beim Earlyeffekt in einer Änderung der Basisweite. Beim Kirkeffekt dehnt sich die Basis zunehmend in Richtung Kollektor aus. Diese Ausdehnung ist die Folge der negativen Ladungsinjektion des Elektronenstroms im Raumladungsgebiet. Aufgrund der allgemein geringeren Dotierung des Kollektorgebietes befindet sich die Raumladungszone weitgehend außerhalb des Basisgebietes. Die in der Kollektorverarmungszone vorhandene positive Ladung der ionisierten Donatoren wird bei hohen Stromdichten zunehmend neutralisiert. Übersteigt die Elektronenkonzentration schließlich die n-Dotierung des Kollektors, bildet sich eine neutrale Zone am Basisrand aus. Dieses neutrale Gebiet vergrößert die effektiv wirksame Basisweite und führt neben einer Erhöhung der Basislaufzeit (vgl. Gl.(3.51)) auch aufgrund des verringerten Ladungsträgergefälles in der Basisschicht zu einer Abnahme der Stromverstärkung. Eine Abschätzung der kritischen Stromdichte bei der die Kollektordotierung umschlägt kann mit der nachfolgenden Gleichung erfolgen :

$$J_C = N_C \cdot q \cdot v_{SAT} \quad (4.1)$$

Unter Annahme einer Sättigungsdriftgeschwindigkeit von etwa  $1.5 \times 10^7 \text{ cm/s}$  und einer Kollektordotierung von  $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  tritt dieser Effekt etwa ab  $5 \times 10^4 \text{ A/cm}^2$  auf. Bei den in dieser Arbeit verwendeten  $3 \times 30 \mu\text{m}^2$  HBTs beträgt der Kollektorstrom dann etwa 45mA. Obwohl dieser Wert aufgrund der konstant angenommenen Sättigungsdriftgeschwindigkeit in Gleichung (4.1) nur eine grobe Abschätzung darstellt, liegt er weit über den im Mischerdesign verwendeten Kollektorströmen ( $< 10 \text{ mA}$ ). Der Kirkeffekt bleibt aus diesem Grund im Großsignalmodell unberücksichtigt.

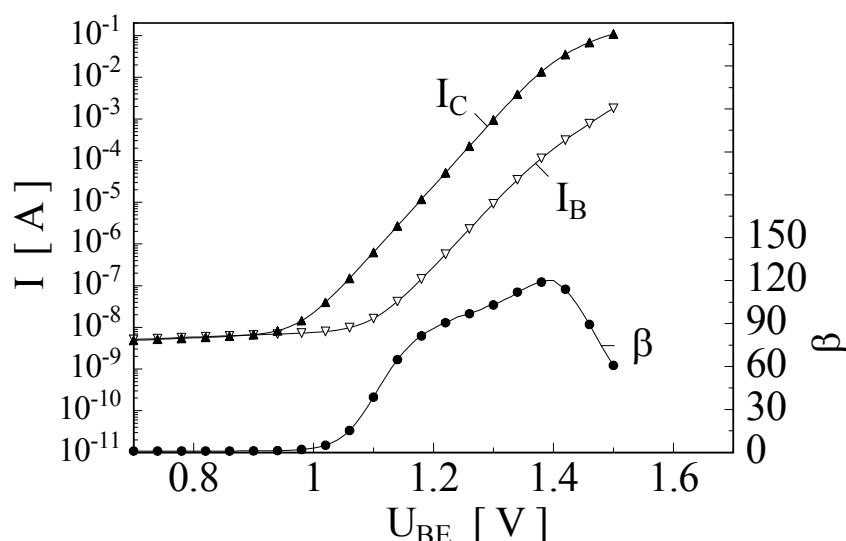
### *Webster-Effekt* [23]

Dieser Hochstromeffekt ist die Folge einer Minoritätsladungsträger-Überflutung der Basisschicht. Übersteigt die Konzentration der vom Emitter injizierten Elektronen die Basisgrunddotierung, erhöht sich die Rekombinationsrate in der Basis. Als Folge zeigt sich im Vorwärts-Gummelplot bei hohen Stromdichten ein verringertes Ansteigen des Kollektorstromes. Der Anstieg im Hochstrombereich kann mit einem Idealitätsfaktor von etwa 2 modelliert werden. Im Gummel-Poon Modell bestimmen die Parameter  $I_{KF}$  und  $I_{KR}$  den Einsatzpunkt für den Webster-Effekt im Vor- und Rückwärtsbetrieb des Transistors. Ersetzt man in Gleichung (4.1) die Kollektordotierung durch die um zwei Größenordnungen höheren Basisdotierung ( $4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) wird deutlich, dass der Webstereffekt weit oberhalb des Kirk-Effektes einsetzt. Aufgrund der hoch dotierten Basisschicht tritt der Webster-Effekt bei HBT Transistoren praktisch nicht auf.

Die im Gummel-Poon Modell implementierten Hochstromeffekte finden bei der HBT-Modellierung in dieser Arbeit aus den genannten Gründen keine Anwendung.

Aufgrund der auf homojunction Bipolartransistoren zugeschnittenen Modellierung der Stromverstärkung ist das Gummel-Poon Modell nicht direkt auf Heterobipolartransistoren anwendbar. Im Modell werden dabei drei Teilbereiche unterschieden. Bei sehr kleinen Kollektorströmen erfolgt zunächst ein Ansteigen der Stromverstärkung. In diesem Arbeitsbereich überwiegt beim Bipolartransistor die Raumladungsrekombination innerhalb der Emittersperrschicht. Gegenüber dem Kollektorinjektionsstrom mit einem Idealitätsfaktor von  $N_C = 1$ , kann die Raumladungsrekombination durch  $N_{RS} = 2$  beschrieben werden. Somit steigt der Kollektorstrom mit zunehmendem  $U_{BE}$  stärker als der Basisstrom an. Bei weiterer Erhöhung der BE-Spannung bleibt die Stromverstärkung zunächst konstant. Der Basisstrom wird hier vor allem durch die Injektion von Defektelektronen in den Emitter und Rekombinationsströmen im Basisvolumen dominiert. Beide Stromanteile lassen sich mit einem Idealitätsfaktor von  $N_{RE} = N_{RB} = N_C = 1$  beschreiben. Im dritten Bereich erfolgt infolge der genannten Hochstromeffekte ein Abfall der Stromverstärkung.

Bei Heterobipolartransistoren wird durch den BE-Heteroübergang die Injektion von Defektelektronen von der Basis in den Emitter stark unterdrückt. Somit wird der Basisstrom weitgehend durch Oberflächen- oder Volumenrekombination in der BE-Raumladungszone gebildet. Bei kleinen Stromdichten dominieren Leckströme. Im Bereich mittlerer Stromdichten findet man im Gummelplot einen gleichbleibenden Anstieg des Basisstromes. Aufgrund unterschiedlicher Steigungen von Basis- und Kollektorstrom ist die Stromverstärkung nicht konstant. Bild 4.1 zeigt typische Gummelplots und den Verlauf der Stromverstärkung eines  $3 \times 30 \mu\text{m}^2$  HBT im Vorwärtsbetrieb



**Bild 4.1** typische Gummelplot-Messung im Vorwärtsbetrieb eines  $3 \times 30 \mu\text{m}^2$  AlGaAs-HBT

Der in Bild 4.1 bei höheren Stromdichten zu beobachtende geringere Anstieg kann dem zunehmenden Spannungsabfall an den Anschlusswiderständen ( $R_E$ ,  $R_B$ ), der Temperaturerhöhung aufgrund steigender Verlustleistung und Hochstromeffekten zugeschrieben werden.

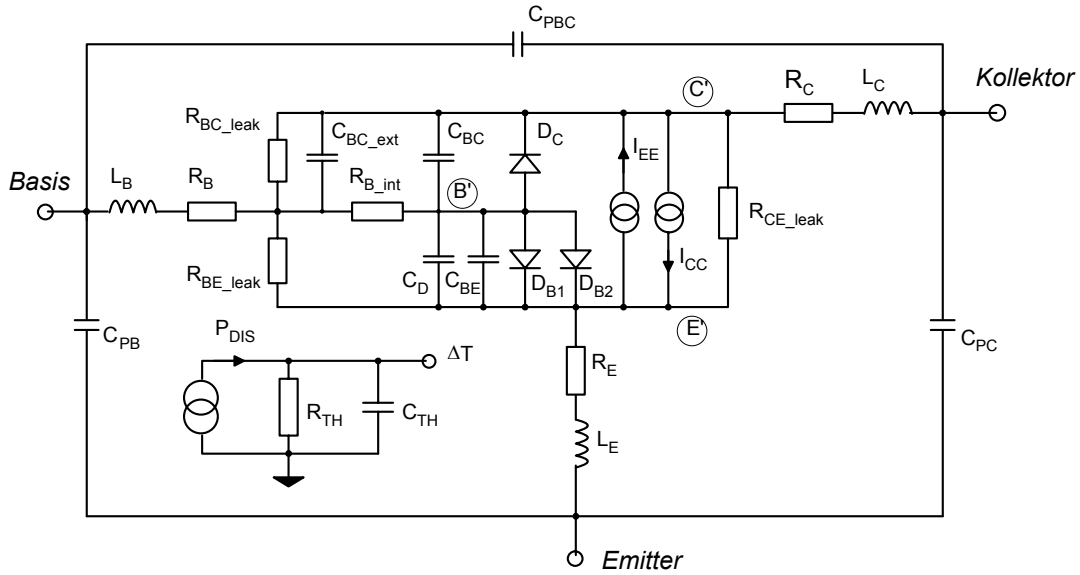
## 4.2 Modifiziertes Ebers-Moll-Modell

Infolge der genannten Problematik des Gummel-Poon Modells für die Anwendung bei HBTs wurde ein erweitertes Ebers-Moll-Modell in dieser Arbeit verwendet.

Das von Ebers und Moll bereits 1954 veröffentlichte Großsignalmodell ist ein reines Gleichstrommodell. Es geht von einer konstanten Stromverstärkung über den gesamten Transistorarbeitsbereich aus und verknüpft damit direkt den Kollektorstrom mit dem Basisstrom. Da aber der Basisstrom beim Heterobipolartransistor weitgehend von Oberflächen- und Volumenrekombinationseffekten dominiert wird, ist eine lineare Abhängigkeit vom Kollektorstrom durch eine konstante Stromverstärkung nicht mehr ausreichend. Ausweg bietet hier die Verwendung von zusätzlichen Dioden. Wie in [26] gezeigt, können durch Rekombinationsprozesse verursachte Basisströme auch in Form einer Diodengleichung, wie sie bereits für Injektionsströme verwendet wird, modelliert werden. Bei entsprechender Wahl von Idealitätsfaktor und Sättigungsstrom dieser zu den pn-Übergängen parallelgeschalteten Dioden, kann im Modell den verschiedenen Anteilen des Basisstroms Rechnung getragen werden. In Veröffentlichungen von Grossman und Chroma [27] kommen allein für den Basis-Emitter-Übergang fünf Dioden zum Einsatz. Bei einer derartigen Modellkomplexität sind die benötigten Modellparameter nicht mehr allein durch Messungen zugänglich, sondern erfordern detaillierte Prozesskenntnisse. Es hat sich jedoch gezeigt [28], dass mitunter schon zwei parallelgeschaltete Dioden für eine Beschreibung des Basisstromes völlig ausreichend sind. Aus Bild 4.2 kann der Aufbau des modifizierten Großsignalmodells entnommen werden. Die Dioden  $D_{B1}$  und  $D_{B2}$  bilden darin den Basisstrom im Vorwärtsbetrieb des Transistors nach. Analog zum Ebers-Moll-Modell ist der Strom durch  $D_{B1}$  direkt mit dem Kollektorstrom über einen Stromverstärkungsparameter verknüpft. Die zweite BE-Diode  $D_{B2}$  dient der Beschreibung von Volumen- und Oberflächenrekombinationen im Raumladungsgebiet, die sich durch einen vom Kollektorstrom abweichenden Anstieg des Basisstromes im Gummelplot bemerkbar machen. Würde der Basisstrom ausschließlich durch die Rekombination im BE-Raumladungsvolumen verursacht werden, könnte mit dem Shockley-Read-Hall Rekombinationsmodell [29] ein Idealitätsfaktor von  $N_{SRH} = 2$  für die äquivalente Modelldiode abgeleitet werden. Bei nicht vorhandener Volumenrekombination ergibt sich ein Idealitätsfaktor von Eins. Durch Wahl des Idealitätsfaktors zwischen diesen beiden Grenzwerten lässt sich der Basisstromanstieg nachbilden.

Im Rückwärtsbetrieb von Heterobipolartransistoren ergibt sich infolge der gegenüber dem Kollektor wesentlich höheren Basisdotierung eine Stromverstärkung kleiner Eins. Der mit dem Emitterstrom verknüpfte Anteil des Basisstromes fand im Modell somit keine Berücksichtigung. Die Modellierung des Basisstromes für diesen Betriebsfall erfolgt ausschließlich durch die vom Emitterstrom entkoppelte Diode  $D_C$ .

Für die Modellierung der Kollektor- und Emitterströme bei Heterobipolartransistoren ohne Leitungsbanddiskontinuität (Spike) des Basis-Emitterüberganges behalten die Gleichungen von Bipolartransistoren ohne Heteroübergang ihre Gültigkeit [30]. In dieser Arbeit werden ausschließlich Transistoren mit geglättetem Heteroübergang verwendet. Durch schrittweise Erhöhung des Aluminiumanteils („grading“) erreicht man eine weitgehende Unterdrückung der Leitungsbandspitze, die sich bei



**Bild 4.2** Großsignalersatzschaltbild mit thermischer Ersatzschaltung

einer abrupten Änderung des Bandabstandes zwischen GaAs (1.42eV) und  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  (1.8eV für  $x = 0.3$ ) einstellen würde.

Die Modellierungsgleichungen für die intrinsischen Gleichströme lauten:

$$I_{CC} = I_{SCC} \cdot \left( \exp\left( \frac{U_{B'E'}}{N_{CC} \cdot V_{TH}} \right) - 1 \right) \quad (4.2)$$

$$I_{EE} = I_{SEE} \cdot \left( \exp\left( \frac{U_{B'C'}}{N_{EE} \cdot V_{TH}} \right) - 1 \right) \quad (4.3)$$

$$I_B = \underbrace{\frac{I_{CC}}{\beta_F}}_{D_{B1}} + \underbrace{I_{SBE} \cdot \left( \exp\left( \frac{U_{B'E'}}{N_{BE} \cdot V_{TH}} \right) - 1 \right)}_{D_{B2}} + \underbrace{I_{SBC} \cdot \left( \exp\left( \frac{U_{B'C'}}{N_{BC} \cdot V_{TH}} \right) - 1 \right)}_{D_C} \quad (4.4)$$

Aus den Gleichungen (4.2) bis (4.4) wird deutlich, dass die Ströme infolge der Thermospannung  $V_{TH}$  eine erhebliche Temperaturabhängigkeit aufweisen. Neben der Thermospannung weisen auch die Sättigungsströme  $I_{SCC}$ ,  $I_{SEE}$ ,  $I_{SBE}$  und  $I_{SBC}$  Temperaturabhängigkeiten auf. Diese werden im Modell durch eine empirische Gleichung mit den Modellparametern  $U_G$  und  $I_{S0}$  berücksichtigt [31] :

$$I_S(T) = I_{S0} \cdot \exp\left( \frac{U_G \cdot q}{k} \cdot \left[ \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right] \right) \quad (4.5)$$

In Gleichung (4.5) erfolgt eine Normierung auf eine Bezugstemperatur  $T_0$ . Dies ist wichtig um Konvergenzprobleme aufgrund von zu großen Exponenten zu vermeiden. Dem Parameter der Stromverstärkung  $\beta_F$  konnte eine lineare Temperaturabhängigkeit zugeordnet werden :

$$\beta_F = \beta_0 + \beta_T \cdot (T - T_0) \quad (4.6)$$

Dabei entspricht  $\beta_0$  der Stromverstärkung bei der Bezugstemperatur  $T_0$  und  $\beta_T$  dem Temperaturkoeffizienten. Die Temperaturabhängigkeit des Idealitätsfaktors  $N_{BE}$  wird durch die Geradengleichung (4.7) angenähert. Für die Idealitätsfaktoren  $N_{CC}$ ,  $N_{EE}$ , sowie  $N_{BC}$  war keine Temperaturabhängigkeit nachweisbar.

$$N_{BE} = N_{BE0} + N_{BET} \cdot (T - T_0) \quad (4.7)$$

In den Gleichungen (4.2) und (4.3) werden keine Leckströme berücksichtigt. Leckströme sind auf Oberflächen- und Volumeneffekte zurückzuführen, die sich besonders bei kleinen Basisströmen bemerkbar machen. Prozessbedingte Verunreinigungen und Störstellen im Kristallgitter führen zu einer endlichen Leitfähigkeit zwischen den Transistorports. In [32] zeigen Untersuchungen des Leckstromverhaltens an AlGaAs-Feldeffekttransistoren eine starke Abhängigkeit sowohl von der Temperatur als auch vom Aluminiumgehalt des Halbleiters. Durch Auswertung der Arrhenius-Plots konnte die ermittelte Aktivierungsenergie Donator-Komplex Zentren zugeordnet werden. Dabei handelt es sich um einen Störstellenkomplex, der durch Wechselwirkungen zwischen den Aluminiumatomen und den Dotieratomen (Si) hervorgerufen wird [33]. Aufgrund dieser Wechselwirkung bilden sich tiefe Störstellen im Kristallgitter aus, die schließlich zu den beobachteten temperaturabhängigen Leckströmen führen.

Eine Modellierung der Leckströme erfolgt durch die Parallelschaltung der externen Widerstände  $R_{BE\_leak}$ ,  $R_{BC\_leak}$  und  $R_{CE\_leak}$  (vgl. Bild 4.2). Die Temperaturabhängigkeit dieser Leckwiderstände wird im Modell durch die folgende empirische Beziehung berücksichtigt :

$$R_{leak} = R_0 \cdot \exp(a \cdot (T_0 - T)) \quad (4.8)$$

Die Temperatur ist ein wesentlicher Parameter des Großsignalmodells. Die im Modell verwendete Sperrschichttemperatur kann bei GaAs-basierten HBTs nicht mit der Umgebungstemperatur gleichgesetzt werden. Dies ist durch die geringe Wärmeleitfähigkeit von GaAs bedingt. Vergleicht man den Thermischen Widerstand von Siliziumtransistoren mit dem von GaAs-basierten Transistoren, besitzt der GaAs-Transistor einen etwa dreimal höheren thermischer Widerstand als ein gleichaufgebaute Siliziumtransistor. Die Verlustleistung und damit die Transistortemperatur wird hauptsächlich durch den Arbeitspunkt bestimmt. Bei anliegender Signalleistung ergibt sich ein mit der Signalfrequenz ändernder Verlustleistungsanteil. Die Transistortemperatur hängt somit auch von der Signalaussteuerung ab. Erfolgt die Aussteuerung mit relativ niedrigen Frequenzen, kann die Schichttemperatur direkt der Verlustleistung folgen. Bei höherfrequenten Signalen ist dies aufgrund des mit einer

gewissen Zeitkonstante verbundenen Wärmeabflusses nicht mehr möglich. Es existiert somit eine Grenzfrequenz, ab der sich nur noch ein mittlerer Temperaturwert einstellen wird. Die thermische Zeitkonstante von GaAs-HBTs liegt in der Größenordnung von einigen hundert Nanosekunden [34]. Ab etwa 10MHz wird sich demnach eine mittlere Sperrschichttemperatur einstellen. Die Modellierung der Transistor-Selbsterwärmung erfolgt unter Zuhilfenahme eines thermisches Ersatzschaltbildes. Ersetzt man die Verlustleistung durch eine äquivalente Stromquelle, so ist aus der Wärmeleitungsgleichung ersichtlich, dass ein durch diesen Ersatzstrom verursachter Spannungsabfall am Widerstand  $R_{TH}$  gerade der gesuchten Temperaturerhöhung  $\Delta T$  entspricht. Die Berücksichtigung der thermische Zeitkonstante kann durch Parallelschaltung einer Kapazität  $C_{TH}$  zum Widerstand  $R_{TH}$  erfolgen (vgl. Bild 4.2).

Die zur Modifizierung der Modellparameter benötigte Sperrschichttemperatur ergibt sich durch Addition der Temperaturerhöhung  $\Delta T$  mit der Umgebungstemperatur  $T_0$ . Haben sich die Parameter des Großsignalmodells entsprechend eingestellt, ändern sich die Ströme und damit wiederum die Temperatur. Der stationäre Zustand muss demnach durch einen Iterationsprozess berechnet werden.

Neben den bisher genannten Parametern zur Beschreibung des Gleichstrommodells wird das dynamische Verhalten durch intrinsische Kapazitäten erfasst. Die Spannungsabhängigkeit der BE- und BC-Sperrschichtkapazitäten ( $C_{BE}$ ,  $C_{BC}$ ,  $C_{BC\_ext}$ ) kann mit einer empirischen Gleichung angenähert werden :

$$C(U) = \begin{cases} \frac{C_0}{\left(1 - \frac{U}{V_J}\right)^M} & \text{für } U < f_x \cdot V_J \\ \frac{C_0}{(1-f_x)^M} \cdot \left[ \frac{M}{V_J \cdot (1-f_x)} \cdot (U - f_x \cdot V_J) + 1 \right] & \text{für } U \geq f_x \cdot V_J \end{cases} \quad (4.9)$$

$$f_x = 0.8$$

Die aus Messungen im Sperrbetrieb bestimmten Kapazitätsverläufe aus Bild 3.3 sind durch Variation der Fit-Parameter  $V_J$  und  $M$  unter Zuhilfenahme eines Optimierungsalgorithmus gewählt worden. Die BC-Sperrschichtkapazität muss infolge der HBT-Mesastruktur in einen intrinsischen ( $C_{BC}$ ) und einen extrinsischen ( $C_{BC\_ext}$ ) Anteil unterteilt werden. Der Parameter  $X_{BC}$  legt die Kapazitätsverteilung fest :

$$C_{BC} = X_{BC} \cdot C_{BC\_GES} \quad C_{BC\_EXT} = (1 - X_{BC}) \cdot C_{BC\_GES} \quad (4.10)$$

Die endliche Laufzeit von bewegten Ladungsträgern durch den Transistor führt zu einer Ladungsansammlung. Abrupten Änderungen der Steuerspannung folgt der Strom aufgrund der Ladungsträgerlaufzeit erst mit einer gewissen Verzögerung. Dieses Verhalten wird durch eine Diffusionskapazität parallel zur BE-Diode modelliert. Mathematisch wird die Diffusionskapazität als Ableitung der Minoritätsladung im

quasineutralen Emitter- und Basisgebiet nach der BE-Spannung beschrieben. Unter Verwendung der Transitzeit  $\tau_F$  berechnet sich die Diffusionskapazität zu :

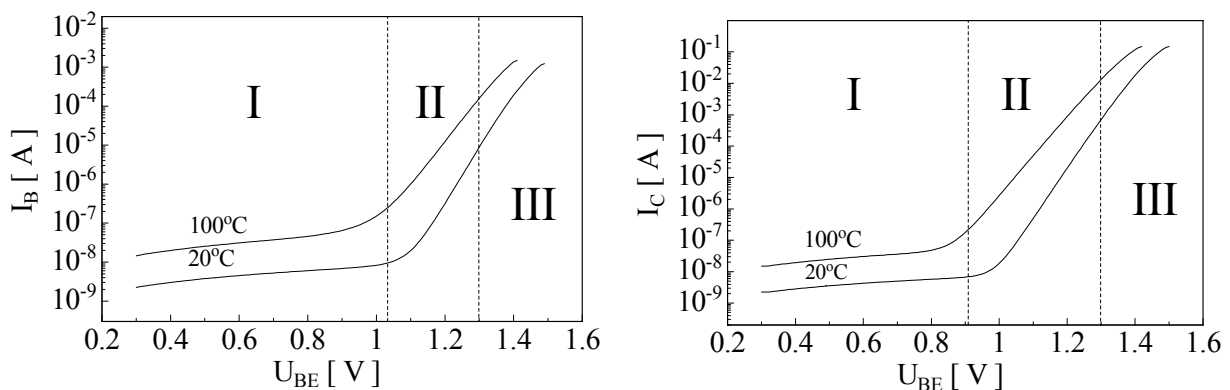
$$C_D = \tau_F \cdot \left( \frac{dI_{CC}}{dU_{BE}} \right) \quad (4.11)$$

Die arbeitspunktunabhängigen extrinsischen Elemente der Anschlussgeometrie wurden bereits in Abschnitt 3.2 bestimmt. Der intrinsische Basiswiderstand  $R_{B\_int}$  ist identisch mit  $r_{Bi}$  des Kleinsignalersatzschaltbildes (vgl. Bild 3.1). Wie Abschnitt 3.5 zeigt, kann nur bei großen Basisströmen ein leichtes Absinken von  $r_{Bi}$  (vgl. Bild 3.27) beobachtet werden. Im Großsignalmodell wird für den inneren Basiswiderstand  $R_{B\_int}$  ein konstanter Wert verwendet.

## 4.3 Parameterextraktion des Gleichstrommodells

### 4.3.1 Vorwärtsgummelplot

Zur Bestimmung der Gleichstromparameter werden die Gummelplots aufgenommen. Dazu wird beim Vorwärtsgummelplot zwischen Basis und Emitter die Spannung  $U_{BE}$  angelegt und der Basis- und Kollektorstrom gemessen. Wie aus den Gleichungen (4.2) bis (4.4) hervorgeht, sind die Stromanteile des Rückwärtsbetriebes vernachlässigbar, wenn die Spannung  $U_{BC}$  zu Null gesetzt wird. Basis- und Kollektoranschluss befinden sich somit auf demselben Potential. Bild 4.3 zeigt typische Gummelplots eines  $3 \times 30 \mu m^2$  GaAs-HBT. Infolge der halblogarithmischen Auftragung der gemessenen Ströme über der Spannung  $U_{BE}$  ergeben sich bei Vernachlässigung von nichtidealen Effekten Geraden. Aus den Anstiegen und den Achsenschnittpunkten dieser Geraden erhält man die Idealitätsfaktoren und Sättigungsströme der Modellierungsgleichungen. Die Temperaturabhängigkeit der Gleichstromparameter ist aus Messungen bei unterschiedlichen Substrattemperaturen ermittelbar.



**Bild 4.3** gemessene Vorwärtsgummelplots eines  $3 \times 30 \mu m^2$  HBT bei 20°C und 100°C Substrattemperatur

In den Gummelplots aus Bild 4.3 sind jeweils 3 Bereiche unterscheidbar :

- I.) Leckstrombereich
- II.) Extraktionsbereich der Idealitätsfaktoren und Sättigungsströme
- III.) Hochstrombereich

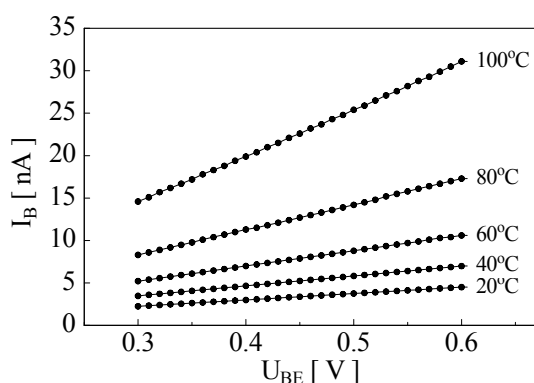
Im I. Bereich überwiegen Leckströme den Basis- und Kollektorstrom. Trägt man diese über der angelegten Spannung  $U_{BE}$  auf, ergeben sich Geraden (Bild 4.4a). Aus dem Geradenanstieg ist der Wert für einen äquivalenten Parallelwiderstand ablesbar. Aus Messungen bei Substrattemperaturen im Bereich 20°C bis 100°C kann ein exponentielles Ansteigen des Leckstromes mit steigender Temperatur beobachtet werden. Die Parameter zur Beschreibung der Temperaturabhängigkeit aus Gleichung (4.7) werden durch halblogarithmische Auftragung des Leckstromwiderstandes über der Substrattemperatur bestimmt (vgl. Bild 4.4b).

Es ergeben sich folgende Werte :

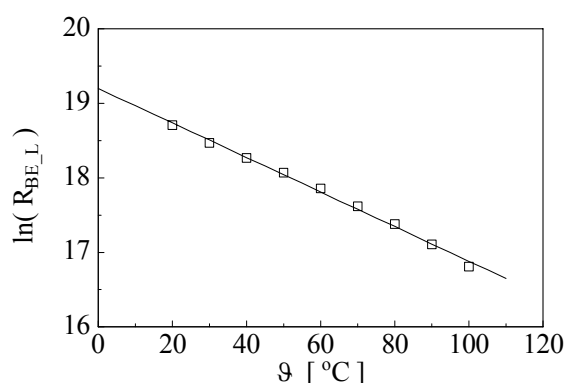
| $R_{BE0} (T_0 = 20^\circ\text{C})$ | $a_{BE}$  | $R_{CE0} (T_0 = 20^\circ\text{C})$ | $a_{CE}$  |
|------------------------------------|-----------|------------------------------------|-----------|
| 1.369e+8                           | -22.95e-3 | 1.434e+8                           | -23.31e-3 |

Im mittleren Strombereich des Gummelplots ist ein linearer Kurvenverlauf erkennbar. Die halb-logarithmische Auftragung des Stromes wird mit der exponentiellen Strom-Spannungscharakteristik der Modellgleichungen (4.2) bis (4.4) beschrieben. Der Idealitätsfaktor  $N_{CC}$  und der Sättigungsstrom  $I_{SCC}$  des Kollektorstromes kann aus dem Geradenanstieg im Gummelplot und dem Schnittpunkt der Tangente mit der y-Achse bestimmt werden. Um den Bereich mit konstanten Anstieg besser lokalisieren zu können, ist es hilfreich, zunächst die Ableitung des logarithmierten Stromes aufzutragen (Bild 4.5b).

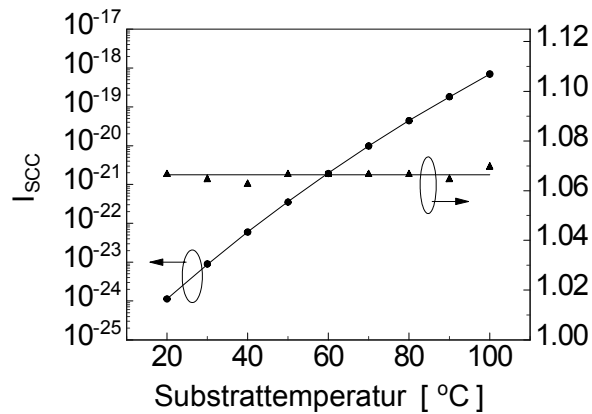
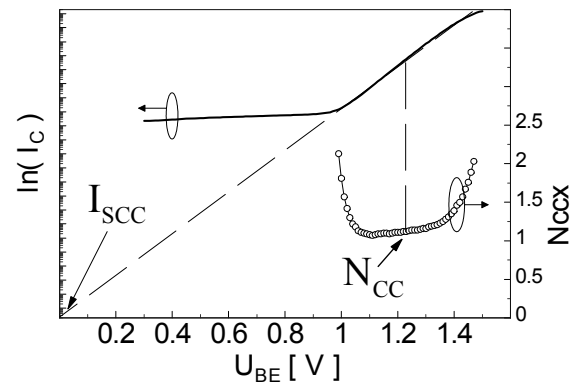
Unter Zuhilfenahme der Gummelplots bei unterschiedlichen Substrattemperaturen erhält man die in Bild 4.5a dargestellte Temperaturcharakteristik der Modellparameter  $I_{SCC}$  und  $N_{CC}$ . Nach Auftragung des natürlichen Logarithmus vom Sättigungsstrom über der Substrattemperatur, kann der Modellparameter  $U_g$  (Gl (4.5)) aus dem Anstieg der sich ergebenden Gerade direkt abgelesen werden. Der Wert für  $I_{S0}$  in Gleichung (4.5) entspricht dem Sättigungsstrom bei der Bezugstemperatur  $T_0$ .



**Bild 4.4a** Basis-Leckströme für verschiedene Substrattemperaturen eines  $3 \times 30 \mu\text{m}^2$  HBT ( Messung )



**Bild 4.4b** Temperaturabhängigkeit des  $R_{BE}$  Leckpfadwiderstandes eines  $3 \times 30 \mu\text{m}^2$  HBT ( Messung )

Bild 4.5a  $I_{SCC} = \text{Fkt } (\vartheta)$  /  $N_{CC} = \text{Fkt } (\vartheta)$ Bild 4.5b Graphische Bestimmung von  $I_{SCC}$  und  $N_{CC}$ 

Für den Idealitätsfaktor konnte keine Temperaturabhängigkeit festgestellt werden. Die Modellparameter des Kollektorstromes lauten :  
( $3 \times 30 \mu\text{m}^2$  HBT)

| $I_{SCC\_T0}$ | $U_{gBC}$ | $N_{CC}$ |
|---------------|-----------|----------|
| 1.123e-24     | 1.57216   | 1.067    |

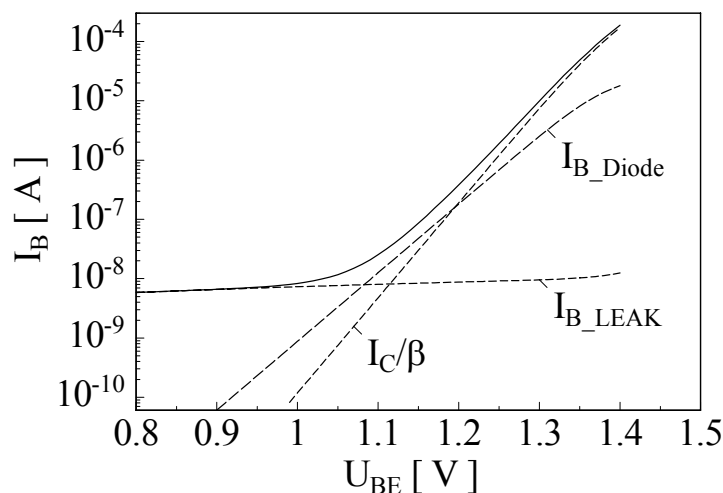
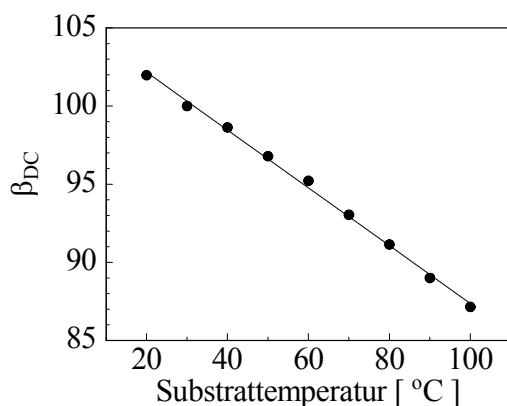


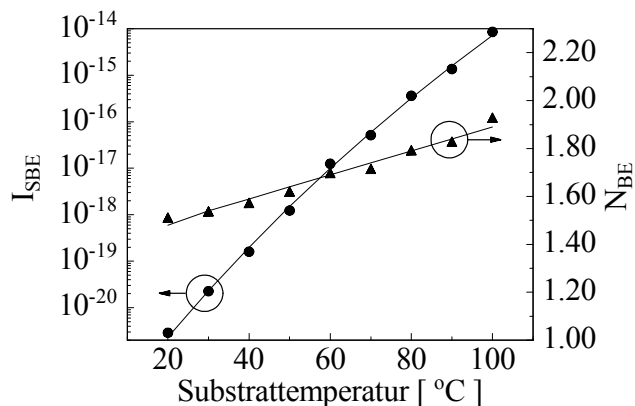
Bild 4.6 Zusammensetzung des Basisstromes im Vorwärtsgummelplot

Der Verlauf des Basisstroms im Vorwärtsbetrieb wird im Großsignalmodell durch die Komponenten  $D_{B1}$  und  $D_{B2}$  der Gleichung (4.4) nachgebildet. Der erste Term ( $D_{B1}$ ) ist dabei direkt mit der Stromverstärkung  $\beta$  an den Kollektorstrom gekoppelt. Die Steigung im halblogarithmischen Gummelplot entspricht somit genau dem des Kollektorstroms. Der Wert der Stromverstärkung wurde bei einem Kollektorstrom von 100mA abgelesen. Die lineare Abhängigkeit der Stromverstärkung von der Substrattemperatur (vgl. Bild 4.7a) wird durch die einfache Geradengleichung (4.6) modelliert. Der zweite Term ( $D_{B2}$ ) stellt einen zusätzlichen Freiheitsgrad zur Nachbildung des Basisstromsverlaufes dar. Nach Abzug des an den Kollektorstrom gekoppelten Anteils können die Parameter  $N_{BE}$  und  $I_{SBE}$  mit den bereits beim Kollektorstrom verwendeten

Methoden gefunden werden. Der Idealitätsfaktor  $N_{BE}$  steigt im Gegensatz zum konstanten Kollektorstromparameter  $N_{CC}$  linear mit der Substrattemperatur an und wird durch die Gleichung (4.7) nachgebildet.



**Bild 4.7a** Temperaturabhängigkeit der Gleichstromverstärkung



**Bild 4.7b**  $I_{SBE} = \text{Fkt}(\Theta)$  /  $N_{BE} = \text{Fkt}(\Theta)$

Die Modellparameter des Basisstromes in Vorwärtsbetrieb lauten (  $3 \times 30 \mu\text{m}^2$  HBT ) :

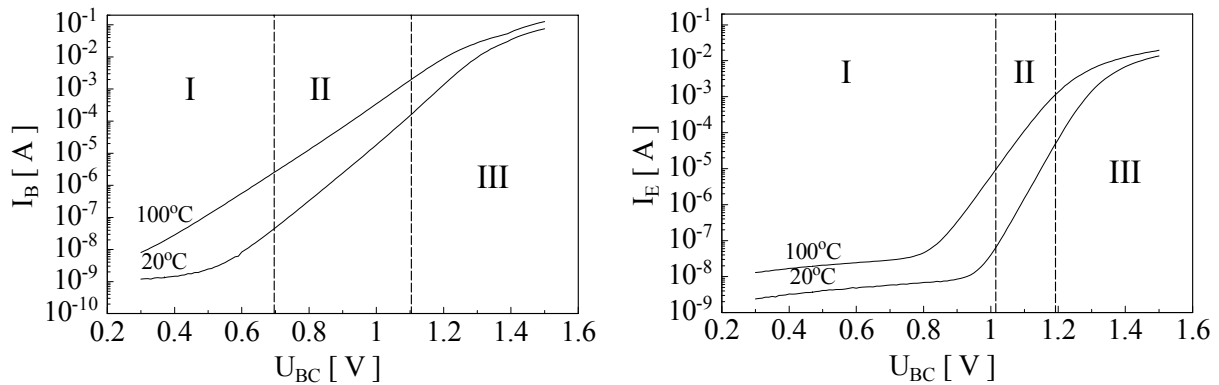
| $\beta$ | $\beta_T$ | $I_{SBE}$ | $U_{gBE}$ | $N_{BE0}$ | $N_{BET}$ |
|---------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| 106     | -0.185    | 2.315e-21 | 1.764     | 1.485     | 0.0051    |

Im III. Bereich des Vorwärtsgummelplot ist ein verringertes Ansteigen der Ströme zu erkennen. Dieses Verhalten hat die folgenden Ursachen :

- 1) Die im Hochstrombereich fließenden Ströme führen zu einem merklichen Spannungsabfall an den Anschlusswiderständen  $R_B$ ,  $R_E$  und  $R_C$ . Ein Spannungsabfall an den extrinsischen Widerständen hat eine Verringerung der intrinsischen Steuerspannung und damit der Ströme  $I_C$  und  $I_B$  zur Folge.
- 2) Die zunehmende Selbsterwärmung infolge der Transistorströme : Eine Temperaturerhöhung führt zu einem Anstieg der Sättigungsströme und wirkt der Stromverringernug infolge der Anschlusswiderstände entgegen.
- 3) Hochstromeffekte (Kirkeffekt)

#### 4.3.2 Rückwärtsgummelplot

Die Gleichstromparameter des invers betriebenen Transistors sind dem Rückwärts-Gummelplot entnehmbar . Die Aufnahme des Gummelplots im inversen Betriebsfall erfolgt durch Messung von  $I_E$  und  $I_B$  als Funktion der Basis-Kollektorspannung  $U_{BC}$ . Wird die Basis-Emitterspannung  $U_{BE}$  zu Null gesetzt, können die Stromkomponenten des Vorwärtsbetriebes aus Gleichung (4.4) vernachlässigt werden. Die in Bild 4.8 gezeigten Rückwärtsgummelplots weisen dieselbe Bereichsunterteilung wie die Vorwärtsgummelplots auf. Die Extraktion der Modellparameter des inversen Betriebs erfolgt analog zum Vorwärtsgummelplot und wird deshalb hier nicht näher erläutert.



**Bild 4.8  $I_B/I_E$  Rückwärtsgummelplots eines  $3 \times 30 \mu\text{m}^2$  HBT bei  $20^\circ\text{C}$  und  $100^\circ\text{C}$  Substrattemperatur**

Modellparameter des Emitterstromes  $I_E$  ( $3 \times 30 \mu\text{m}^2$  HBT):

| $I_{SEE}$  | $U_{gEE}$ | $N_{EE}$ |
|------------|-----------|----------|
| 8.7583e-25 | 1.585     | 1.038    |

Modellparameter des Basisstromes  $I_B$  im inversen Betriebsfall ( $3 \times 30 \mu\text{m}^2$  HBT):

| $I_{SBC}$  | $U_{gBC}$ | $N_{BC}$ | $R_{BC0} (20^\circ\text{C})$ | $a_{BC}$ |
|------------|-----------|----------|------------------------------|----------|
| 6.8016e-15 | 0.889     | 1.815    | 3.124e+8                     | -0.0163  |

## 4.4 Parameterextraktion des thermischen Modells

### 4.4.1 Bestimmung des thermischen Widerstandes

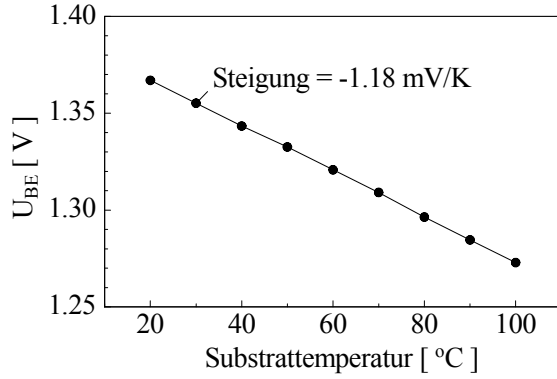
Für die Berechnung der mittleren Transistortemperatur aus der Verlustleistung  $P_{diss}$  wird das Konzept des thermischen Widerstandes verwendet.

$$R_{TH} = \frac{T_J - T_0}{P_{diss}} = \frac{T_J - T_0}{P_{DC} + P_{IN}^{RF} - P_{OUT}^{RF}} \quad (4.12)$$

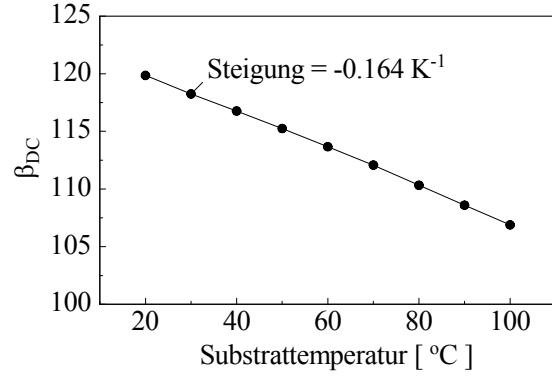
Darin ist  $T_0$  die Substrattemperatur und  $T_J$  die Temperatur der aktiven Halbleiterschichten. Die Verlustleistung setzt sich aus der durch den Arbeitspunkt vorgegebenen Gleichstromleistung  $P_{DC}$  und dem durch die Signalaussteuerung bedingten Leistungsabfall  $P_{IN}^{RF} - P_{OUT}^{RF}$  zusammen. Die Ermittlung des Thermischen Widerstandes wird häufig auf die Messung der Transistortemperatur bei bekannter Verlustleistung zurückgeführt [35]. Zur Bestimmung der Transistortemperatur sind verschiedene Möglichkeiten bekannt :

- Messung der von der Oberfläche emittierten thermischen Infrarotstrahlung [36]
- Auftragung von Flüssigkristallen mit bekannter kritischer Temperatur [37]
- Teststrukturen mit integrierten Temperatursensor-Dioden [38]

Zur Anwendung dieser Methoden werden Spezialgeräte und Teststrukturen benötigt, die für diese Arbeit nicht zur Verfügung standen. Eine Alternative zu den oben genannten Messmethoden wurde von Bovolon [39] vorgestellt. Diese basiert ausschließlich auf Auswertung der Stromverstärkung oder Basis-Emitterspannung des Transistors. Sowohl die Stromverstärkung als auch die BE-Spannung zeigen eine lineare Abhängigkeit von der Substrattemperatur (Bild 4.9a/b).



**Bild 4.9a**  $U_{BE} = \text{Fkt}(\vartheta)$   
(  $3 \times 30 \mu\text{m}^2$  HBT,  $U_{CE} = 3 \text{ V} / I_B = 100 \mu\text{A}$  )



**Bild 4.9b**  $\beta_{DC} = \text{Fkt}(\vartheta)$   
(  $3 \times 30 \mu\text{m}^2$  HBT,  $U_{CE} = 3 \text{ V} / I_B = 100 \mu\text{A}$  )

Die Bestimmung des thermischen Widerstandes kann mit  $U_{BE}$  oder  $\beta_{DC}$  erfolgen. Bei Verwendung von  $U_{BE}$  und kleinen Temperaturänderungen ( $T_J - T_1$ ) kann eine Linearisierung um den Punkt  $T_1$  vorgenommen werden :

$$U_{BE}(T_J) = U_{BE}(T_1) + \left. \frac{\Delta U_{BE}}{\Delta T} \right|_{T_1} \cdot (T_J - T_1) \quad (4.13)$$

Setzt man Gleichung (4.12) in (4.13) ein, folgt :

$$U_{BE}(T_0, P_{diss}) = U_{BE}(T_1) + \frac{\Delta U_{BE}}{\Delta T} \cdot (T_0 + R_{TH} \cdot P_{diss} - T_1) \quad (4.14)$$

Hält man die Verlustleistung in der Gleichung (4.14) konstant auf dem Wert  $P_{diss1}$  und misst die Basis-Emitterspannung bei zwei eng beieinanderliegenden Substrattemperaturen  $T_{01}$  und  $T_{02}$  ergibt sich für den Temperaturkoeffizienten :

$$\frac{\Delta U_{BE}}{\Delta T} = \frac{U_{BE}(T_{01}, P_{diss1}) - U_{BE}(T_{02}, P_{diss1})}{T_{01} - T_{02}} \quad (4.14)$$

Die Bedingung konstanter Verlustleistung bei unterschiedlichen Substrattemperaturen ist schwer einzuhalten, da mit zunehmender Temperatur die Stromverstärkung abnimmt. Bei eingepprägtem Basisstrom führt dies infolge des sinkenden Kollektorstromes zu einer Verringerung der Verlustleistung. Abhilfe schafft die Interpolation der gewünschten Leistung  $P_{diss1}$  anhand der folgenden Kennlinie :

$$U_{BE} = \text{Fkt}(P_{diss}, T = \text{const}) \quad (4.16)$$

In einer zweiten Messung setzt man bei konstant gehaltener Temperatur  $T_{01}$  die Verlustleistung nacheinander auf die Werte  $P_{diss1}$  und  $P_{diss2}$ . Unter Verwendung von Gleichung (4.14) folgt :

$$R_{TH} = \frac{1}{\left( \frac{\Delta U_{BE}}{\Delta T} \right)} \cdot \frac{U_{BE}(T_{01}, P_{diss2}) - U_{BE}(T_{01}, P_{diss1})}{P_{diss2} - P_{diss1}} \quad (4.17)$$

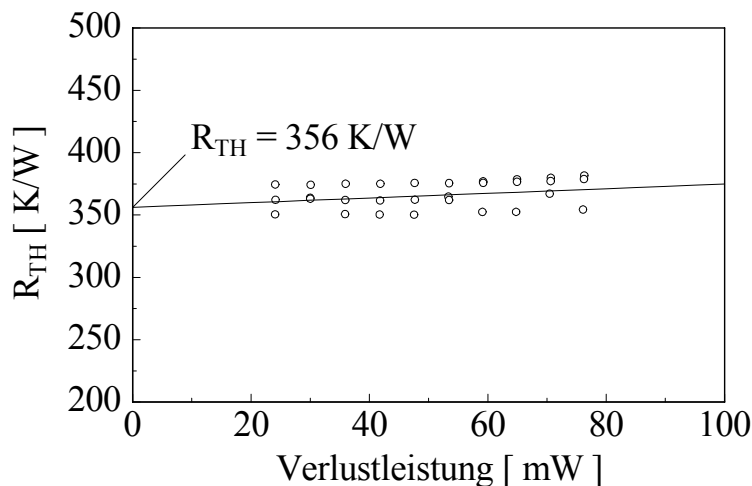
Wird Gleichung (4.15) in (4.17) eingesetzt, erhält man schließlich die Bestimmungsgleichung des thermischen Widerstandes :

$$R_{TH} = \frac{U_{BE}(T_{01}, P_{diss1}) - U_{BE}(T_{01}, P_{diss2})}{U_{BE}(T_{01}, P_{diss1}) - U_{BE}(T_{02}, P_{diss1})} \cdot \frac{T_{01} - T_{02}}{P_{diss1} - P_{diss2}} \quad (4.18)$$

In Bild 4.10 sind die unter Zuhilfenahme der Gleichung (4.18) extrahierten thermischen Widerstände über der Verlustleistung aufgetragen worden. Man erkennt deutlich ein leichtes Ansteigen des thermischen Widerstandes mit zunehmender Verlustleistung. Dies erklärt sich aus der Temperaturabhängigkeit der thermischen Leitfähigkeit für GaAs :

$$\lambda(T) = \lambda(T_0) \cdot \left( \frac{T_0}{T} \right)^n \quad (4.19)$$

Für Zimmertemperatur ( $T_0 = 300K$ ) ergibt sich ein Exponent von etwa  $n = -1.25$  bei einer thermischen Leitfähigkeit von  $\lambda(T_0) = 0.44 \text{ Wcm}^{-1}\text{K}^{-1}$  [40]. Aufgrund der geringen Änderung bei kleinen Verlustleistungen erfolgt die Bestimmung des thermischen Widerstands aus der Extrapolation der Regressionsgerade zum Wert bei Umgebungstemperatur ( $20^\circ\text{C}$ ). Zur Verringerung des zufälligen Messfehlers wurden die Mittelwerte über vier Messungen in verschiedenen Stepfeldern desselben Wafers gebildet. Der thermische Widerstand des  $3 \times 30 \mu\text{m}^2$  AlGaAs HBT beträgt  $350K/W$ .



**Bild 4.10** Ermittlung des thermischen Widerstandes mittels Extrapolation

#### 4.4.2 Bestimmung der thermischen Zeitkonstante

Zur Bestimmung der thermischen Zeitkonstante sind die folgenden Methoden gebräuchlich :

- Gepulste Messungen (Zeitbereich) [41]
- Messung des komplexen Ausgangsleitwertes (Frequenzbereich) [34]

Wegen fehlender Geräteausstattung für gepulste Messungen konnten Zeitbereichsmessungen nicht durchgeführt werden. Für die Messung des Ausgangsleitwertes genügen hingegen S-Parametermessungen im Frequenzbereich 10kHz ... 10MHz. Das Ausgangskennlinienfeld des AlGaAs-Heterobipolartransistors weist infolge der Selbst-erwärmung einen negativen Anstieg auf. Im Falle vernachlässigbarer Aufheizung wäre ein leicht positiver Anstieg zu beobachten (Kirk- und Earlyeffekt). Der Ausgangsleitwert  $h_{22}$  des Transistors berechnet sich aus dem Anstieg der  $I_C$ - $U_{CE}$  Kennlinie. In einem vorgegebenen Arbeitspunkt wird bei Kleinsignalaussteuerung die Verlustleistung mit der Signalaussteuerung geändert. Liegt dabei die Signalfrequenz unterhalb der durch die thermische Zeitkonstante vorgegebenen Grenzfrequenz, folgt die Schichttemperatur dieser Signalaussteuerung. Es wird sich entsprechend ein negativer Ausgangsleitwert einstellen. Übersteigt die Signalfrequenz nun die thermische Grenzfrequenz kann die Transistortemperatur nicht mehr nachfolgen. Der Realteil des Ausgangsleitwertes nimmt nunmehr einen positiven Wert an. Die thermische Grenzfrequenz ist beim Nulldurchgang des Ausgangsleitwertes definiert :

$$\operatorname{Re}(h_{22}) = \left. \frac{\delta I_C}{\delta U_{CE}} \right|_{I_B = \text{const}} = 0 \quad (4.20)$$

In Bild 4.11 ist der gemessene Ausgangsleitwert eines  $3 \times 30 \mu\text{m}^2$  AlGaAs HBT über der Frequenz dargestellt. Die aus der Nulldurchgangsfrequenz bestimmte thermische Zeitkonstante beträgt etwa 190ns. Die thermische Kapazität des Großsignalmodells lässt sich nicht direkt aus der Zeitkonstante berechnen. Durch Simulationen des gesamten Modells kann der Zusammenhang zwischen thermischer Kapazität und Zeitkonstante bestimmt werden. In Bild 4.12 ist die Abhängigkeit beider Größen graphisch aufgetragen. Die aus dem Nulldurchgang des Ausgangsleitwertes bestimmte thermische Zeitkonstante kann schließlich aus diesem Diagramm ermittelt werden.

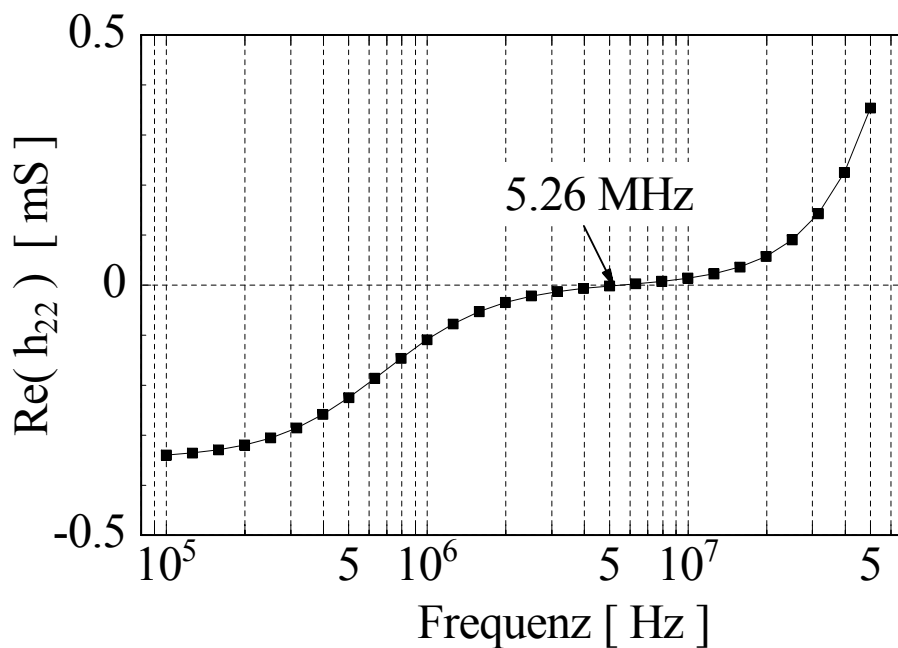


Bild 4.11 Realteil des Ausgangsleitwertes als Funktion der Frequenz (  $3 \times 30 \mu\text{m}^2$  AlGaAs HBT )  
 $U_{CE} = 3 \text{ V} / I_B = 200 \mu\text{A}$

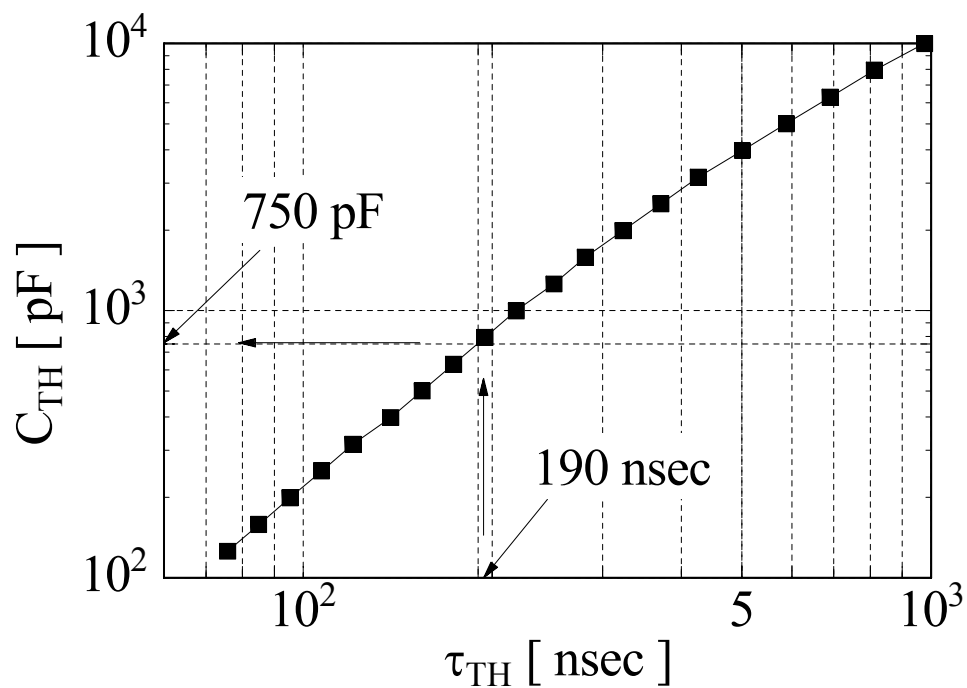
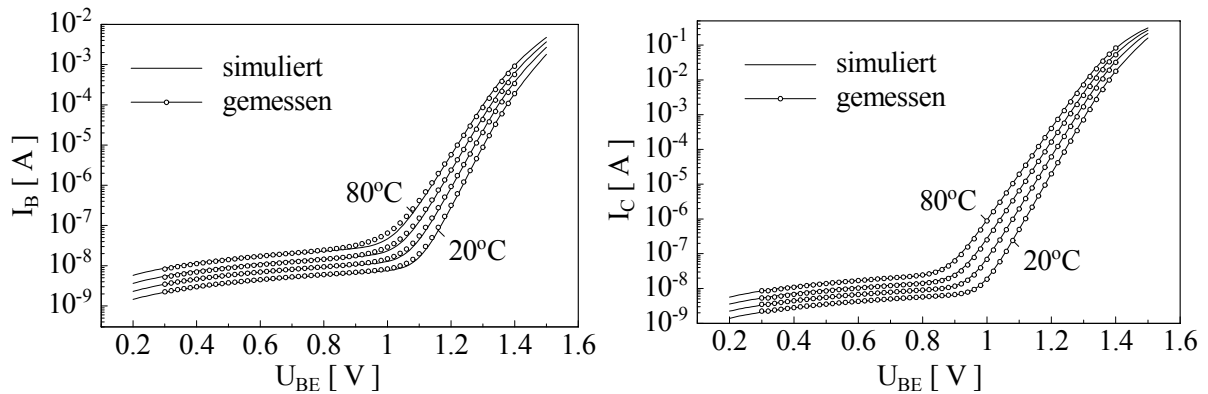


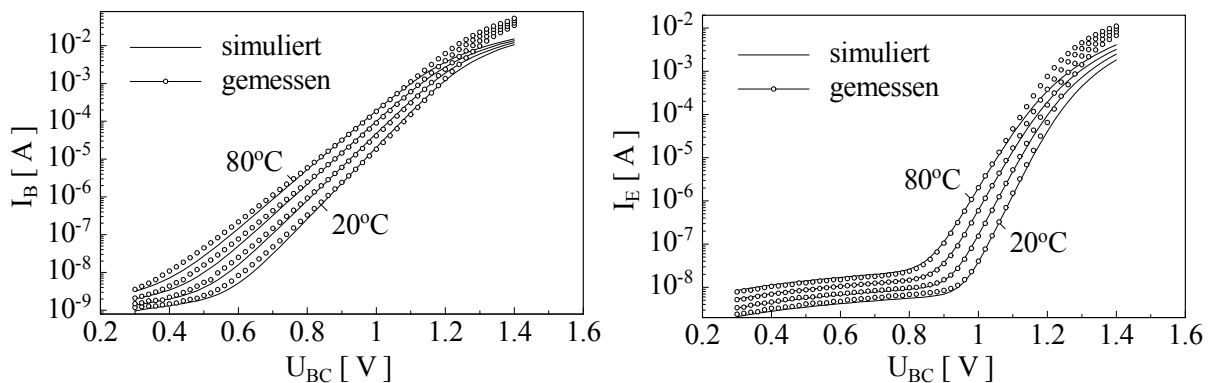
Bild 4.12 Ermittlung der Ersatzkapazität aus der thermischen Zeitkonstante

## 4.5 Verifizierung des Großsignalmodells anhand von Gleichstrommessungen

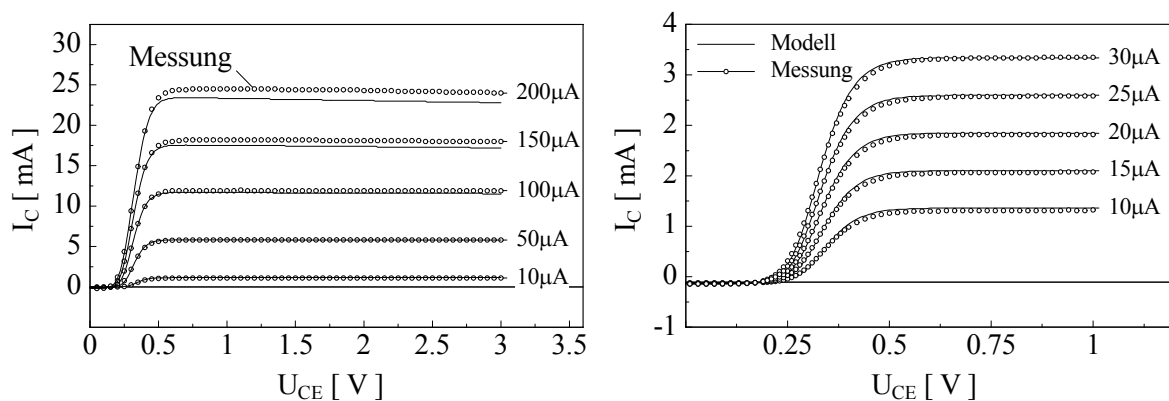
Beim Vergleich der gemessenen und simulierten Basis- und Kollektorströme zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung im gesamten Bereich des Vorwärtsgummelplots. Auch der Rückwärtsgummelplot wird bis auf den Hochstrombereich gut modelliert. Die Ausgangskennlinienfelder bei 20°C Substrattemperatur zeigen im Bereich bis 15mA ebenfalls eine ausgezeichnete Deckung mit den simulierten Werten.



**Bild 4.13** Vorwärtsgummelplots des 3x30µm² AlGaAs HBT bei 20, 40, 60 und 80°C



**Bild 4.14** Rückwärtsgummelplots des 3x30µm² AlGaAs HBT bei 20, 40, 60 und 80°C



**Bild 4.15** Ausgangskennlinienfelder des 3x30µm² AlGaAs HBT bei 20°C ( $I_B$ -Parameter)

## 4.6 Modellierung der Laufzeiten

Die Berücksichtigung der Ladungsträgerlaufzeiten im Großsignalmodell bildet die Grundlage für eine gute Nachbildung des Hochfrequenzverhaltens. Die Werte der Gesamtlaufzeit können aus Messung der Kleinsignalparameter bei unterschiedlichen Arbeitspunkten und anschließender Extraktion des Kleinsignalersatzschaltbildes gewonnen werden. Die Gesamtlaufzeit wird definiert als :

$$\tau_{GES} = \tau_{\alpha} + \frac{1}{\omega_{\alpha}} = \tau_B + \tau_C + \tau_{BE} \quad (4.21)$$

Wie in Gleichung (4.21) gezeigt, setzt sich die Gesamtlaufzeit aus der Basislaufzeit  $\tau_B$ , der Kollektorlaufzeit  $\tau_C$  und der Emitterladezeit  $\tau_{BE}$  zusammen. Die Implementierung in das Großsignalmodell erfolgt hauptsächlich in Form einer Diffusionskapazität parallel zum Basis-Emitter-Übergang. Im Anhang B wird der Wert dieser Parallelkapazität ausgehend vom „T“ Kleinsignalersatzschaltbild abgeleitet :

$$C_{Diff} = g_{BE} \cdot \left( \tau_{\alpha} + \frac{1}{\omega_{\alpha}} \right) = g_{BE} \cdot \tau_{GES} \quad (4.22)$$

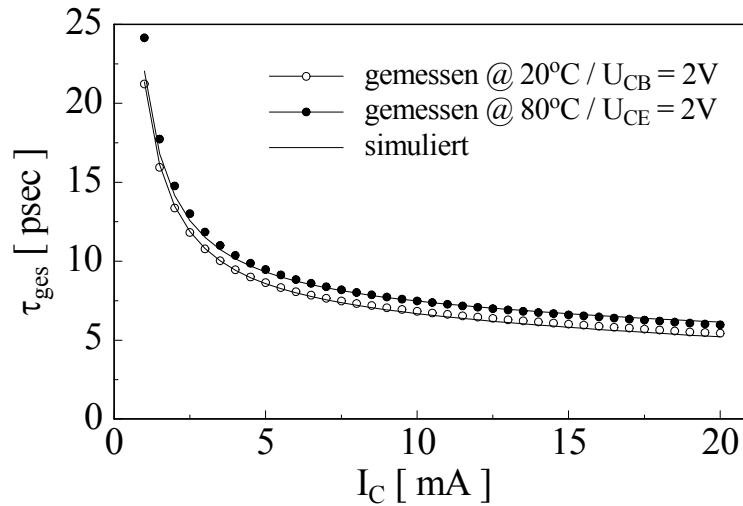
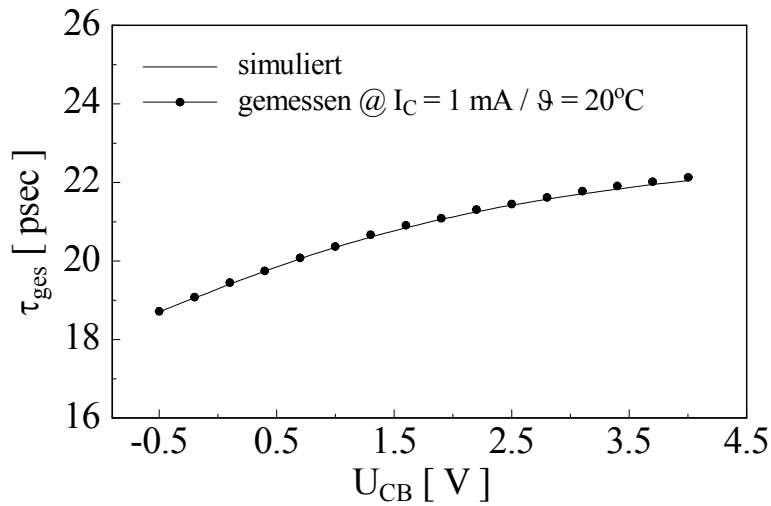
Die Laufzeiten weisen deutliche Abhängigkeiten vom Arbeitspunkt auf. Mit sinkendem Kollektorstrom ist ein deutliches Ansteigen der Gesamtlaufzeit beobachtbar (vgl. Bild 4.16). Dieses Verhalten kann der Abnahme des Basis-Emitterleitwertes bei ansteigendem Strom zugeschrieben werden. Eine Erhöhung des Leitwertes führt zu einer Abnahme der Basis-Emitter-Zeitkonstante und damit zu der beobachteten Verringerung der Gesamtlaufzeit. Beschränkt man sich auf Stromdichten unterhalb der Einsatzschwelle des Kirk-Effektes, wird die Abhängigkeit vom Kollektorstrom mit folgender Modellgleichung beschrieben :

$$\tau_{Ic} = \tau_{I0} \cdot \left[ \frac{1}{I_C} - \frac{1}{I_0} \right] \cdot \tanh \left[ \frac{I_C + a_1}{a_2} \right] \quad (4.23)$$

Trägt man die Gesamtlaufzeit über der Kollektor-Basisspannung auf, ist bei konstanter Kollektorstromdichte ein Ansteigen der Gesamtlaufzeit bei steigender Sperrspannung messbar (vgl. Bild 4.17). Mit der Sperrspannung nimmt die Weite der Kollektorsperrschicht zu. Dies führt somit direkt zu einer Erhöhung der Kollektorlaufzeit  $\tau_C$ . Dieser Effekt wird im Modell wie folgt berücksichtigt :

$$\tau_U = \tau_{U0} \cdot \arctan \left[ \frac{U_{CE} + b_1}{b_2} \right] \quad (4.24)$$

Neben dem Arbeitspunkteinfluss ist, wie in Bild 4.16 gezeigt, eine geringe Temperaturabhängigkeit der Gesamtlaufzeit vorhanden.

Bild 4.16 Gesamtlaufzeit = Fkt(  $I_C$  ) /  $3 \times 30 \mu\text{m}^2$  AlGaAs HBTBild 4.17 Gesamtlaufzeit = Fkt (  $U_{CB}$  ) @  $I_C = 1 \text{ mA}$  /  $3 \times 30 \mu\text{m}^2$  AlGaAs HBT

Mit steigender Substrattemperatur nehmen die Elektronenbeweglichkeit und die Driftgeschwindigkeit der freien Ladungsträger ab [42]. Somit steigt die Gesamtlaufzeit mit der Temperatur an. Der Einfluss der Temperatur wird durch einen der arbeitspunktunabhängigen Basislaufzeit hinzugefügten Anteil modelliert :

$$\tau_B = \tau_{B0} + \Delta\tau_g \cdot \vartheta \quad (4.25)$$

Der Ausdruck der im Modell verwendeten Gesamtlaufzeit lautet zusammenfassend :

$$\tau_{GES} = \tau_I + \tau_U + \tau_{B0} + \Delta\tau_g \cdot (\vartheta - \vartheta_0) \quad (4.26)$$

Für den  $3 \times 30 \mu\text{m}^2$  AlGaAs HBT ergeben sich die folgenden Modellparameter :

| Gleichung (4.23)                                   | Gleichung (4.24)                              | Gleichung (4.25)                                              |
|----------------------------------------------------|-----------------------------------------------|---------------------------------------------------------------|
| $\tau_{I0} = 530 \text{ ps}$ $I_0 = 25 \text{ mA}$ | $\tau_{U0} = 3.22 \text{ ps}$                 | $\tau_{B0} = 2.3 \text{ ps}$ $\vartheta_0 = 20^\circ\text{C}$ |
| $a_1 = 9.1 \text{ mA}$ $a_2 = 307 \text{ mA}$      | $b_1 = 0.49 \text{ V}$ $b_2 = 2.68 \text{ V}$ | $\Delta\tau_g = 0.011 \text{ ps} \cdot \text{K}^{-1}$         |

## 4.7 Implementierung des Modells in den Schaltungssimulator

Die Implementierung der Großsignalgleichungen in den Schaltungssimulator ADS<sup>TM</sup> von Agilent erfolgt unter Zuhilfenahme von SDDs (Symbolically-Defined-Device) [43]. Diese ermöglichen durch Beschreibung der Portströme als Funktion der Portspannungen eine einfache Realisierung von nichtlinearen Kennlinien. Das Bild 4.18 zeigt den intrinsischen Modellkern, wobei die arbeitspunktunabhängigen parasitären Anschlüsselemente nicht dargestellt sind.

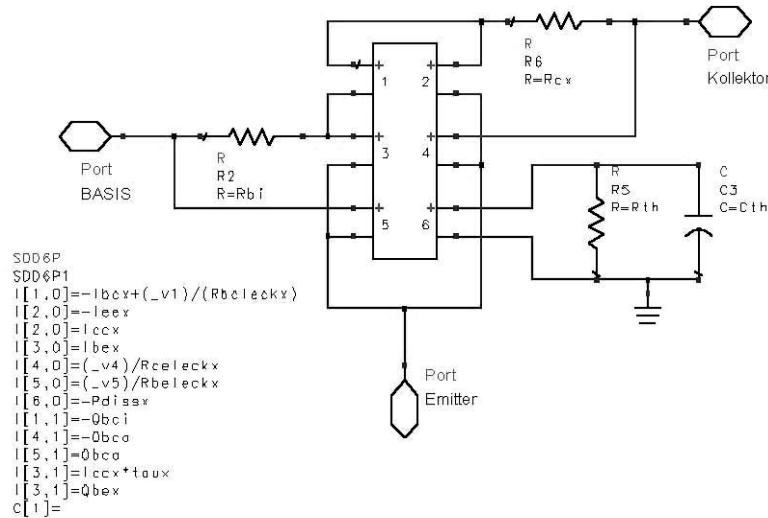


Bild 4.18 Implementierung des intrinsischen Großsignalmodells über ein SDD Modell

Neben den Stromgleichungen sind auch nichtlineare Kapazitäten zwischen den Portanschlüssen definierbar. Dabei wird die nichtlineare Spannungscharakteristik der Ladung zur Kapazitätsbeschreibung benötigt :

$$i(t) = \frac{d}{dt} Q(u(t)) \quad (4.27)$$

Die zeitliche Ableitung der Ladung  $Q(u)$  entspricht für harmonische Vorgänge im Frequenzbereich einer Multiplikation mit  $j\omega$ . Im SDD erfolgt die Skalierung des Stromspektrums durch vordefinierte Gewichtungsfunktionen ( $[...,1] = j\omega$ ).

Zur Modellierung der Sperrschichtkapazitäten  $C_{BE}$  und  $C_{BC}$  muss zunächst die zugehörige Ladungsbeschreibung gebildet werden :

$$Q(u) = \int_{-\infty}^u C(u) \cdot du + Q_0 \quad (4.28)$$

Zur Vermeidung der Diskontinuität in der Kapazitätsgleichung (4.9) bei der Spannung  $U=U_0$  wird bereits ab dem Wert  $U = f_x U_0$  der Verlauf der Sperrschicht durch eine Geradengleichung angenähert. In Bild 4.19 ist die modellierte Sperrschichtkapazität über der Spannung aufgetragen.

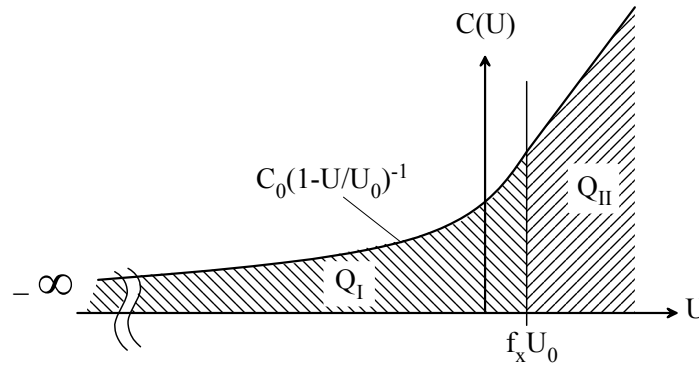


Bild 4.19 Bildung der Sperrschichtladung

Die Bestimmung der Ladungsbeziehung (4.28) wird in zwei Teilbereiche aufgeteilt. Zur Vermeidung von Konvergenzproblemen des Newton-Raphson-Algorithmus müssen die Ladungen  $Q_I$  und  $Q_{II}$  nahtlos ineinander übergehen:

$$Q(f_x u_{0-}) = Q(f_x u_{0+}) \quad (4.29)$$

Durch geeignete Wahl der Konstante  $Q_0$  (Gl. 4.28) lassen sich die zwei Teilbereiche unter Berücksichtigung der Gleichung (4.29) zusammenfügen. Die Gleichungen der Sperrschichtladung lauten somit :

$$Q(u) = \begin{cases} Q_I(u) & \text{für } u < f_x \cdot U_0 \\ Q_I(f_x \cdot U_0) + Q_{II}(u) & \text{für } u \geq f_x \cdot U_0 \end{cases} \quad (4.30)$$

$$Q_I(u) = \frac{-C_0 \cdot U_0}{(1-M)} \cdot \left(1 - \frac{u}{U_0}\right)^{1-M} + Q_0 \quad (4.31)$$

$$Q_{II}(u) = \frac{C_0 M}{U_0 \cdot (1-f_x)^{M+1}} \cdot \left[ \left( \frac{U_0 \cdot (1-f_x)}{M} - f_x \cdot U_0 \right) \cdot u + \frac{u^2}{2} \right] \quad (4.32)$$

mit

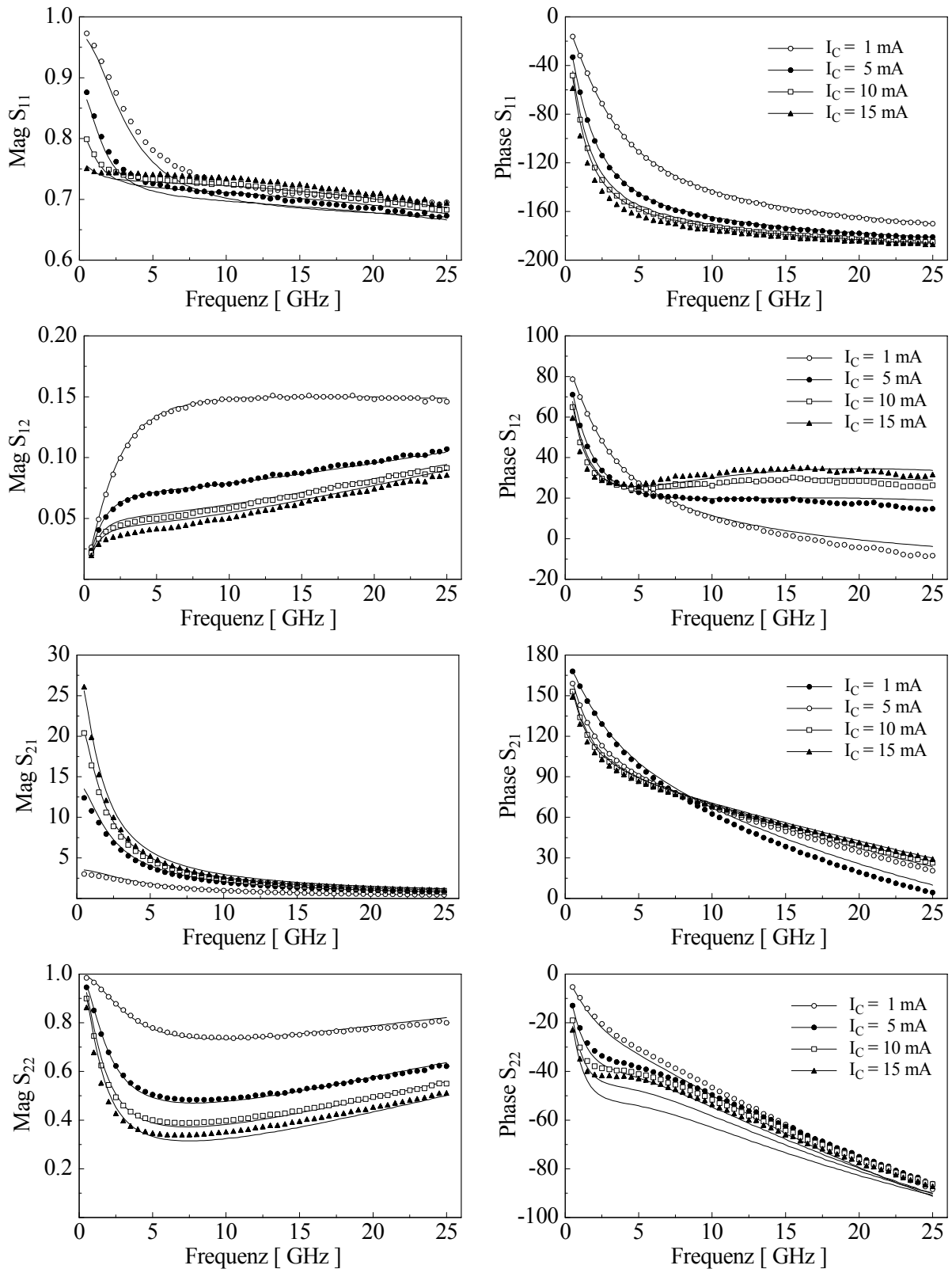
$$Q_0 = Q_{II}(f_x \cdot U_0) - Q_I(f_x \cdot U_0) \quad (4.33)$$

Die Diffusionskapazität zwischen Basis und Emitterport wird durch die im Vorwärtsbetrieb gespeicherte Ladung  $Q_{BE\_Diff}$  berücksichtigt :

$$Q_{BE\_Diff} = \tau_{GES} \cdot I_C \quad (4.34)$$

Für das dynamische Temperaturmodell ist ein zusätzlicher SDD-Port angefügt worden (vgl. Bild 4.18). Die im Transistor anfallende Verlustleistung wird aus den übrigen Portspannungen und Strömen berechnet und als Stromäquivalent in die Parallelschaltung aus thermischen Widerstand und thermischer Kapazität eingespeist. Der sich ergebende Spannungsabfall entspricht dem Temperaturanstieg und dient als Parameter zur Einstellung der temperaturabhängigen Großsignalparameter.

## 4.8 Verifizierung des Großsignalmodells anhand von S-Parametermessungen



**Bild 4.20** Vergleich von Simulation und Messung der S-Parameter bei  $I_C = 1, 5, 10$  und  $20 \text{ mA}$  /  $U_{CE} = 3 \text{ V}$  ( $3 \times 30 \mu\text{m}^2$  HBT)

## 5. Rauschmodellierung

Bei der Beschreibung des Rauschens von Heterobipolartransistoren unterscheidet man den Hoch- und Niederfrequenzbereich. Der Bereich kleiner Frequenzen ist durch ein antiproportional zur Frequenz ansteigendes Rauschleistungsdichtespektrum bestimmt. Ab einer Grenzfrequenz wird dieser Anteil vom Rauschleistungsdichtespektrum des Hochfrequenzbereichs überdeckt. Die Grenzfrequenz bei Heterobipolartransistoren ist je nach fließendem Kollektorstrom im Bereich 1kHz...100kHz angesiedelt.

### 5.1 Hochfrequenzrauschen

Die das Hochfrequenzrauschen bestimmenden Prozesse weisen im Gegensatz zum Niederfrequenzrauschen keine Frequenzabhängigkeit der Rauschleistungsdichte auf. Dies wird auch als „ungefärbtes“ oder „weißes“ Rauschen bezeichnet. Das Rauschspektrum des Heterobipolartransistors setzt sich aus Thermischen- und Schrotrauschkomponenten zusammen :

#### 5.1.1 Thermisches Rauschen

An den ohmschen Widerständen der Anschlüsse  $R_B$ ,  $R_{Bint}$ ,  $R_E$  und am inneren Basisbahnwiderstand tritt eine temperaturabhängige Rauschspannung auf. Ursache dieses Rauschens sind die bei endlichen Temperaturen vorhandenen Gitterschwingungen der Atome. In leitenden Materialien werden diese Gitterbewegungen direkt auf die freien Ladungsträger (Elektronen) übertragen und führen somit zu einer unregelmäßigen Ladungsträgerbewegung. Eine ungleichmäßig verteilte Ladung verursacht schließlich die an den Widerstandsanschlüssen messbare Rauschspannung. Dieses von J.B. Johnson erstmals beschriebene Rauschphänomen kann nach der Nyquistbeziehung [44] mit einer in Serie zum Widerstand liegenden Ersatzspannungsquelle mit dem quadratischen Mittelwert  $\langle v^2 \rangle$  modelliert werden:

$$\langle v^2 \rangle = 4 \cdot k \cdot T \cdot R \cdot \Delta f \quad (5.1)$$

Darin bezeichnen  $k$  die Boltzmannkonstante,  $T$  die absolute Temperatur der Widerstandsschicht und  $\Delta f$  die Bandbreite des Messsystems. Die aus der statistischen Thermodynamik abgeleitete Nyquistbeziehung verliert für sehr hohe Frequenzen und niedrige Temperaturen ihre Gültigkeit. So würde bei großen Bandbreiten die Rauschleistung unbegrenzt ansteigen können. Abhilfe schafft die Einführung des Planckschen Korrekturfaktors  $p$  der einen Abfall des ansonsten „weißen“ Rauschleistungsspektrums bei hohen Frequenzen bewirkt.

$$p = \frac{h \cdot f}{e^{h \cdot f / k \cdot T} - 1} \quad (5.2)$$

Der im Verlauf dieser Arbeit untersuchte Frequenzbereich liegt jedoch deutlich unterhalb dieses Einflussbereiches wodurch die Gleichung (5.1) ihre Gültigkeit behält.

### 5.1.2 Schrotrauschen

Schrotrauschen entsteht wenn Gleichstrom über eine Potentialbarriere (z.B. pn-Übergang) fließt. Die Überquerung dieser Barriere erfolgt aufgrund der inhomogenen Energieverteilung unter den Elektronen nicht gleichmäßig, sondern zu voneinander unabhängigen Zeitpunkten. Der diskrete und zeitlich zufällige Elektronenfluss führt zu einem Rauschstrom, der um den Gleichstromwert  $I_0$  fluktuiert. Unter der Voraussetzung einer voneinander unabhängigen Driftbewegung der Elektronen durch die Raumladungszone, kann das mittlere Schwankungsquadrat dieses Stromes durch die nachfolgende Beziehung angegeben werden [45] :

$$\overline{i^2} = 2 \cdot q \cdot I_0 \cdot \Delta f \quad (5.3)$$

Diese Gleichung ist jedoch nur für Frequenzen gültig, die klein gegenüber der reziproken Transitzeit durch die Raumladungszone sind. Übersteigt die Frequenz diesen Grenzwert zeigt das zunächst frequenzunabhängige „weiße“ Rauschspektrum einen  $\text{si}(x)^2$ -ähnlichen Frequenzverlauf [46].

Das Schrotrauschen tritt beim HBT an den beiden pn-Übergängen infolge des Basis- und Kollektorgleichstromes auf. Da die Transitzeiten beider Übergänge des in der vorliegenden Arbeit verwendeten HBTs im Pikosekundenbereich liegen, kann das Schrotrauschspektrum mit Gleichung (5.3) berechnet werden.

### 5.1.3 HF-Rauschmodell des intrinsischen HBT

Zunächst soll nur der intrinsische Teil ohne Basisbahnwiderstand und äußerer Kollektor-Basiskapazität untersucht werden. In Bild 5.1 sind die Hauptströme des intrinsischen HBT eingezeichnet. Den größten Anteil am Gleichstrom bilden die vom Emitter in die Basisschicht injizierten Elektronen, die schließlich zum Kollektor diffundieren. Dieser Kollektorstrom ( $I_C$ ) erzeugt an den beiden pn-Übergängen Schrotrauschen, das im Modell durch die parallelen Rauschstromquellen  $\langle |i_{C1}|^2 \rangle$  und  $\langle |i_{C2}|^2 \rangle$  Berücksichtigung findet. Beide Schrotrauschquellen sind korreliert zueinander da sie auf dieselbe Ursache ( $I_C$ ) zurückzuführen sind. Die Korrelation besteht in der Elektronenlaufzeit zwischen dem Emitter/ Basis- und dem Basis/ Emitterübergang.

Neben dem Kollektorstrom erzeugt auch der Basisstrom ( $I_B$ ) , der beim HBT hauptsächlich aus den in der Basisschicht rekombinierenden Elektronen besteht, Schrotrauschen. Vernachlässigt man eine gegenseitige Beeinflussung des Basis- und Kollektorstromes, ist keine zusätzliche Korrelation der Quellen vorhanden. In Bild 5.2 sind die Rauschquellen dem intrinsischen Kleinsignalersatzschaltbild hinzugefügt worden.

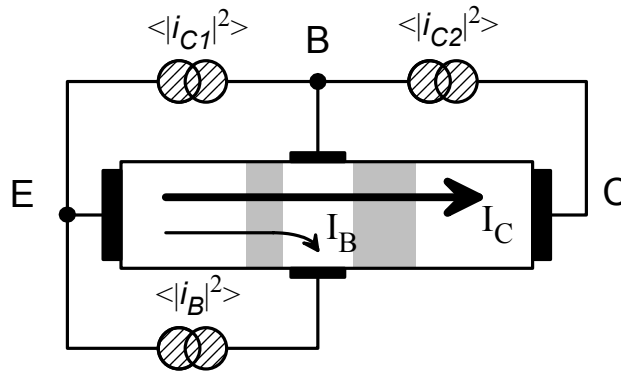
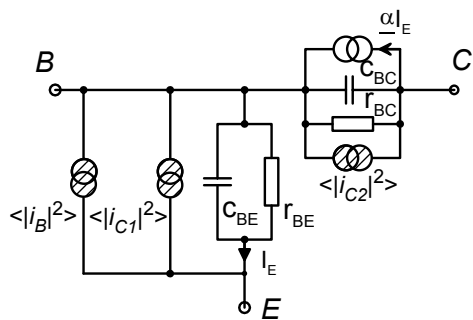


Bild 5.1 Schrotrauschquellen des intrinsischen HBT



$$\langle i_{C1}^2 \rangle = 2 \cdot q \cdot I_C \cdot \Delta f \quad (5.4)$$

$$\langle i_{C2}^2 \rangle = 2 \cdot q \cdot I_C \cdot \Delta f \quad (5.5)$$

$$\langle i_B^2 \rangle = 2 \cdot q \cdot I_B \cdot \Delta f \quad (5.6)$$

$$\langle i_{C1} \cdot i_{C2}^* \rangle = 2 \cdot q \cdot I_C \cdot \Delta f \cdot \exp(-j\omega \cdot \tau) \quad (5.7)$$

$$\langle i_{C1} \cdot i_B^* \rangle = \langle i_{C2} \cdot i_B^* \rangle = 0 \quad (5.8)$$

Bild 5.2 Rauschmodell des intrinsischen HBT

Zur Beschreibung des Rauschverhaltens von linearen Zweitoren hat sich die Aufspaltung in ein rauschfreies Zweitor und Rauschersatzquellen an deren Anschlussports als vorteilhaft erwiesen (vgl. Bild 5.4). Zur Umwandlung in diese Form wird zunächst die Schrotrauschquelle des Basis-Kollektorüberganges in zwei äquivalente Quellen aufgespalten :

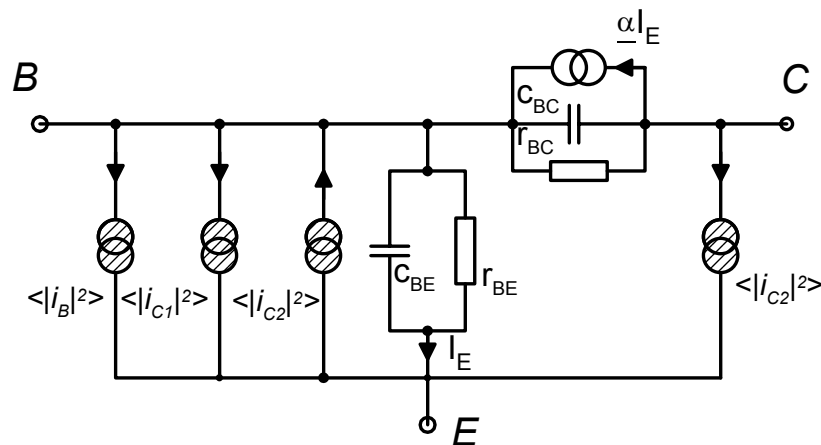


Bild 5.3 Aufteilung der Basis-Kollektorrauschquelle

Obwohl es sich hier um stochastische Rauschgrößen handelt, die im Allgemeinen mit Betragsquadraten beschrieben werden, müssen aufgrund der Korrelation zwischen den Rauschströmen Zählpfeile eingeführt werden. Unter Beachtung der eingeführten Zählpfeile ist eine Zusammenfassung der drei Rauschquellen zwischen Basis- und Emitterport nunmehr möglich. Für den quadratischen Mittelwert einer äquivalenten Ersatzquelle der parallelen Rauschstromquellen  $\langle |i_{C1}|^2 \rangle$ ,  $\langle |i_{C2}|^2 \rangle$  und  $\langle |i_B|^2 \rangle$  lässt sich schreiben :

( 5.9 )

$$\overline{|i_{C1+C2+B}|^2} = \underbrace{|A|^2 \cdot \overline{|i_{C1}|^2} + |B|^2 \cdot \overline{|i_{C2}|^2} + A^* \cdot B \cdot \overline{(i_{C1} \cdot i_{C2}^*)} + A \cdot B^* \cdot \overline{(i_{C1}^* \cdot i_{C2})}}_{\langle |i_{C1}|^2 \rangle \& \langle |i_{C2}|^2 \rangle} + \underbrace{\overline{|i_B|^2}}_{\langle |i_B|^2 \rangle}$$

Worin A und B die Übertragungsfunktionen der Quelle  $\langle |i_{C1}|^2 \rangle$  und  $\langle |i_{C2}|^2 \rangle$  im Kurzschlussfall darstellen. Unter Beachtung der Zählpfeile aus Bild 5.3 folgt :

( 5.10 )

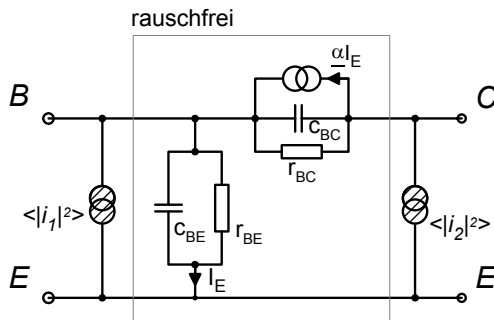
$$\overline{|i_{C1+C2+B}|^2} = 2 \cdot q \cdot \left\{ I_B + I_C \cdot \left( 2 - e^{-j\omega\tau} - e^{+j\omega\tau} \right) \right\} = 2 \cdot q \cdot \left( I_B + I_C \cdot |1 - e^{-j\omega\tau}|^2 \right)$$

Für die Ermittlung der Korrelation zwischen der Ein- und der Ausgangsrauschquelle wird deren Kreuzkorrelation gebildet :

$$i_1 = i_B + i_{C1} + i_{C2} = i_B + i_2 \cdot (e^{j\omega\tau} - 1) \quad ( 5.11 )$$

$$\overline{i_1 \cdot i_2^*} = \underbrace{\overline{i_B \cdot i_2^*}}_0 + \overline{i_2 \cdot i_2^*} \cdot (e^{j\omega\tau} - 1) = \overline{|i_2|^2} \cdot (e^{j\omega\tau} - 1) \quad ( 5.12 )$$

Das Rauschmodell des intrinsischen HBT in Y-Parameterform lautet :



$$\overline{|i_1|^2} = 2 \cdot q \cdot \Delta f \cdot \left( I_B + I_C \cdot |1 - e^{-j\omega\tau}|^2 \right) \quad ( 5.13 )$$

$$\overline{|i_2|^2} = 2 \cdot q \cdot \Delta f \cdot I_C \quad ( 5.14 )$$

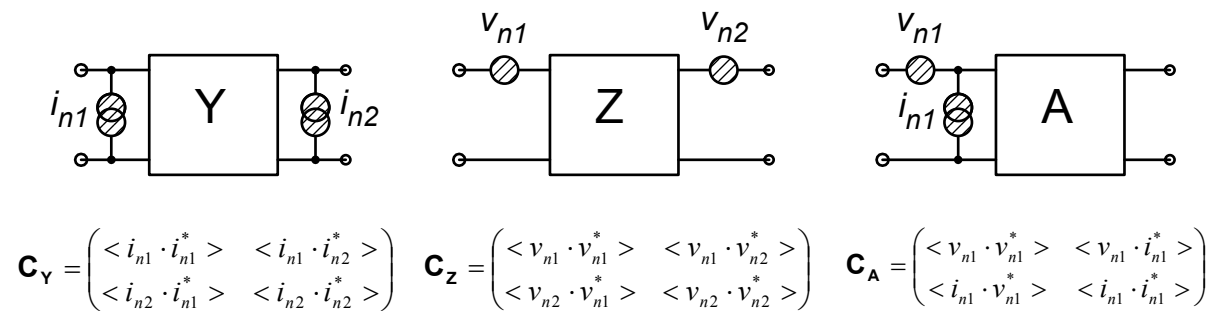
$$\overline{i_1 \cdot i_2^*} = 2 \cdot q \cdot \Delta f \cdot I_C \cdot (e^{j\omega\tau} - 1) \quad ( 5.15 )$$

**Bild 5.4 Rauschmodell des intrinsischen HBT**

### 5.1.4 HF-Rauschen des extrinsischen HBT

Neben dem Rauschen des intrinsischen HBT muss auch der Einfluss der parasitären Schaltungselemente mit berücksichtigt werden. Da es sich hier um ein rein passives Netzwerk handelt, fügt der extrinsische Teil ausschließlich thermisches Widerstandsrauschen hinzu. Die zur Berechnung der Ersatzrauschquelle eingesetzte absolute Temperatur  $T$  (vgl. Gl.(5.1)) entspricht dabei der aus Umgebungstemperatur und verlustleistungsbedingter Erwärmung zusammengesetzten Sperrschichttemperatur. Die Temperaturverteilung über der HBT-Struktur wird näherungsweise als konstant angenommen. Theoretisch ist die Berechnung des Gesamtrauschens analog zu der des intrinsischen Rauschmodells durchführbar. In der Praxis ist es jedoch oft nicht leicht, die Korrelation zwischen den Rauschquellen zu bestimmen. Eine wesentlich einfachere Berechnung ergibt sich durch Verwendung von Rauschkorrelationsmatrizen [47,48,49]. Bei dieser Beschreibungsform werden alle im Zweitor wirkenden Rauschphänomene zu Rauschstrom- bzw. Rauschspannungsquellen an den Ein- und Ausgangsklemmen transformiert. Wie in [47] gezeigt, reichen bereits zwei Rauschquellen für eine vollständige Modellierung aus. Die Anordnung der Strom- oder Spannungsquellen hängt dabei von der gewählten Matrixdarstellung des rauschfreien Zweitores ab. Die gewählte Quellenanordnung wird durch ihre Autokorrelations- und Kreuzkorrelationsspektren beschrieben. Die Anordnung dieser Spektren in Matrixform bezeichnet man als Korrelationsmatrix.

In Bild 5.5 sind die für das parasitäre Netzwerk des HBTs verwendeten Korrelationsmatrizen der Admittanz-, Impedanz- und Kettenmatrixform dargestellt :



**Bild 5.5 häufig verwendete Rauschkorrelationsmatrizen**

Der Vorteil von Korrelationsmatrizen liegt in der besonders einfachen Berechnung der Rauschparameter zusammenschalteter Zweitore. Analog zu Schaltungsmatrizen lassen sich gleichartige Korrelationsmatrizen zusammenfügen. Die resultierende Matrix enthält danach die Auto- und Kreuzkorrelationsspektren des neugebildeten Zweitors.

Je nach Art der Zusammenschaltung muss eine der folgenden Beziehungen angewandt werden :

Parallelschaltung : beide Zweitore müssen in Admittanzform vorliegen

$$\mathbf{C}_{Y_{\text{ges}}} = \mathbf{C}_{Y_1} + \mathbf{C}_{Y_2} \quad \mathbf{Y}_{\text{ges}} = \mathbf{Y}_1 + \mathbf{Y}_2 \quad (5.16)$$

Reihenschaltung : beide Zweitore müssen in Impedanzform vorliegen

$$\mathbf{C}_{Z_{\text{ges}}} = \mathbf{C}_{Z1} + \mathbf{C}_{Z2} \quad \mathbf{Z}_{\text{ges}} = \mathbf{Z}_1 + \mathbf{Z}_2 \quad (5.17)$$

Kettenschaltung : beide Zweitore müssen in Kettenparameterform vorliegen

$$\mathbf{C}_{A_{\text{ges}}} = \mathbf{A}_1 \cdot \mathbf{C}_{A1} \cdot (\mathbf{A}_2^*)^T + \mathbf{C}_{A1} \quad \mathbf{A}_{\text{ges}} = \mathbf{A}_1 \cdot \mathbf{A}_2 \quad (5.18)$$

Die Umrechnung zwischen den einzelnen Korrelationsmatrixformen erfolgt unter Zuhilfenahme der folgenden Transformationsvorschrift :

$$\mathbf{C}' = \mathbf{M} \cdot \mathbf{C} \cdot (\mathbf{M}^*)^T \quad (5.19)$$

Wobei  $\mathbf{M}$  die jeweilige Transformationsmatrix darstellt, die aus der Veröffentlichung von Hillbrand und Russer [49] entnommen werden kann.

Für passive Zweitore besteht die Möglichkeit, die Korrelationsmatrix direkt aus den Kleinsignalparametern ( $\mathbf{Y}, \mathbf{Z}$ ) anzugeben :

$$\mathbf{C}_Y = 2 \cdot k \cdot T \cdot \text{Re}(\mathbf{Y}) \quad \text{bzw.} \quad \mathbf{C}_Z = 2 \cdot k \cdot T \cdot \text{Re}(\mathbf{Z}) \quad (5.20)$$

Mit den Korrelationsmatrizen ist nun das Werkzeug zur Rauschcharakterisierung des im Bild 5.6 gezeigten vollständigen HBT-Ersatzschaltbildes gegeben. Das parasitäre Netzwerk wird dazu in sechs unkorrelierte Teilnetzwerke aufgeteilt und unter Zuhilfenahme der Beziehungen (5.16) bis (5.18) zur Gesamtkorrelationsmatrix des HBT zusammengefügt :

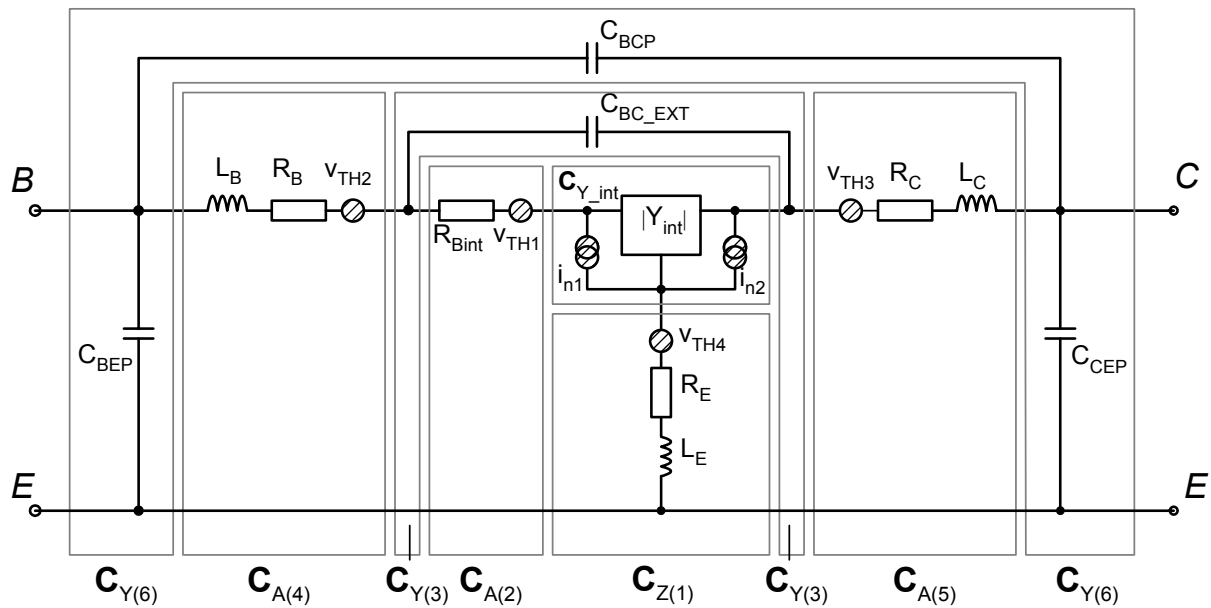


Bild 5.6 vollständiges HF-Rauschersatzschaltbild des HBT

Ausgangspunkt des Embeddings ist die vom Arbeitspunkt ( $I_B$ ,  $I_C$ ) abhängige intrinsische Korrelationsmatrix  $\mathbf{C}_{Y(\text{int})}$  :

$$\mathbf{C}_{Y(\text{int})} = 2 \cdot q \cdot \Delta f \cdot \begin{bmatrix} I_B + I_C \cdot |1 - \exp(-j\omega \cdot \tau)|^2 & I_C \cdot (\exp(j\omega \cdot \tau) - 1) \\ -I_C \cdot (\exp(j\omega \cdot \tau) - 1) & I_C \end{bmatrix} \quad (5.21)$$

Der intrinsische Teil und die Emitterimpedanz, bestehend aus Widerstand und Anschlussinduktivität, bilden eine Serienschaltung. Durch Umformung der intrinsischen Korrelationsmatrix von der Admittanzform in die Impedanzform und Aufstellung der Korrelationsmatrix der Emitterimpedanz lassen sich beide Teilschaltungen zusammenfassen :

$$\mathbf{Z}_1 = \begin{bmatrix} R_E + j\omega \cdot L_E & R_E + j\omega \cdot L_E \\ R_E + j\omega \cdot L_E & R_E + j\omega \cdot L_E \end{bmatrix} \quad \mathbf{C}_{Z(1)} = 4 \cdot k \cdot T \cdot \Delta f \cdot \begin{bmatrix} R_E & R_E \\ R_E & R_E \end{bmatrix} \quad (5.22)$$

$$\mathbf{Z}_{(\text{int},1)} = \mathbf{Z}_{\text{int}} + \mathbf{Z}_1 \quad \mathbf{C}_{Y(\text{int})} \Rightarrow \mathbf{C}_{Z(\text{int})} \quad \mathbf{C}_{Z(\text{int},1)} = \mathbf{C}_{Z(\text{int})} + \mathbf{C}_{Z(1)} \quad (5.23)$$

Im nächsten Schritt wird der in Kettenschaltung zur Teilschaltung aus intrinsischem HBT und Emitterimpedanz liegende innere Basisbahnwiderstand hinzugefügt. Dazu müssen die Korrelations- und Schaltungsmatrizen in der Kettenform vorliegen :

$$\mathbf{A}_2 = \begin{bmatrix} 1 & R_{B\text{int}} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad \mathbf{C}_{A(2)} = 4 \cdot k \cdot T \cdot \Delta f \cdot \begin{bmatrix} R_{B\text{int}} & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (5.24)$$

$$\mathbf{Z}_{(\text{int},1)} \Rightarrow \mathbf{A}_{(\text{int},1)} \quad \mathbf{A}_{(\text{int},1,2)} = \mathbf{A}_2 \cdot \mathbf{A}_{(\text{int},1)} \quad (5.25)$$

$$\mathbf{C}_{Z(\text{int},1)} \Rightarrow \mathbf{C}_{A(\text{int},1)} \quad \mathbf{C}_{A(\text{int},1,2)} = \mathbf{A}_2 \cdot \mathbf{C}_{A(\text{int},1)} \cdot (\mathbf{A}_2^*)^T + \mathbf{C}_{A(2)} \quad (5.26)$$

Die verlustlose externe Basis-Kollektorkapazität leistet keinen zusätzlichen Rauschbeitrag. Die in Admittanzform (Gl. (5.20)) aufgestellte Korrelationsmatrix verschwindet somit ( $\mathbf{C}_{Y(3)} = 0$ ). Für die Admittanz- und Korrelationsmatrix unter Berücksichtigung von  $\mathbf{C}_{BC\_EXT}$  gilt :

$$\mathbf{Y}_3 = -j\omega \cdot \begin{bmatrix} 0 & C_{BC\_EXT} \\ C_{BC\_EXT} & 0 \end{bmatrix} \quad \mathbf{C}_{Y(3)} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (5.27)$$

$$\mathbf{A}_{(\text{int},1,2)} \Rightarrow \mathbf{Y}_{(\text{int},1,2)} \quad \mathbf{Y}_{(\text{int},1,2,3)} = \mathbf{Y}_{(\text{int},1,2)} + \mathbf{Y}_3 \quad (5.28)$$

$$\mathbf{C}_{A(\text{int},1,2)} \Rightarrow \mathbf{C}_{Y(\text{int},1,2)} \quad \mathbf{C}_{Y(\text{int},1,2,3)} = \mathbf{C}_{Y(\text{int},1,2)} + \mathbf{C}_{Y(3)} = \mathbf{C}_{Y(\text{int},1,2)} \quad (5.29)$$

Die anschlussbedingten Widerstände und Induktivitäten von Basis und Kollektor bilden eine Kettenschaltung mit dem inneren Transistor. Die Ketten- und Korrelationsmatrix der Serienelemente  $R_B$ ,  $L_B$  sowie  $R_C$  und  $L_C$  lauten :

$$\mathbf{A}_4 = \begin{bmatrix} 1 & R_B + j \cdot \omega \cdot L_B \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad \mathbf{C}_{A(4)} = 4 \cdot k \cdot T \cdot \Delta f \cdot \begin{bmatrix} R_B & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (5.30)$$

$$\mathbf{A}_5 = \begin{bmatrix} 1 & R_C + j \cdot \omega \cdot L_C \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad \mathbf{C}_{A(5)} = 4 \cdot k \cdot T \cdot \Delta f \cdot \begin{bmatrix} R_C & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (5.31)$$

Um diese Anteile zu berücksichtigen, werden die in Admittanzform vorliegenden Matrizen aus Gl.(5.28) und Gl.(5.29) zunächst in die Kettenform transformiert :

$$\mathbf{Y}_{(\text{int},1,2,3)} \Rightarrow \mathbf{A}_{(\text{int},1,2,3)} \quad \mathbf{C}_{Y(\text{int},1,2,3)} \Rightarrow \mathbf{C}_{A(\text{int},1,2,3)} \quad (5.32)$$

Damit erhält man für das Embedding der Anschlüsse :

Basisanschluss :

$$\mathbf{A}_{(\text{int},1,2,3,4)} = \mathbf{A}_4 \cdot \mathbf{A}_{(\text{int},1,2,3)} \quad (5.33)$$

$$\mathbf{C}_{(\text{int},1,2,3,4)} = \mathbf{A}_4 \cdot \mathbf{C}_{A(\text{int},1,2,3)} \cdot (\mathbf{A}_4^*)^T + \mathbf{C}_{A(4)} \quad (5.34)$$

Kollektoranschluss :

$$\mathbf{A}_{(\text{int},1,2,3,4,5)} = \mathbf{A}_{(\text{int},1,2,3,4)} \cdot \mathbf{A}_5 \quad (5.35)$$

$$\mathbf{C}_{(\text{int},1,2,3,4,5)} = \mathbf{A}_{(\text{int},1,2,3,4)} \cdot \mathbf{C}_{A(5)} \cdot (\mathbf{A}_{(\text{int},1,2,3,4)}^*)^T + \mathbf{C}_{A(\text{int},1,2,3,4)} \quad (5.36)$$

Die verbleibenden äußeren Padkapazitäten  $C_{BEP}$ ,  $C_{BCP}$  und  $C_{CEP}$  sind parallel zum übrigen Ersatzschaltbild geschaltet und erfordern somit die Admittanzform der Schaltungs- und Korrelationsmatrizen. Aufgrund der Verlustlosigkeit fügt dieser Schaltungsteil wie schon die äußere Kollektor-Basiskapazität keine Rauschleistung hinzu.

$$\mathbf{Y}_6 = j\omega \cdot \begin{bmatrix} C_{BEP} + C_{BCP} & -C_{BCP} \\ -C_{BCP} & C_{CEP} + C_{BCP} \end{bmatrix} \quad \mathbf{C}_{Y(6)} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (5.37)$$

$$\mathbf{A}_{(\text{int},1,2,3,4,5)} \Rightarrow \mathbf{Y}_{(\text{int},1,2,3,4,5)} \quad \mathbf{Y}_{(\text{int},1,2,3,4,5,6)} = \mathbf{Y}_6 + \mathbf{Y}_{(\text{int},1,2,3,4,5)} \quad (5.38)$$

$$\mathbf{C}_{A(\text{int},1,2,3,4,5)} \Rightarrow \mathbf{C}_{Y(\text{int},1,2,3,4,5)} \quad \mathbf{C}_{Y(\text{int},1,2,3,4,5,6)} = \mathbf{C}_{Y(6)} + \mathbf{C}_{Y(\text{int},1,2,3,4,5)} \quad (5.39)$$

Formt man die Korrelationsmatrix der Gesamtstruktur (Gl. (5.39)) in die äquivalente Kettenform um, lassen sich zu den Rauschparametern des vollständigen Ersatzschaltbildes aus Bild 5.6 folgende Beziehungen angeben [50].

$$F_{opt} = 1 + \frac{1}{kT} \cdot \left[ \operatorname{Re}(C_{A12}) + \sqrt{C_{A11} \cdot C_{A22} - (\operatorname{Im}(C_{A12}))^2} \right] \quad (5.40)$$

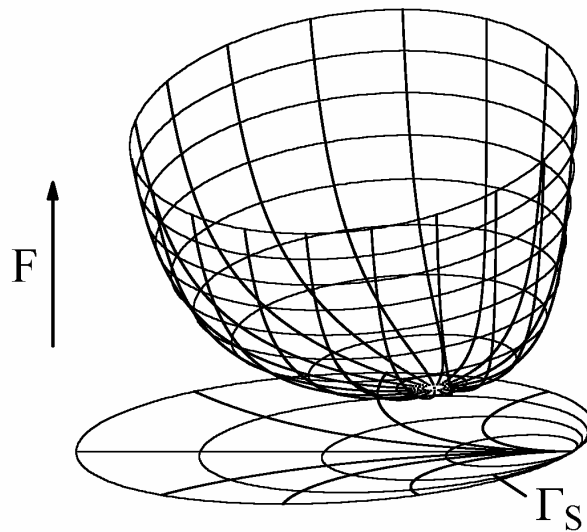
$$Y_{opt} = \frac{\sqrt{C_{A11} \cdot C_{A22} - (\operatorname{Im}(C_{A12}))^2}}{C_{A11}} \quad (5.41)$$

$$R_n = \frac{C_{A11}}{2kT} \quad (5.42)$$

Unter Verwendung der Rauschparameter ( $F_{opt}$ ,  $Y_{opt}$ ,  $R_n$ ) kann die Rauschzahl eines linearen Zweitores als Funktion der Quelladmittanz  $Y_S$  beschrieben werden :

$$F = F_{opt} + \frac{R_n}{G_S} \cdot |Y_S - Y_{opt}|^2 \quad \text{mit} \quad Y_S = G_S + j \cdot B_S \quad (5.43)$$

Aus der Gleichung (5.43) ist die Bedeutung der einzelnen Rauschparameter ablesbar. Ist die Quelladmittanz  $Y_S$  identisch mit dem Rauschparameter  $Y_{opt}$  (Rauschanpassung), so entfällt der gesamte zweite Term aus Gleichung (5.43). Da die Quelladmittanz im Allgemeinen rein passiver Natur ist, wird dieser Anteil nur positive Werte annehmen können. Entfällt er schliesslich ganz, erreicht man den Wert der minimalen Rauschzahl  $F_{opt}$ . Liegt keine Rauschanpassung vor, steigt die Rauschzahl gegenüber  $F_{opt}$  an. Dabei ist der äquivalente Rauschwiderstand  $R_n$  ein Maß für den Anstieg bei von  $Y_{opt}$  abweichenden Quelladmittanzen. Trägt man die Rauschzahl als Funktion des Quellreflektionsfaktors über dem Smithdiagramm auf, erhält man den im Bild 5.7 gezeigten parabelförmigen Verlauf.



**Bild 5.7 Rauschzahl als Funktion des Quellenreflektionsfaktors**

## 5.1.5 HF-Rauschmesstechnik

### 5.1.5.1 Y-Faktormethode

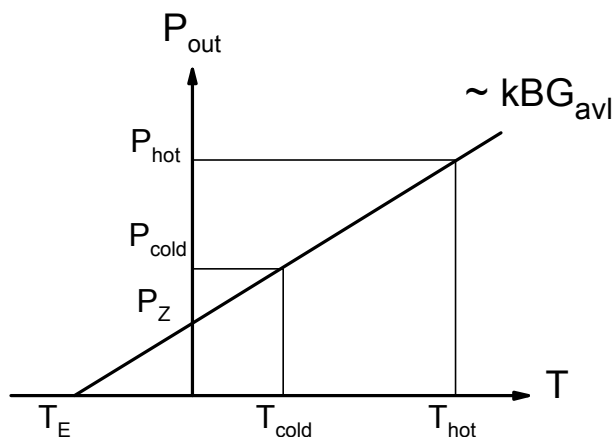
Eine weitverbreitete Methode zur Messung der Rauschzahl in 50Ω Systemen ist die Y-Faktormessung. Hierbei wird der Eingang des Messobjektes direkt mit einem Rauschmessnormal verbunden und die Rauschleistung am Ausgangsport des Messobjektes bei zwei stark unterschiedlichen Eingangsrauschleistungen bestimmt. Die als Rauschquellen bezeichneten Normale beinhalten oft Dioden, welche durch nachgeschaltete Dämpfungsglieder möglichst gut an die 50Ω Messumgebung angepasst sind. Wird die Diode im Durchbruchgebiet betrieben, erzeugt sie neben dem thermischen Rauschen eine zusätzliche Rauschleistung. Im abgeschalteten Zustand („cold“) ist lediglich das thermische Rauschen der 50Ω Quellimpedanz vorhanden. Die verfügbare Leistung der Rauschquelle im eingeschalteten Zustand („hot“) wird analog zum thermischen Rauschen beschrieben. Dazu wird die fiktive Temperatur  $T_{hot}$  eines rein thermisch-rauschenden Widerstandes angegeben, welche zur verfügbaren Rauschleistung der Diodenquelle führen würde :

$$P_{hot} = k \cdot B \cdot T_{hot} \quad (5.44)$$

Vom Hersteller des Rauschnormals wird diese Vergleichstemperatur oft ins Verhältnis mit der Standardtemperatur  $T_0$  (290K / 16.8°C) gesetzt :

$$ENR_{LIN} = \frac{T_{hot} - T_0}{T_0} \quad ENR_{LOG} = 10 \cdot \log(ENR_{LIN}) \quad (5.45)$$

Unter Zuhilfenahme dieses *Excess Noise Ratios (ENR)* und des Quotienten aus den Ausgangsrauschleistungen bei ein- und ausgeschalteter Rauschquelle (Y-Faktor) kann die Rauschzahl wie folgt bestimmt werden :



$$P_{out} = kBT_S \cdot G_{AVL} + P_Z$$

$$P_{out} = kBT_S \cdot G_{AVL} + \underbrace{kBT_E \cdot G_{AVL}}_{P_Z}$$

$$P_{out\_hot} = kBG_{AVL} \cdot (T_{hot} + T_E)$$

$$P_{out\_cold} = kBG_{AVL} \cdot (T_{cold} + T_E)$$

$$\text{mit } Y = \frac{P_{out\_hot}}{P_{out\_cold}} \text{ folgt :}$$

$$T_E = \frac{Y \cdot T_0 - T_{hot}}{1 - Y}$$

Bild 5.8 Y-Faktormethode, Bestimmung der äquivalenten Rauschtemperatur  $T_E$

$$F = \frac{\left( \frac{\text{verfügbare Signalleistung}}{\text{verfügbare Rauschleistung}} \right)_{\text{EINGANG}}}{\left( \frac{\text{verfügbare Signalleistung}}{\text{verfügbare Rauschleistung}} \right)_{\text{AUSGANG}}} = 1 + \frac{T_E}{T_0} = \frac{ENR_{LIN}}{Y - 1} \quad (5.46)$$

Wie bereits erwähnt, findet die Y-Faktormethode hauptsächlich in 50Ω Systemen Anwendung. Für die Ermittlung der Rauschparameter aus Gleichung (5.43) sind jedoch mindestens vier Rauschzahlmessungen bei unterschiedlichen Quellimpedanzen  $Y_S$  aufzunehmen. Die Variation der Quellimpedanzen erfolgt durch Impedanztuner, die dem Messobjekteingang vorgeschaltet werden. In dieser Arbeit wurden ausschließlich mechanische Slab-Line-Tuner verwendet. Dabei wird in eine halb geöffnete koaxialähnliche Leitung („Slab-Line“) eine Reflektorsonde („Slug“) eingeführt. Während der Abstand zwischen Slug und Innenleiter den Betrag des Reflektionsfaktors bestimmt, kann die Phasenlage durch Ortsveränderung des Slugs entlang der Slab-Line eingestellt werden. Die Einfügedämpfung dieses Impedanztuners führt zu einer Änderung des vom Hersteller der Rauschquelle angegebenen Excess Noise Ratios in der Messebene. Zur Korrektur des **ENR** muss folglich die Dämpfung des Impedanztuners für alle verwendeten Einstellungen ermittelt werden, was in der Regel den Ausbau des Tuners aus dem Messplatz erfordert. Der damit verbundene Aufwand lässt eine Automatisierung der Rauschmessung nicht zu. Dieser Nachteil wird bei der Cold-Source Technik umgangen.

### 5.1.5.2 Cold-Source Technik

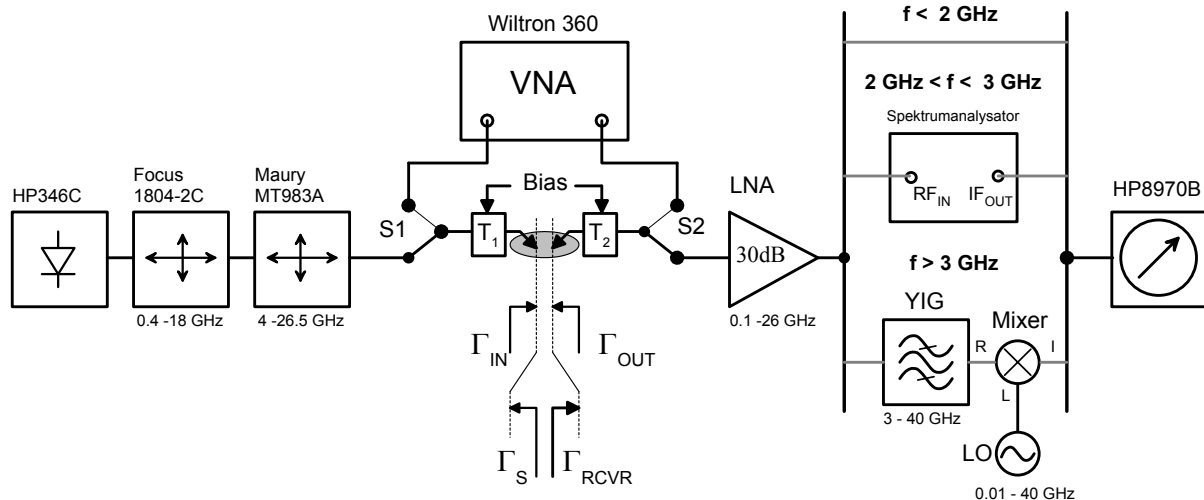
Die Cold-Source Technik verwendet das thermische Rauschen der Quellimpedanz zur Rauschzahlbestimmung. Kennt man die Temperatur des Impedanztuners, lässt sich die verfügbare Rauschleistung wie folgt berechnen :

$$P_{AVL\_Source} = k \cdot T_{Tuner} \cdot B_{Mess} \quad (5.47)$$

Lediglich während der Messplatzkalibrierung wird eine kalibrierte Rauschquelle benötigt. Die Einfügedämpfung des Impedanztuners muss nur für die Transmissionsstellung (d.h. Slug vollständig herausgefahren) zur Berechnung des **ENR** in der Messebene einmalig vorgenommen werden.

#### 5.1.5.2.1 Aufbau des Rauschmessplatzes

Der prinzipielle Aufbau des Rauschmessplatzes für den Frequenzbereich 400MHz bis 26GHz ist im Bild 5.9 gezeigt.

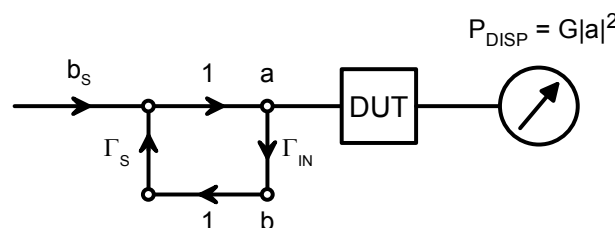


**Bild 5.9 Aufbau des Cold-Source Messplatzes**

Das Messobjekt wird durch On-Wafer Messspitzen mit dem System verbunden. Über die koaxialen Umschalter S1 und S2 können mit dem angeschlossenen Netzwerkanalysator neben den S-Parametern des Messobjektes auch die Reflektionsfaktoren der Quelle ( $\Gamma_S$ ) und der Ausgangslast ( $\Gamma_{RCVR}$ ) direkt gemessen werden. Als Rauschmessempfänger dient das Noise-Figure-Meter HP 8970B. Zur Erhöhung der Messempfindlichkeit wurde ein rauscharmer Breitbandverstärker (LNA) vorgeschaltet. Je nach gewähltem Frequenzbereich muss zwischen LNA und Noise-Figure-Meter eine der in Bild 5.9 eingezeichneten Optionen verwendet werden. Nur Frequenzen unterhalb von 2GHz lassen sich direkt mit dem HP 8970B auswerten. Eine Erweiterung des Frequenzbereiches wird durch einen externen Mischler ermöglicht, der das Rauschspektrum in den Messbereich des Noise-Figure-Meters umsetzt. Die Unterdrückung der Spiegelfrequenz übernimmt ein Bandpaßfilter (YIG-Filter) dessen Durchlassbereich sich stufenlos über einen Gleichstrom steuern lässt. Aufgrund der hohen unteren Grenzfrequenz des YIG-Filters erfolgt die Frequenzumsetzung im Bereich von 2...3GHz unter Zuhilfenahme des IF Ausgangs eines Spektralanalysators.

#### 5.1.5.2.2 Prinzip der Cold-Source Rauschzahlmessung

Zur Beschreibung des Messplatzes wird auf das Signalflussdiagramm aus Bild 5.10 zurückgegriffen. Zunächst soll vereinfachend ein rauschfreier Messempfänger angenommen werden. Die Rauschwelle  $b_s$  des thermisch rauschenden Impedanztuners



**Bild 5.10 Signalflussdiagramm der Cold-Source Messung**

ist aus der verfügbaren Rauschleistung bei bekannter Systemtemperatur  $T_S$  berechenbar.

$$P_{AVL} = k \cdot B \cdot T_S \quad (5.48)$$

Schließt man den Tuner mit seiner konjugiert komplexen Impedanz ab ( $\Gamma_{IN} = \Gamma_S^*$ ), wird die maximale Rauschleistung  $P_{AVL}$  an die Last abgegeben. Diese Leistung lässt sich unter Verwendung des Signalflussgraphen aus Bild 5.10 mit der Rauschwelle  $b_S$  beschreiben :

$$P_{AVL} = \frac{|b_S|^2}{1 - |\Gamma_S|^2} \quad (5.49)$$

Nach Gleichsetzung von Gleichung (5.48) und (5.49) ist  $b_S$  wie folgt festgelegt :

$$b_S = \sqrt{k \cdot B \cdot T_S \cdot (1 - |\Gamma_S|^2)} \quad (5.50)$$

Die am Rauschmessempfänger angezeigte Leistung  $P_{DISP}$  ist in einem linearen System direkt proportional zum Betragsquadrat der Rauschwelle  $a$ , wenn die vom Messobjekt zugeführte Rauschleistung über eine hypothetische Erhöhung der Quelltemperatur um den Wert  $T_E$  Berücksichtigung findet :

$$P_{DISP} = G \cdot |a|^2 = G \cdot \frac{|b_S|^2}{|1 - \Gamma_{IN} \cdot \Gamma_S|^2} = k \cdot B \cdot G \cdot (T_S + T_E) \cdot \frac{1 - |\Gamma_S|^2}{|1 - \Gamma_{IN} \cdot \Gamma_S|^2} \quad (5.51)$$

Wie bereits in Gleichung (5.46) gezeigt, kann die Rauschzahl aus der äquivalenten Rauschtemperatur  $T_E$  bestimmt werden. Wird Gleichung (5.51) nach  $T_E$  umgestellt, erhält man :

$$T_E = \frac{P_{DISP}}{kBG} \cdot \frac{|1 - \Gamma_{IN} \cdot \Gamma_S|^2}{1 - |\Gamma_S|^2} - T_S \quad (5.52)$$

Setzt man diese Beziehung in die Rauschzahldefinition ein, so folgt :

$$F_{DUT} = 1 + \frac{T_E}{T_0} = \frac{P_{DISP}}{kBG \cdot T_0} \cdot \frac{|1 - \Gamma_{IN} \cdot \Gamma_S|^2}{1 - |\Gamma_S|^2} - \frac{T_S}{T_0} + 1 \quad (5.53)$$

Nachdem die Reflexionsfaktoren  $\Gamma_{IN}$  und  $\Gamma_S$  mit dem Netzwerkanalysator ermittelt wurden, bleibt die Verstärkungs-Bandbreite-Konstante ( $kBG$ ) als unbekannte Größe. Zur Bestimmung dieser Konstante benötigt man eine kalibrierte Rauschquelle, die im ein- und ausgeschalteten Zustand die Systemrauschetemperaturen  $T_{S,hot}$  und  $T_{S,cold}$  einstellt. Dabei muss berücksichtigt werden, dass sich die Reflektionsfaktoren der

Rauschquelle für den ein- und ausgeschalteten Zustand unterscheiden können. Aus den angezeigten Leistungen dieser beiden Messungen wird unter Verwendung der Gleichung (5.51) die *kBG*-Konstante berechnet :

$$kBG = \frac{P_{DISP\_hot} \cdot \frac{|1 - \Gamma_{IN} \cdot \Gamma_{S\_hot}|^2}{1 - |\Gamma_{S\_hot}|^2} - P_{DISP\_cold} \cdot \frac{|1 - \Gamma_{IN} \cdot \Gamma_{S\_cold}|^2}{1 - |\Gamma_{S\_cold}|^2}}{T_{cold} \cdot ENR_{COR}} \quad (5.54)$$

Bei der Durchführung dieser Messung muss unbedingt darauf geachtet werden, dass keine Bereichsumschaltung des Noise-Figure-Meters zwischen der „hot“- und „cold“-Messung erfolgt. Veränderte Messbereiche bedeuten neben unterschiedlichen *kBG*-Konstanten auch eine Änderung der Rauschzahl des Messempfängers. Das in der bisherigen Betrachtung außer Acht gelassene Eigenrauschen des Empfängers wird vor der eigentlichen Messung durch Einfügen einer verlustarmen Leitung („Thru“) anstelle des Messobjektes mit der beschriebenen Methode bestimmt. Der in Bild 5.9 gezeigte Messaufbau beinhaltet aus Bandbreitegründen keinen Isolator zwischen Messobjekt und Messempfänger. Dies bedeutet unterschiedliche Quellimpedanzen zwischen Kalibrierung und Messung, die gemäß der Gleichung (5.43) zu einer Änderung der Empfängerrauschzahl führen. Es müssen zunächst die kompletten Rauschparameter des Empfangssystems bekannt sein, um die zur aktuellen DUT-Ausgangsimpedanz gehörende Rauschzahl ermitteln zu können. Die mit dem eingefügten Messobjekt bestimmte Rauschzahl ist die der Kettenschaltung aus Messobjekt ( $F_{DUT}$ ) und rauschendem Messempfänger ( $F_{RCVR}$ ). Unter Verwendung der Kaskadenformel werden die DUT-Rauschzahlen aus Gesamt- und Messempfängerrauschzahl berechnet.

$$F_{DUT} = F_{DUT/RCVR} - \frac{F_{RCVR} - 1}{G_{AVL\_DUT}} \quad (5.55)$$

Der zur Auswertung dieser Gleichung benötigte verfügbare Gewinn  $G_{AVL\_DUT}$  lässt sich aus den vorher gemessenen S-Parametern und dem Quellenreflektionsfaktor  $\Gamma_S$  wie folgt ermitteln :

$$G_{DUT/RCVR} = \frac{P_{AVL\_OUT}}{P_{AVL\_Source}} = |S_{21}|^2 \cdot \frac{1 - |\Gamma_S|^2}{|1 - \Gamma_S \cdot S_{11}|^2 \cdot (1 - |\Gamma_{OUT}|^2)} \quad (5.56)$$

mit

$$\Gamma_{OUT} = S_{22} + \frac{S_{12} \cdot S_{21} \cdot \Gamma_S}{1 - \Gamma_S \cdot S_{11}} \quad (5.57)$$

### 5.1.5.2.3 Kalibrierung des Rauschmessplatzes

Zur Kalibrierung des Messsystems sind die folgenden Schritte notwendig :

1. Kalibrierung des Netzwerkanalysators in der Messebene
2. Messung der Quellreflektionsfaktoren aller verwendeten Tunerstellungen
3. Ermittlung der Impedanztuner-Einfügedämpfung und Korrektur des *ENR*
4. Messung der DUT S-Parameter und des Empfängerreflektionsfaktors  $\Gamma_{RCVR}$
5. Bestimmung der Rauschparameter  $F_{min\_RCVR}$ ,  $\Gamma_{opt\_RCVR}$  und  $R_{n\_RCVR}$

#### *VNA Kalibrierung*

Zur Kalibrierung des Netzwerkanalysators in der Ebene der On-Wafer-Koplanar-Messköpfe kommt das **Line/ Reflect/ Match** Verfahren (*LRM*) zum Einsatz. Die Kalibriernormale stehen auf einem Aluminium-Keramik Substrat in Form einer 50Ω Koplanarleitung ( $l = 100\mu\text{m}$ ), eines Kurzschlusses (Reflect) und als 50Ω Leitungsabschluss (Match) zur Verfügung. Zur Überprüfung einer ordnungsgemäßen Kontaktierung von Messkopf und Kalibriersubstrat werden die DC-Widerstände vom Kurzschluss und Leitungsabschluss über die Bias-Tees gemessen. Schlechte Kontaktierung und fehlerhafte Kalibriernormale, die sich als Kalibrierfehler und schliesslich als Messfehler auswirken könnten, lassen sich somit vermeiden. Nach abgeschlossener Kalibrierung sollten die Messbezugsebenen mit den Enden der koplanaren Messköpfe übereinstimmen. Zur Überprüfung wird erneut das Kurzschlussnormal kontaktiert und die 180° Sollphasenlage des Reflektionsfaktors getestet. Ein mit der Frequenz stetig zu- oder abnehmender Phasenversatz lässt sich durch Korrektur der elektrischen Länge des Line-Normals vermeiden.

#### *Messung der Quellreflektionsfaktoren $\Gamma_S$ des Impedanztuners*

Die Ermittlung der Quellreflektionsfaktoren zu jeder verwendeten Tunerstellung erfolgt durch Messung des  $S_{22}$  Reflektionsfaktors (vgl. Bild 5.9) bei miteinander verbundenen Messebenen. Die dazu verwendete verlustarme Thru-Leitung (Line-Normal) fügt einen zusätzlichen Phasenversatz zu, um den die gemessenen Werte unter Verwendung der S-Parameter bereinigt werden müssen :

$$\Gamma_S = \frac{\Gamma_{Mess} - S_{22\_Thru}}{S_{12\_Thru} \cdot S_{21\_Thru} + S_{11\_Thru} \cdot \Gamma_{Mess} - S_{11\_Thru} \cdot S_{22\_Thru}} \quad (5.58)$$

#### *Messung der Einfügedämpfung des Impedanztuners und Korrektur des *ENR**

Zur Bestimmung der Verstärkungs-Bandbreite-Konstante (*kBG*) nach Gleichung (5.54) wird das bezüglich des Rauschquellenanschlusses angegebene *ENR* in das der Messebene (*ENR<sub>COR</sub>*) umgerechnet. Dies ist nötig, da zwischen Rauschquelle und der Messebene das passive Zweitor des Impedanztuners angeordnet ist. Obwohl der

Tuner-Slug zur Vermeidung von Reflektionen nicht in die Slab-Line hineinragt, verbleibt eine Restdämpfung infolge der Leitungs- und Steckerverluste. Kennt man den verfügbaren Gewinn der Strecke zwischen Rauschquelle und Messebene, so wird das *ENR* mit der folgenden Beziehung in die Messebene transformiert :

$$ENR_{COR} = ENR \cdot G_{AVL} + \frac{T_{amb} - T_0}{T_0} \cdot (1 - G_{AVL}) \quad (5.59)$$

Sind die S-Parameter des passiven Zweitors zwischen Rauschquelle und Messebene und der Rauschquellenreflektionsfaktor  $\Gamma_{NS}$  gegeben, so bestimmt sich der verfügbare Gewinn zu :

$$G_{AVL} = \frac{|S_{21}|^2 \cdot (1 - |\Gamma_{NS}|^2)}{|1 - S_{11} \cdot \Gamma_{NS}|^2 \cdot (1 - |\Gamma_S|^2)} \quad (5.60)$$

Da der Tuner ein rein passives, reziprokes Zweitor darstellt, können die zur Berechnung des verfügbaren Gewinns benötigten S-Parameter allein aus Eintor-Reflektionsfaktoren bestimmt werden. Ein Ausbau des Impedanztuners ist somit nicht nötig. Der Quellreflektionsfaktor  $\Gamma_S$  lässt sich als Funktion des Reflektionsfaktors am Ort der Rauschquelle beschreiben :

$$\Gamma_S(\Gamma_L) = S_{11} + \frac{S_{21}S_{12} \cdot \Gamma_L}{1 - S_{22} \cdot \Gamma_L} \quad (5.61)$$

Ersetzt man die Rauschquelle durch Kalibrierstandards mit bekannten Reflektionsfaktoren, kann man unter Verwendung der Gleichung (5.61) ein Gleichungssystem aufstellen [51]. Zur Auflösung des Gleichungssystems nach den drei Unbekannten  $S_{11}$ ,  $S_{22}$  und  $S_{12}S_{21} = S_{21}^2$  müssen mindestens drei verschiedene Standards und damit Gleichungen verwendet werden. In dieser Arbeit kamen die koaxialen Standards Open ( $\Gamma_{L1} = 1$ ), Short ( $\Gamma_{L2} = -1$ ) und Load ( $\Gamma_{L3} = 0$ ) zur Anwendung.

Sind die S-Parameter aus der Eintormethode bekannt, ist auch der Eingangsreflektionsfaktor der Rauschquelle für den ein- und ausgeschalteten Zustand analog zur Bestimmung des Quellreflektionsfaktors in Gleichung (5.58) bestimmbar.

*Bestimmung der Rauschparameter  $F_{min\_RCVR}$ ,  $\Gamma_{opt\_RCVR}$  und  $R_{n\_RCVR}$*

Den Abschluss der Messplatzkalibration bildet die Bestimmung der Rauschparameter des Messempfängers. Dazu müssen zunächst mindestens vier Rauschzahl-Quellimpedanz-Paare gemessen werden. Während der Rauschzahlmessung nach der im Kapitel 5.1.5.2.2 vorgestellten Methode ist das Messobjekt durch eine Thru-Line zu ersetzen. Unter Verwendung der im nachfolgenden Kapitel beschriebenen Methoden können die Rauschparameter extrahiert und die Rauschzahl des Messempfängers bei eingefügtem Messobjekt bestimmt werden. Dies ist die Grundlage für die Bereinigung der DUT-Rauschzahl vom Messplatzrauschen gemäß der Gleichung (5.55).

### 5.1.5.3 Extraktion der Rauschparameter

Wie bereits in Abschnitt 5.1.4 gezeigt, genügen die Parameter  $F_{opt}$ ,  $Y_{opt}$  und  $R_n$  um das Rauschverhalten von linearen Zweitoren vollständig zu beschreiben. Trägt man die Rauschzahl über dem Quellenreflektionsfaktor  $\Gamma_S$  auf, bildet sich das in Bild 5.7 dargestellte Paraboloid heraus :

$$F(Y_S) = F_{opt} + \frac{R_n}{G_S} \cdot \left[ (G_S - G_{opt})^2 + (B_S - B_{opt})^2 \right] \quad (5.62)$$

$$\text{mit} \quad Y_{opt} = G_{opt} + j \cdot B_{opt} \quad Y_S = G_S + j \cdot B_S$$

Wie aus dieser Gleichung ersichtlich, benötigt man mindestens vier verschiedene Quellimpedanzen und die zugehörigen Rauschzahlen um eine analytische Bestimmung der Rauschparameter zu ermöglichen. Zur Erhöhung der Genauigkeit durch Mittelung werden in der Praxis etwa 12 Impedanzpunkte verwendet. In der Literatur finden sich eine ganze Reihe von Extraktionsalgorithmen die entweder auf Fit-Verfahren oder aber dem direkten Lösen der Gleichung (5.62) basieren. Im Rahmen von [51] wurden die bekannten Verfahren hinsichtlich ihrer Empfindlichkeit gegenüber Messungenauigkeiten miteinander verglichen. Die dabei als unempfindlichsten Extraktionsmethoden herausgestellten Verfahren nach Lane [52] und Vasilescu [53] werden im Rahmen dieser Arbeit angewandt und im Folgenden kurz erläutert :

#### *Lane bzw. Modified-Lane Verfahren*

Das von Richard Q. Lane bereits 1969 vorgestellte Verfahren basiert auf Linearisierung der Gleichung (5.62) :

mit den Substitutionen

$$F_{opt} = A + \sqrt{4 \cdot B \cdot C - D^2} \quad R_n = B \quad (5.63)$$

$$G_{opt} = \frac{\sqrt{4 \cdot B \cdot C - D^2}}{2 \cdot B} \quad B_{opt} = \frac{-D}{2 \cdot B}$$

erhält man

$$F(Y_S) = A + B \cdot \left( G_S + \frac{B_S}{G_S} \right) + C \cdot \left( \frac{1}{G_S} \right) + D \cdot \left( \frac{B_S}{G_S} \right)$$

Sind mehr als vier Rauschzahl-Quellimpedanz-Paare gegeben, kann die Lösung des linearisierten Gleichungssystems (5.63) durch Minimierung des quadratischen Fehlers gefunden werden. Die zu minimierende Fehlerfunktion lautet :

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \frac{1}{F_i^2} \cdot \left[ A + B \cdot \left( G_{S,i} + \frac{B_{S,i}^2}{G_{S,i}} \right) + C \cdot \left( \frac{1}{G_{S,i}} \right) + D \cdot \left( \frac{B_{S,i}}{G_{S,i}} \right) - F_i \right]^2 \quad (5.64)$$

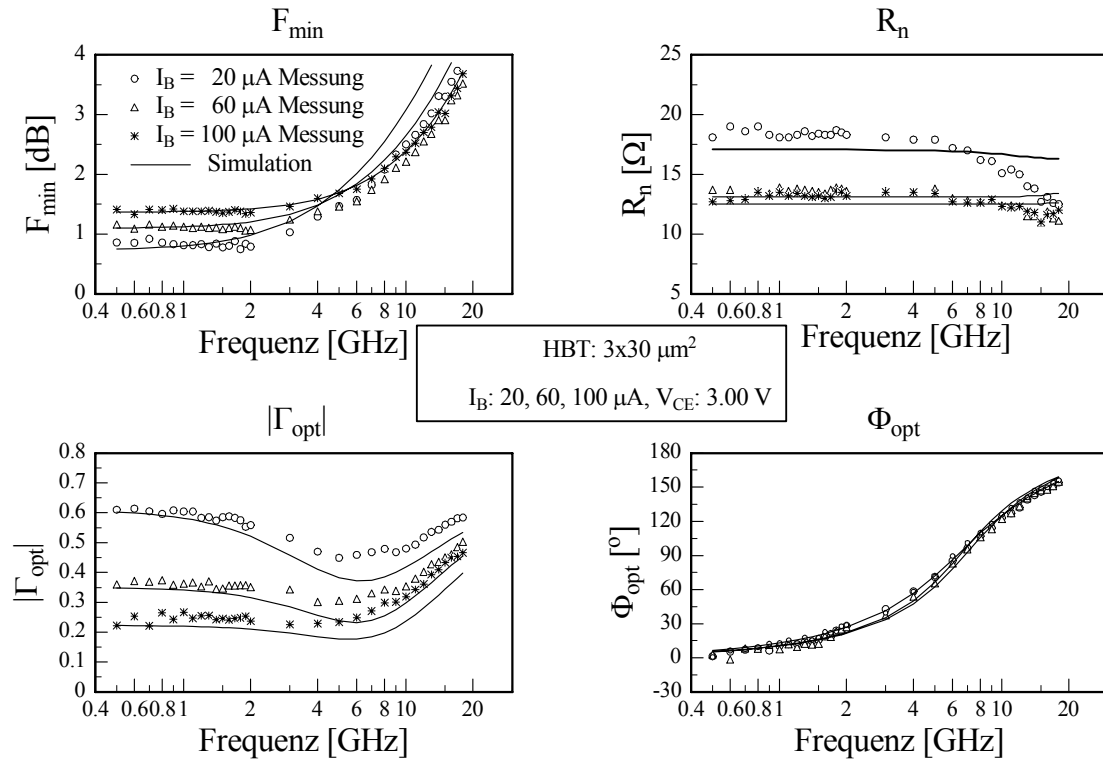
Beim *modifizierten Lane Verfahren* erfolgt eine Gewichtung der Fehlerfunktion mit dem Faktor  $1/F_i^2$  (vgl. Gleichung (5.64)). Damit erreicht man, dass große Messfehler sich weniger stark auf die Lösung auswirken. Die Minimierung der Fehlerfunktion  $\varepsilon$  erfolgt durch Bildung und Nullsetzung der partiellen Ableitungen nach den Variablen A bis D [51]. Dabei gibt es Datensätze die zu einer Singularität dieses Gleichungssystems führen und somit keine Lösung zulassen. Ist dies der Fall, so kann auf das *Vasilescu-Verfahren* zurückgegriffen werden.

### *Vasilescu Verfahren*

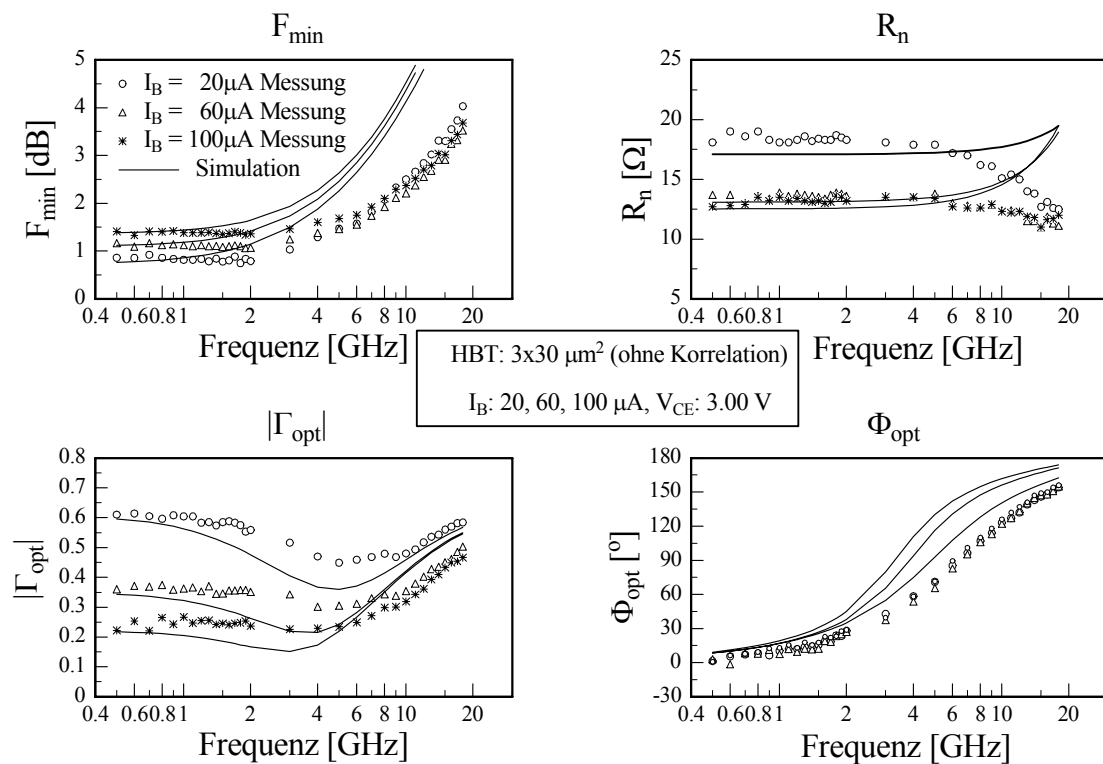
Zur Vermeidung der mit der Linearisierung verbundenen Ungenauigkeiten des *Lane Verfahrens* wurde von G.I. Vasilescu vorgeschlagen, das aus vier Messungen mit Gleichung (5.62) gebildete, nichtlineare Gleichungssystem direkt zu lösen. Bei Verwendung von mehr als vier Messpunkten ist eine Genauigkeitserhöhung durch Bildung und Lösung aller möglichen Viererkombinationen erreichbar, wenn die Teillösung mit der geringsten Abweichung ausgewählt wird. Im Gegensatz zum *Lane-Verfahren* ist es sehr unwahrscheinlich, dass keiner der Viererkombinationen eine Lösung zulässt. Für die Beschreibung zur Lösung des nichtlinearen Gleichungssystems wird auf die entsprechende Literatur verwiesen.

#### 5.1.5.4 Gegenüberstellung von gemessenen und simulierten Rauschparametern

Das Rauschmodell besitzt keine zusätzlichen Freiheitsgrade, da sämtliche Rauschquellen allein durch die Gleichströme  $I_B$  und  $I_C$  sowie die Temperatur des Halbleiterkristalls vorgegeben sind. Die Frequenzabhängigkeit der Rauschparameter wird ausschließlich von den Elementen des Großsignalmodells bestimmt. Bild 5.11 stellt vergleichend die gemessenen und mit dem Großsignalmodell simulierten Rauschparameter eines  $3 \times 30 \mu\text{m}^2$  AlGaAs HBT im Bereich 0.5...18GHz gegenüber. Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung im unteren Frequenzbereich bis etwa 5GHz. Für den oberen Bereich sind leichte Abweichungen bei  $F_{min}$  und  $R_n$  sichtbar. Aus simulationstechnischen Gründen konnte die, die Korrelation zwischen den Rauschquellen bestimmende, Basis-Elektronenlaufzeit nur als konstanter, mittlerer Wert implementiert werden. Da die Korrelation zwischen den Schrotrauschquellen zu einem weniger stark ausgeprägten Anstieg der Rauschzahl mit der Frequenz führt, ergibt sich bei kleinen Basisströmen mit entsprechend höherer Laufzeit (vgl. Bild 4.16) ein zu groß bestimmter Rauschzahlwert. Bild 5.12 zeigt die Auswirkungen einer unberücksichtigten Korrelation durch Vergleich mit den gemessenen Rauschparametern. Es ist deutlich erkennbar, dass etwa ab 2GHz die laufzeitbedingte Korrelation nicht vernachlässigt werden darf.



**Bild 5.11** Gemessene und simulierte Rauschparameter eines  $3 \times 30 \mu\text{m}^2$  AlGaAs HBT in den Arbeitspunkten :  $U_{CE} = 3 \text{ V}$  /  $I_B = 20, 60, 100 \mu\text{A}$



**Bild 5.12** Rauschparameter ohne Laufzeitkorrelation der Schrottrauschquellen (Vergleich mit den Messungen)

Neben den korrelationsbedingten Abweichungen spielen auch die auf der „ $\pi$ “-Struktur des Großsignalmodells basierenden Näherungen eine Rolle. Grund sind die nicht mehr vernachlässigbaren Laufzeiten der gesteuerten Stromquelle, die eine formale Umrechnung zwischen dem physikalisch nahen „T“-Ersatzschaltbild und dem in „ $\pi$ “-Topologie vorliegenden Großsignalmodell verhindern. [7]

## 5.2 Niederfrequenzrauschen

Untersucht man das Rauschleistungsdichtespektrum am Kollektor- oder Basisanschluss eines HBT, ist für Frequenzen unterhalb von etwa 100kHz ein Anstieg der Rauschleistung beobachtbar. Während bei linearen Hochfrequenzschaltungen dieses Rauschen außerhalb des Arbeitsfrequenzbereichs nicht berücksichtigt werden muss, erfordern nichtlineare HF-Schaltungen wie Frequenzumsetzer und Oszillatoren eine Rauschcharakterisierung auch im unteren Frequenzbereich. Grund dafür sind Mischprozesse, die niederfrequentes Rauschen auf Frequenzen im Hochfrequenzbereich aufmodulieren können. Für nichtlineare Anwendungen im Mikrowellenbereich muss somit neben guten Hochfrequenzeigenschaften auch geringes Niederfrequenzrauschen des Transistors gefordert werden. An dieser Stelle zeigen HBT auf der Basis von III-V Verbundhalbleitern ihre Stärke, da sie im Vergleich zu traditionell im Mikrowellenbereich eingesetzten HEMT und MESFET Transistoren ein wesentlich geringeres Niederfrequenzrauschen aufweisen.

Die beobachtete spektrale Färbung des NF-Rauschens ist einer ganzen Reihe von Prozessen im Halbleitermaterial zuzuschreiben, die in den folgenden Kapiteln kurz vorgestellt werden.

### 5.2.1 1/f Rauschen

Der Anstieg des NF-Rauschens kann in weiten Bereichen etwa umgekehrt proportional zur Frequenz angegeben werden :

$$S(f) \propto \frac{1}{f^\alpha} \quad (5.65)$$

Dabei ist der experimentell ermittelte  $\alpha$  Werte zwischen 0.8 und 1.3 angesiedelt. Dieses sogenannte 1/f-Rauschen tritt in allen halbleiterbasierenden Elementen auf. In Studien zum 1/f-Rauschen konnten bisher weder die untere noch die obere Grenzfrequenz gefunden werden. So fanden sich noch bis in den  $10^{-6}$  Hz Bereich 1/f-förmige Rauschspektren. Bei höheren Frequenzen wird das 1/f-Rauschen vom Schrot- und Thermischen Rauschen überdeckt und entzieht sich damit weiteren Untersuchungen. Der Wert der Grenzfrequenz, die den Übergang zwischen 1/f- und weißen Rauschen angibt, ist vom verwendeten Halbleiter und von Technologiedaten abhängig. Ein Vergleich verschiedener Transistortypen bezüglich ihrer 1/f Grenzfrequenzen zeigt, dass Bipolartransistoren (BJT, HBT) ein wesentlich geringer ausgeprägtes Niederfrequenzrauschen aufweisen als Feldeffekttransistoren (HFET, JFET). Das allgemein höhere Rauschen bei Transistoren mit parallel zur Halbleiteroberfläche

fließenden Strömen legt nahe, dass das  $1/f$  Rauschen stark mit Oberflächenzuständen verknüpft ist. Mit Grenzfrequenzen im unteren kHz-Bereich weisen auf Silizium basierende Bipolartransistoren das geringste Niederfrequenzrauschen auf. Die in dieser Arbeit verwendeten AlGaAs Heterobipolartransistoren weisen  $1/f$  Grenzfrequenzen unterhalb von 100kHz auf. Damit erreichen sie zwar nicht die Werte von Siliziumbipolartransistoren, liegen aber noch deutlich unterhalb der der Feldeffekttransistoren [54]. In [55] wurde gezeigt, dass durch Verwendung eines abrupten Heteroüberganges und einer speziellen Oberflächenpassivierung  $1/f$  Grenzfrequenzen unterhalb von 1kHz möglich sind. Sowohl die hohe Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit als auch das verstärkte Auftreten von starken Generations-Rekombinations Prozessen in AlGaAs-Halbleitern (vgl. Abschnitt 5.2.2), verursachen das im Vergleich zu Siliziumtransistoren höhere Niederfrequenzrauschen.

Die genauen Ursachen des  $1/f$  Rauschens konnten bis heute nicht eindeutig aufgeklärt werden. Es existieren jedoch eine Reihe von theoretischen und experimentellen Ansätzen, die ein  $1/f$ -förmiges Rauschspektrum erklären.

In [56] wurde gezeigt, dass bereits die Gitterstreuung von Ladungsträgern an zufällig verteilten Potentialen zu dem sogenannten  $1/f$  Quantenrauschen führt.

Von F.N.Hooge [57] ist das  $1/f$  Rauschen von Halbleiterwiderständen auf Schwankungen der Ladungsträgerbeweglichkeit  $\mu$  zurückgeführt und mittels empirisch gewonnener Gleichungen beschrieben worden. Für das infolge der Leitfähigkeitsschwankung erzeugte  $1/f$  Widerstandsrauschen folgt :

$$\frac{S_R(f)}{R^2} = \frac{\alpha_{HL}}{N \cdot f} \quad (5.66)$$

Worin  $N$  für die Anzahl der am Stromfluss beteiligten Ladungsträger und  $\alpha_{HL}$  für den sogenannten Hooge-Parameter steht. Anhand einer Vielzahl von Veröffentlichungen zeigt sich eine große Schwankung des Hooge-Parameters im Bereich  $10^{-6} \dots 10^{-3}$ .

Dieses Rauschen ist nicht nur auf Halbleiterschichten begrenzt, sondern tritt allgemein in Widerständen auf. Wegen der sehr großen Anzahl von freien Ladungsträgern in Metallen ist es dort jedoch nur sehr schwach ausgeprägt und kann oft gegenüber dem thermischen Rauschen vernachlässigt werden. Fließt durch diese rauschenden Widerstandsschichten ein Gleichstrom  $I$ , kann ein  $1/f$  Rauschspektrum im Spannungsabfall beobachtet werden :

$$S_V(f) = \frac{\alpha \cdot R^2 \cdot I^2}{f \cdot N} \quad (5.67)$$

Dieses  $1/f$  Spannungsrauschen tritt an den Basis-, Emitter- und Kollektoranschlüssen auf. Kleinpenning [58] zeigte, dass dieses besonders bei Transistoren mit kleinen Geometrieabmessungen aufgrund der höheren parasitären Serienwiderstände berücksichtigt werden muss.

Wie der Vergleich des NF-Rauschens von Bipolar- und Feldeffekttransistoren zeigt, haben die an Oberflächen auftretenden  $1/f$  Rauschprozesse eine herausragende Rolle. Infolge von Schwankungen in der Besetzung von Oberflächenzuständen ändert sich die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit, die ihrerseits zu einem variierenden Rekombinationsstrom führt. Dieser Rauschprozess tritt besonders stark an der Oberfläche der extrinsischen Basis [59] auf und kann durch die spektrale Dichte des Rekombinationsstromes angegeben werden [60]:

$$S_I(f) = \frac{K}{f^\alpha} \cdot I_C^2 \cdot \left( \frac{L_E + W_E}{L_E W_E} \right) \quad \begin{array}{l} L_E - \text{Emitterlänge} \\ W_E - \text{Emitterweite} \end{array} \quad (5.68)$$

Die spektrale Rauschstromdichte ist also zum Quadrat des Kollektorstroms sowie zum Umfang/Flächen-Verhältnis des Emitters proportional. Durch eine optimierte Emittergeometrie und die Aufbringung einer Basis-Oberflächenpassivierung konnte dieses oberflächengebundene  $1/f$  Rauschen deutlich verringert und gleichzeitig die Gleichstromverstärkung angehoben werden [61].

### 5.2.2 Generation-Rekombinations Rauschen

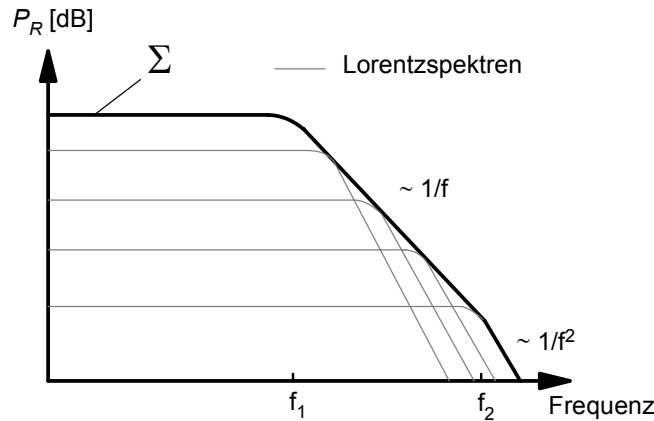
Eine besondere Bedeutung für GaAs-basierte elektronische Elemente hat das Generations-Rekombinationsrauschen (GR). GR-Rauschen weist ein sogenanntes Lorentzspektrum auf, d.h. bis zu einer charakteristischen Grenzfrequenz ist das Spektrum konstant und fällt dann mit einem Abfall von 20dB pro Dekade ab. Es tritt oft neben dem  $1/f$  Rauschen auf und macht sich als knieförmige Veränderung des  $1/f$  Rauschhintergrundes (vgl. Bild 5.20) bemerkbar.

Das GR-Rauschen wird durch Schwankungen der Ladungsträgerkonzentration hervorgerufen. Solche Konzentrationsschwankungen sind in Halbleiterkristallen durch Generations- und Rekombinationsprozesse bedingt, die über Störstellenniveaus zwischen Leitungs- und Valenzband ablaufen. Besonders die zwischen den Bändern liegenden tiefen Störstellen sind in der Lage Leitungsträger einzufangen und nach einer gewissen Zeitspanne wieder abzugeben. Die von tiefen Störstellen eingefangenen Ladungsträger können bis in den Sekundenbereich festgehalten werden und somit zu den beobachteten sehr niederfrequenten Rauschanteilen führen [62]. Die Schwankung der Ladungsträgeranzahl in Halbleitern wurde zuerst von Burgess [56] beschrieben. Geht man zunächst von nur einem Störstellenniveau mit der zugehörigen Zeitkonstante  $\tau$  aus, berechnet sich das zugehörige Rauschspektrum zu :

$$S_{GR}(f) = 4 \cdot \overline{\Delta N^2} \cdot \frac{\tau}{1 + (2\pi \cdot f \cdot \tau)^2} \quad (5.69)$$

Wobei  $\Delta N$  für die Varianz der Ladungsträgeranzahl steht.

Bei der Überlagerung von Lorentzspektren, die von unterschiedlichen Störstellen stammen, kann sich bei speziellen Verteilungen der Zeitkonstanten ein  $1/f$ -förmiges Summenspektrum bilden (vgl. Bild 5.13). Dazu sind einige Theorien bekannt, die nachfolgend beschrieben werden.



**Bild 5.13 Erzeugung eines 1/f Rauschens aus Überlagerungen mehrerer GR-Rauschquellen**

McWhorter [63] zeigte, dass sich durch Überlagerung von Lorentzspektren mit der Zeitkonstantenverteilung aus Gleichung (5.69) ein 1/f förmiges Rauschspektrum ausbildet.

$$g(\tau) \cdot d\tau = \begin{cases} \frac{d\tau}{\tau \cdot \ln(\tau_2 / \tau_1)} & \text{für } \tau_1 < \tau < \tau_2 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (5.70)$$

Voraussetzung hierfür ist jedoch, dass kein Austausch zwischen den Störstellen auf unterschiedlichen Energieniveaus auftritt. Ist dies der Fall, entsteht anstatt einer 1/f-Verteilung wiederum ein Lorentzspektrum. Diese Zeitkonstantenverteilung konnte erfolgreich zur Erklärung von Niederfrequenzrauschen in MOSFETs angewandt werden [64], deren Störstellen sich in der Oxidschicht befinden.

In der Arbeit von Blasquez und Sauvage [65] wurde nachgewiesen, dass auch nur mit einem Störstellenniveau aus der Überlagerung mehrerer G-R Rauschprozesse ein 1/f-Spektrum entstehen kann. In ihrer Analyse von pnp-Bipolartransistoren berechneten sie die Lebensdauerverteilung als Funktion des Ortes. Unter Anwendung der Shockley-Read-Hall (SRH) Theorie von GR-Prozessen an einem Störstellenniveau wurde die Lebensdauer über dem Basisbereich bestimmt. Für die Verteilung der Minoritätsträgerlebensdauer eines SRH-Prozesses innerhalb des Basisgebietes gilt somit :

$$\tau^{-1} = C_{Trap} \cdot \left( p(x=0) \cdot \left[ 1 - \frac{x}{W_B} \right] + n_i \cdot \exp\left(\frac{E_i - E_{Trap}}{kT}\right) \right) \quad (5.71)$$

mit

$C_{Trap}$  - Einfangquerschnitt der Störstelle

$n_i / E_i$  - intrinsische(s) Ladungsträgerkonzentration/Energieniveau

$E_{Trap}$  - Trapenergieniveau

$p(0)$  - Minoritätsladungsträgerkonzentration am Emitterrand

$W_B$  - Basisweite

Das Rauschspektrum dieser verteilten Traps fanden Blasquez und Sauvage durch Einsetzen in Gleichung (5.69) und anschließende Integration über das gesamte Basisgebiet :

$$S_{GR}(f) = A_E \cdot \int_{x=0}^{W_B} 4 \cdot N_{Trap} \cdot f_{Trap}(x) \cdot (1 - f_{Trap}(x)) \cdot \frac{\tau(x)}{1 + (2\pi f \cdot \tau(x))^2} \quad (5.72)$$

mit

$$A_E \quad - \text{Emitterfläche} \quad N_{Trap} \quad - \text{Dichte der Störstellen}$$

$$f_{Trap}(1 - f_{Trap}) - \text{Störstellenbesetzungsfunktion in der Basis}$$

Berechnet man das Integral aus Gleichung (5.72) ergibt sich schließlich ein 1/f förmiges Spektrum:

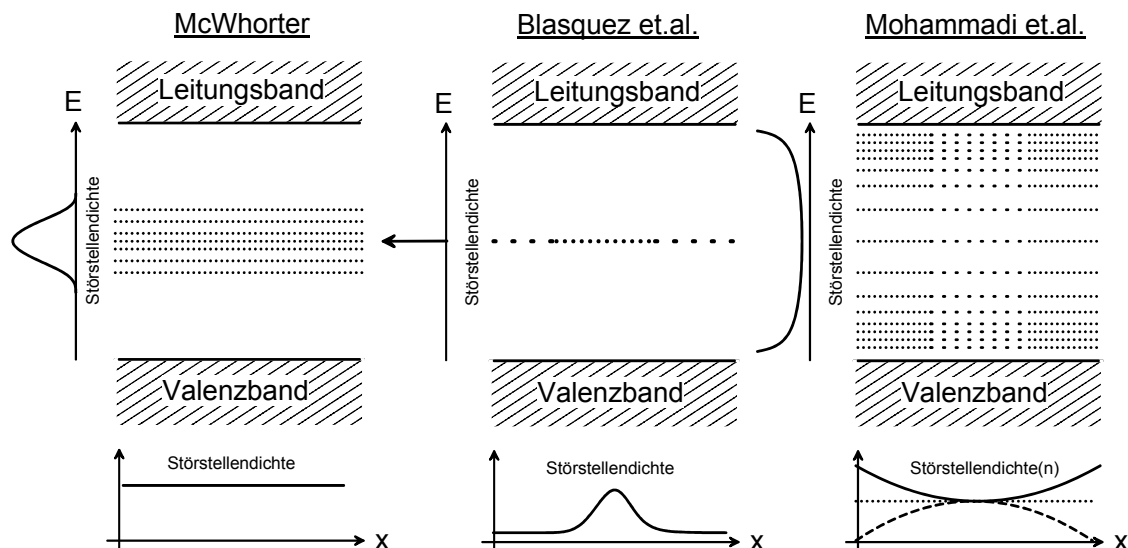
$$S_{GR}(f) = \left[ \frac{A_E \cdot W_B \cdot N_{Trap}}{p(0)} \cdot \exp\left(\frac{E_i - E_{Trap}}{kT}\right) \right] \cdot \frac{1}{f} \quad (5.73)$$

In diesen Theorien wird entweder die Überlagerung von GR-Spektren einzelner Störstellen mit ortsabhängiger Zeitkonstantenverteilung (Blasquez / Sauvage) oder eines ganzen Störstellenbandes mit speziell vorgegebener Zeitkonstantenverteilung und ortsunabhängiger Störstellendichte (McWhorter) zur Erklärung des 1/f förmigen Rauschspektrums verwendet. Von Mohammadi et. al. [66] wurden beide Theorien zusammengeführt, d.h. eine sowohl Orts- als auch Energieabhängigkeit der Störstellendichte über den Basisbereich eines Heterobipolartransistors berücksichtigt. Das Gesamtspektrum kann somit durch Integration der einzelnen GR-Spektren über der Energie und dem Ort der Basis berechnet werden :

$$S_N(f) = \iint_{Basis} S_N(f, x, E) \cdot dx \cdot dE \quad (5.74)$$

Im Gegensatz zu McWhorters Theorie wurde von Mohammadi et. al. gezeigt, dass keine spezielle Verteilung der Zeitkonstanten nötig ist, um ein Spektrum der Form 1/f' zu erzeugen. Anhand einiger hypothetisch angesetzter Störstellendichten zwischen dem Valenz- und Leitungsbandniveau sowie der Berücksichtigung von Auger- bzw. Shockley-Reed-Hall Rekombinationsprozessen innerhalb des Basisgebietes konnte das gemessene Niederfrequenzrauschen des Basisgebietes eines AlGaAs/GaAs HBT sehr gut nachgebildet werden. Für den Wert des Exponenten  $\gamma$  wurde gezeigt, dass eine Abhängigkeit vom vorherrschenden Rekombinationsmechanismus (Auger- /SRH), der gewählten Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Störstellen im Energieband und der örtlichen Störstellenverteilung besteht.

Die erläuterten Theorien sind in Bild 5.14 nochmals gegenübergestellt worden.



**Bild 5.14 Theorien zur Entstehung von  $1/f$  Rauschen aus Überlagerung von GR Rauschquellen**

### 5.2.2.1 DX Zentren in GaAs

Das im vorhergehenden Kapitel beschriebene GR-Rauschen wird vor allem durch sogenannte tiefe Störstellen erzeugt. Im Gegensatz zu flachen Störstellen, die sich energetisch knapp unterhalb des Leitungsbandes befinden und bei Umgebungstemperatur unbesetzt (ionisiert) sind, liegen tiefe Störstellen in der Mitte der verbotenen Zone. Aufgrund ihrer höheren Aktivierungsenergie bleiben einmal eingefangene Ladungsträger bis in den Sekundenbereich an diesen Störstellen haften und führen somit zu langsamen Veränderungen der Leitfähigkeit, die sich in Form des NF-Rauschens äußern. Das Auftreten von tiefen Störstellen kann durch Fehler in der Kristallstruktur oder durch eingelagerte Fremdatome infolge von Prozessverunreinigungen bedingt sein. In n-dotierten  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  treten bei höheren Aluminiumkonzentrationen ( $x > 0.2$ ) neben den donatorbedingten flachen zusätzlich tiefe Störstellenniveaus auf. Die Ausbildung der tiefen Störstellen ist dabei unabhängig vom Donator und des gewählten Epitaxieverfahrens [67]. Als Ursache dieser zusätzlichen Energieniveaus wurde von Lang [68] vermutet, dass es sich nicht um eine einzelne Störstelle, sondern um einen Störstellenkomplex aus dem Donatoratom (D) und einem unbekannten Gitterdefekt (X) handelt. Nach Lang werden diese tiefen Störstellenkomplexe als DX-Zentren bezeichnet. Später fand man jedoch heraus, dass sich DX-Zentren nur aus der Wechselwirkung zwischen den substituierenden Donatoratomen und dem AlGaAs-Kristallgitter herausbilden. Diese Theorie stützen Störstellenuntersuchungen an n-dotierten  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  Kristallen unter Einwirkung von hohem Druck. Dabei konnte der spontane Wechsel von flachen zu tiefen Störstellen beobachtet werden, obwohl der Aluminiumanteil unterhalb des kritischen Wertes von 20% lag ( $0 < x < 0.2$ ). Nach dem heutigen Erkenntnisstand ist eine vom Ladungszustand des Donators abhängige räumliche Gitterverzerrung für die Ausbildung von DX-Zentren verantwortlich. Tritt das Donatoratom in Wechselwirkung mit zwei Elektronen, kann es zu der im Bild 5.15 gezeigten Verschiebung des Donatoratoms in Richtung der  $[111]$ -Kristalldiagonale kommen.

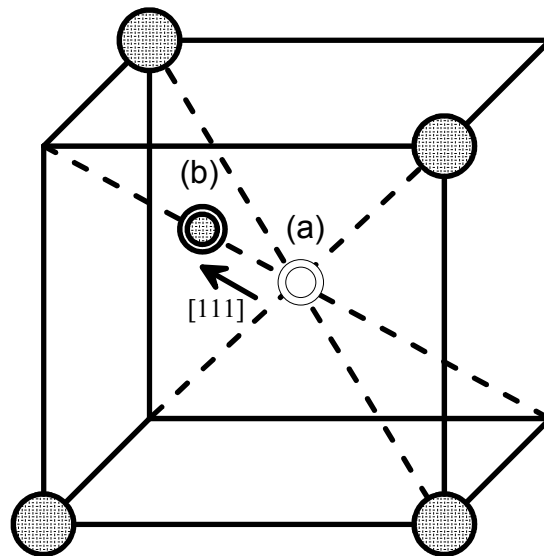


Bild 5.15 Versatz des Donatoratoms innerhalb eines DX-Zentrums

Trägt man die Summe aus elektronischer und elastischer Energie als Funktion der Gitterverschiebung  $x$  auf, erhält man das Konfigurations-Koordinaten-Diagramm (vgl. Bild 5.16). Aus diesem Diagramm können zwei parabelförmige Zustandskurven abgelesen werden. Die mit  $d^+$  gekennzeichnete Parabel entspricht dabei dem des ionisierten Donatoratoms und der DX-Kurvenzug zeigt das energetische Verhalten des Donators mit eingefangenen Elektronen. Die Energie-Minima (A,B) und damit die energetisch stabilen Zustände beider Kurven sind nicht identisch. Während für das ionisierte Donatoratom das Energieminimum exakt am Ort des substituierten Gitteratoms ( $x = 0$ ) auftritt, weist die DX-Parabel ein geringeres Energieminimum für das um den Wert  $x = a$  versetzte Donatoratom auf. Im Bänderdiagramm bedeutet dies, dass mit ein und demselben Donatoratom sowohl eine flache Störstelle mit der Zustandsenergie A als auch ein tieferes im verbotenen Energieband liegendes Störstellenniveau B auftreten kann.

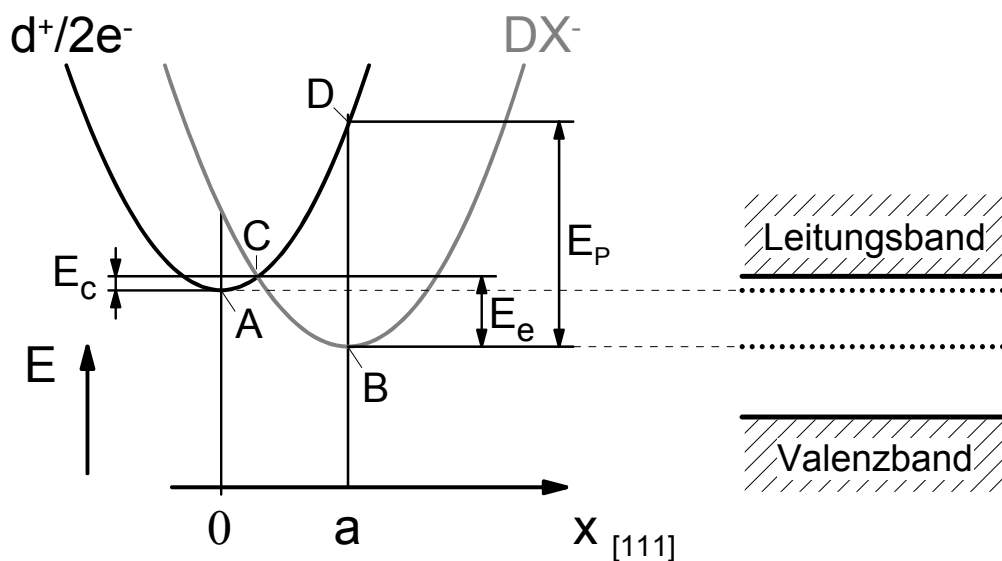


Bild 5.16 Konfigurations-Koordinaten-Diagramm nach [69]

Mit dem Konfigurations-Koordinaten-Diagramm lässt sich auch das Temperaturverhalten der DX-Zentren erklären. Bei Umgebungstemperatur können die stabilen Zustände A und B des Donators auftreten. Erhöht man die Kristalltemperatur, wird für Phononenenergien ( $kT$ ) größer als der Energieabstand zwischen dem Minimum B und dem Berührungspunkt C das DX-Zentrum ionisiert und somit das Energieniveau der flachen Störstelle eingenommen. Aufgrund der nun an das Leitungsband abgegebenen Elektronen ist ein Anstieg der elektrischen Leitfähigkeit beobachtbar. Verringert man hingegen die Kristalltemperatur, werden die Elektronen vom Donatorion eingefangen und der DX-Zustand B eingenommen. Da nun Elektronen im Leitungsband fehlen, kommt es zu einer Abnahme der elektrischen Leitfähigkeit. Wird das Halbleiterkristall mit Photonen, deren Energie ( $h\nu$ ) größer als  $E_P$  ist, bestrahlt, so können die vom DX-Zentrum eingefangenen Elektronen über den Schnittpunkt D das Energieminimum B verlassen und schließlich der Zustand A eingenommen werden. Aufgrund der Energiebarriere  $E_c$  ist bei geringen Temperaturen ein Zurückfallen in das DX-Zentrum nicht möglich. Die Erhöhung der Ladungsträgeranzahl durch das ans Leitungsband abgegebene Elektron bleibt somit bestehen und wird als persistente Photoleitfähigkeit (PPC) bezeichnet [70]. Im Experiment kann jedoch eine sehr langsame Abnahme der PPC beobachtet werden. Diese ist Folge eines quanten-mechanischen Tunnelprozesses der zum Einfangen von zwei Elektronen und somit zur Ausbildung des DX-Zentrums führt. Die Abnahme der PPC hängt sehr stark vom Donatoratom und der Temperatur ab. Für den häufig bei AlGaAs-HBTs eingesetzten Siliziumdonator kann sie bei tiefen Temperaturen in der Größenordnung mehrerer Tage liegen [71]. Die persistente Photoleitfähigkeit bildet die Grundlage der Kapazitäts-Transient-Spektroskopie (DLTS). Die DLTS ist eine gängige Methode der Störstellenanalyse, die auf Auswertung der Sperrschichtkapazität von Schottky-Dioden beruht [72,73].

Die Ausbildung von DX-Zentren im  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Emitter von Heterobipolartransistoren ist ein wesentlicher Niederfrequenz-Rauschmechanismus.

### 5.2.3 Niederfrequenz Rauschmesstechnik

Im Gegensatz zum Hochfrequenz-Rauschmodell, bei dem sich allein aus der Kenntnis des HBT Ersatzschaltbildes und den fließenden Gleichströmen die Rauschersatzquellen angeben lassen, ist eine direkte Ableitung der Niederfrequenzrauschquellen leider nicht möglich. Wie in den vorhergehenden Kapiteln angedeutet, existiert kein allgemeingültiges Modell, da sowohl Prozesstechnologie als auch die Qualität der Epitaxieschichten stark schwanken. Die Entwicklung eines für den CAE-Schaltungsentwurf sinnvoll einsetzbaren Modells kann somit nur auf der messtechnischen Bestimmung des niederfrequenten Rauschens erfolgen. Die Charakterisierung des Niederfrequenzrauschens erfolgt über Rauschleistungsdichtespektren ( $S_P$  [W/Hz]), die sich durch Normierung auf den Messwiderstand auch in Form von Rauschstrom- oder Rauschspannungsquellen angeben lassen :

$$\langle |\tilde{i}|^2 \rangle = \frac{S_P}{R_L} \left[ \frac{A^2}{\text{Hz}} \right] \quad \langle |\tilde{v}|^2 \rangle = S_P \cdot R_L \left[ \frac{V^2}{\text{Hz}} \right] \quad (5.75)$$

$$\langle |\tilde{i}|^2 \rangle = \frac{\langle |\tilde{v}|^2 \rangle}{R_L^2} \quad \langle |\tilde{v}|^2 \rangle = \langle |\tilde{i}|^2 \rangle \cdot R_L^2 \quad (5.76)$$

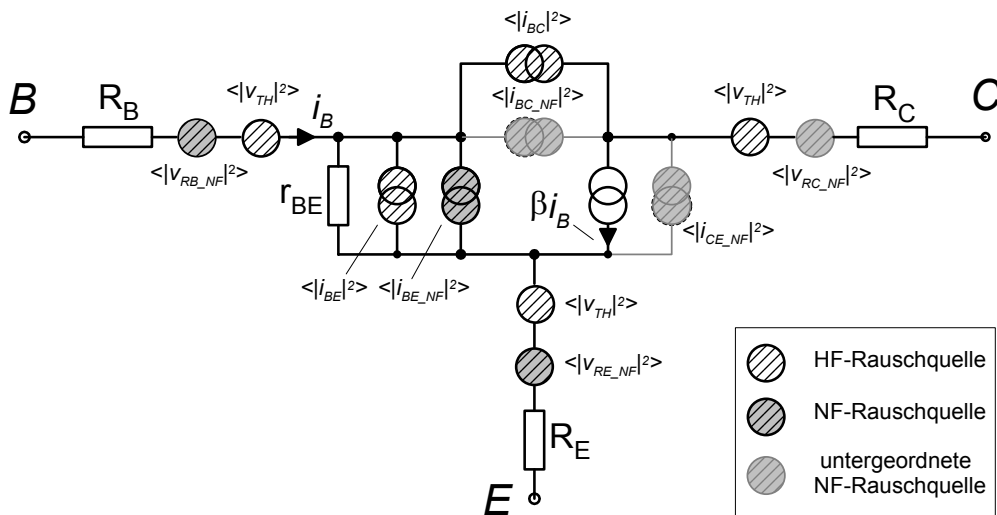
In Gleichung (5.76) sind die Umformungen zwischen den einzelnen Ersatzquellen einer am Lastwiderstand  $R_L$  gemessenen Rauschleistungsichte angegeben.

Bevor auf die Messmethode eingegangen wird, ist es nötig, die möglichen Positionen von Rauschersatzquellen im Ersatzschaltbild anzugeben. Dazu werden zunächst die reaktiven Ersatzschaltbildelemente im niederfrequenten Bereich vernachlässigt :

$$j\omega \cdot C = 0 \quad j\omega \cdot L = 0 \quad (5.77)$$

Das auf diese Weise vereinfachte Ersatzschaltbild ist in Bild 5.17 dargestellt.

Neben den weißen HF-Rauschquellen enthält es alle physikalisch möglichen NF-Rauschquellen die an Oberflächen, Grenzflächen und homogenen Halbleiterschichten zu Niederfrequenzrauschen führen können :



**Bild 5.17 HBT-Rauschersatzschaltbild für den Niederfrequenzbereich**

Die in Bild 5.17 eingezeichneten NF-Rauschquellen tragen nicht alle gleichwertig zum Transistorrauschen bei. Zur Bestimmung der maßgebenden Rauschquellen sind zahlreiche Messmethoden veröffentlicht worden [74-77]. Eine oft angewandte Technik ist die Messung des Kollektorrauschens für verschiedene Quellimpedanzen  $R_S$  am Basisanschluss. Die Ergebnisse dieser „Load-Pull“-Messung führen zu einem linearen Gleichungssystem, dessen Lösung die Anteile der einzelnen Rauschquellen zum Gesamtrauschen aufdeckt. Dabei zeigte sich, dass neben der in Standardmodellen für Bipolartransistoren angewandten Basis-Emitter-Rauschstromquelle ( $\langle |i_{BE}|^2 \rangle$ ) nur eine zweite Rauschspannungsquelle zwischen Emitter- und Basisanschluss ausreicht, um das Niederfrequenzrauschen von Heterobipolartransistoren hinreichend genau zu beschreiben. Die exakte Anordnung der zusätzlichen Quelle kann aus diesen Rauschmessungen allein nicht festgestellt werden, da sich sowohl die Basis- als auch die Emittterrauschspannungsquelle in gleicher Weise zum Kollektoranschluss transformieren. Von Kleinpenning [75] wurde gezeigt, dass diese Rauschspannungsquelle

ihre Ursache im 1/f-Rauschen der Anschlusswiderstände ( $R_B, R_E$ ) hat. Bei Widerstandsrauschen in der gleichen Größenordnung dominiert die Emitterquelle gegenüber der Basisrauschquelle, weil die über den Widerständen abfallende Rauschspannung proportional zum Quadrat des Rauschstromes ist und der Basisstrom gegenüber dem Emitterstrom vernachlässigt werden kann :

$$\langle |v_R|^2 \rangle = \frac{\alpha_B \cdot R_B^2}{f \cdot N_B} \cdot I_B^2 + \frac{\alpha_E \cdot R_E^2}{f \cdot N_E} \cdot (1 + \beta)^2 \cdot I_B^2 \approx \frac{\alpha_E \cdot R_E^2}{f \cdot N_E} \cdot I_E^2 \quad (5.78)$$

Nachdem nun Positionen der relevanten Rauschquellen feststehen, wird im Folgenden die Extraktion der beiden Rauschquellen anhand der Messung des NF-Rauschens am Kollektoranschluss eines in Emitterschaltung arbeitenden HBT beschrieben. Anhand des Kollektorrauschens bei offenem ( $R_S = \infty$ ) und kurzgeschlossenem ( $R_S = 0$ ) Basis-Anschluss sind mit dem in Bild 5.18 gezeigten Messaufbau die Rauschquellen bestimmbar.

### 5.2.3.1 Aufbau des NF-Rauschmessplatzes

Das Messsystem ist größtenteils in einer Abschirmbox untergebracht, um niederfrequente Störungen wie z.B. das 50Hz Netzbrummen oder Abstrahlungen von Computermonitoren weitgehend auszuschließen. Die Arbeitspunkteinstellung erfolgt über Potentiometer und Akkumulatoren die ebenfalls Fremdeinstrahlung verhindern sollen. Alle verwendeten Widerstände einschließlich der Potentiometer sind auf Basis von Widerstandsdrähten und nicht mit Kohleschichten aufgebaut, um kein zusätzliches Widerstands-1/f-Rauschen im Bias-Netzwerk zu erzeugen. Die Kontaktierung der Transistorproben erfolgt über HF-Messspitzen, die eine direkte On-Wafer Charakterisierung erlauben. Nachteil dieser Verbindung ist jedoch die starke Anfälligkeit gegenüber mechanischen Vibrationen, die sich auf den Messkopf

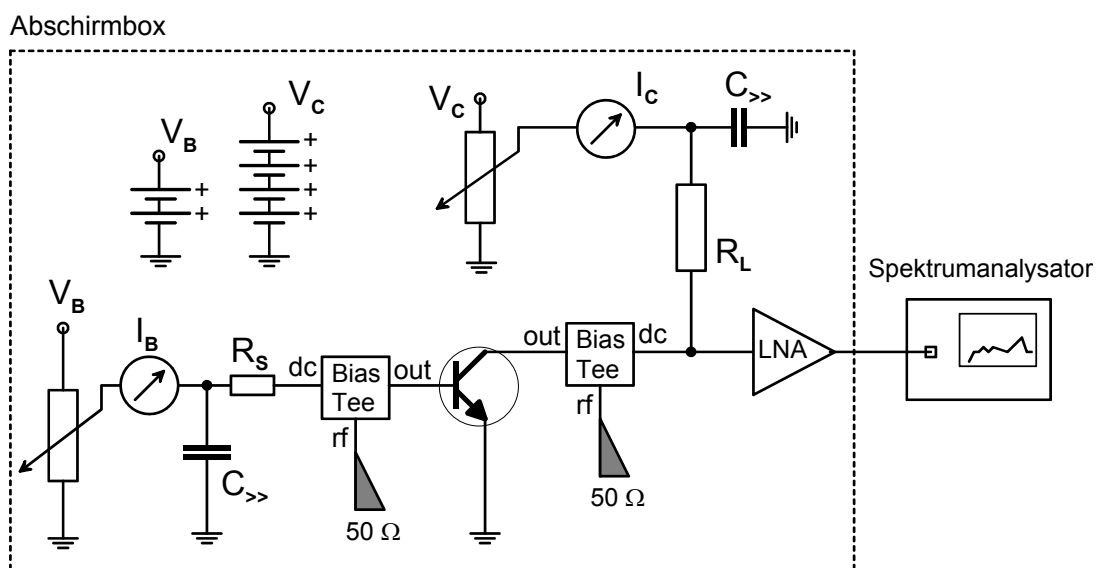


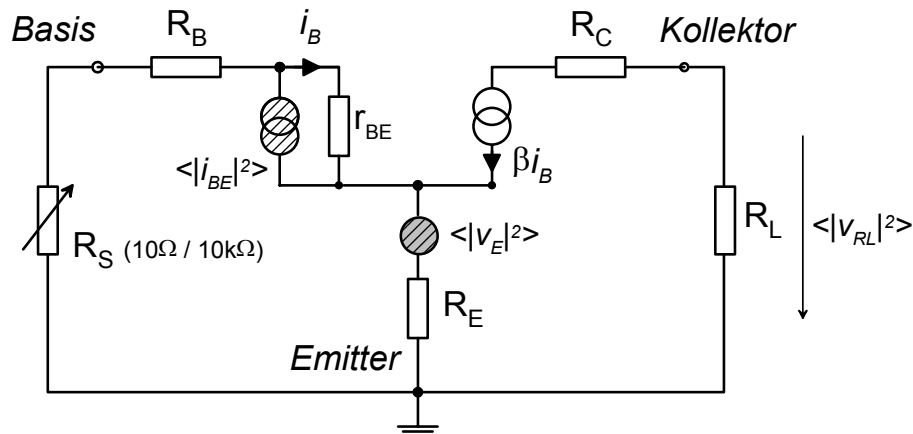
Bild 5.18 Messaufbau zur Bestimmung der NF-Rauschquellen

übertragen und somit den Übergangswiderstand verändern. Als Folge treten Störspektren im Frequenzbereich von akustischen Raumquellen auf. Abhilfe für diese mechanischen Kopplungen kann die Verwendung einer schweren Arbeitsunterlage (Granitplatte), auf welcher der gesamte Messaufbau montiert wird, leisten. Zur Vermeidung des aufwendigen On-Wafer Systems wurde versucht, die vereinzelt in Chipform vorliegenden HBT-Proben auf selbstgefertigte Trägerplatinen aufzubondern. Die dabei verwendeten Bonddrähte führten jedoch zu Oszillationen im Mikrowellenbereich, die infolge der Drahtinduktivität zwischen Emitter- und Masseanschluss auftraten. Auch die Auftragung von Dämpfungsmaterialien konnte diese Instabilitäten nicht unterbinden. Obgleich diese Anschlussinduktivitäten beim On-Wafer System nicht auftreten, müssen ebenfalls Maßnahmen zur Unterbindung von Oszillationen unternommen werden. Dazu wird der Basis- und der Kollektoranschluss über Bias-Tees für den höherfrequenten Bereich ( $f > 10\text{MHz}$ ) mit dem Systemwiderstand abgeschlossen. Die Bias-Tees wurden so gewählt, dass der zur Messung verwendete DC-Pfad nur geringe Dämpfungswerte im interessierenden Frequenzbereich aufweist.

Das Spannungsrauschen am Kollektoranschluss wird über einen rauscharmen 60dB Spannungsverstärker (Femto HVA) dem Spektrumanalysator zugeführt.

### 5.2.3.2 Messtechnische Bestimmung der NF-Rauschquellen

Verbindet man den Basisanschluss über einen hochohmigen Widerstand mit dem Emitter, so leisten die Rauschspannungsquellen im Basis-Emitterkreis keinen Beitrag zum Ausgangsrauschen am Kollektoranschluss. Das gemessene Rauschspektrum  $S_V$  wird in diesem Leerlauf ausschließlich durch die Basis-Emitter-Rauschstromquelle erzeugt.



**Bild 5.19** vereinfachte Niederfrequenzersatzschaltung des in Bild 5.18 gezeigten Messaufbaus

Unter Verwendung des in Bild 5.19 gezeigten Ersatzschaltbildes ist die gesuchte BE-Stromquelle aus dem gemessenen Rauschspektrum wie folgt bestimmbar :

$$\langle |i_{BE}|^2 \rangle = \frac{\langle |v_{RL}|^2 \rangle}{(\beta \cdot R_L)^2} \quad \text{für} \quad R_S \gg (R_B + r_{BE} + \beta \cdot R_E) \quad (5.79)$$

Die Elemente des Kleinsignalersatzschaltbildes sind dabei aus S-Parametermessungen extrahiert worden. Schließt man jedoch die Basis über einen niederohmigen Widerstand mit dem Emitter kurz, dann wird die BE-Quelle über die Anschlusswiderstände  $R_B$  und  $R_E$  kurzgeschlossen, so dass sie keinen Beitrag zum Ausgangsspektrum liefern kann. In diesem Fall überwiegt das verstärkte Emitter-Spannungsrauschen am Kollektorausgang :

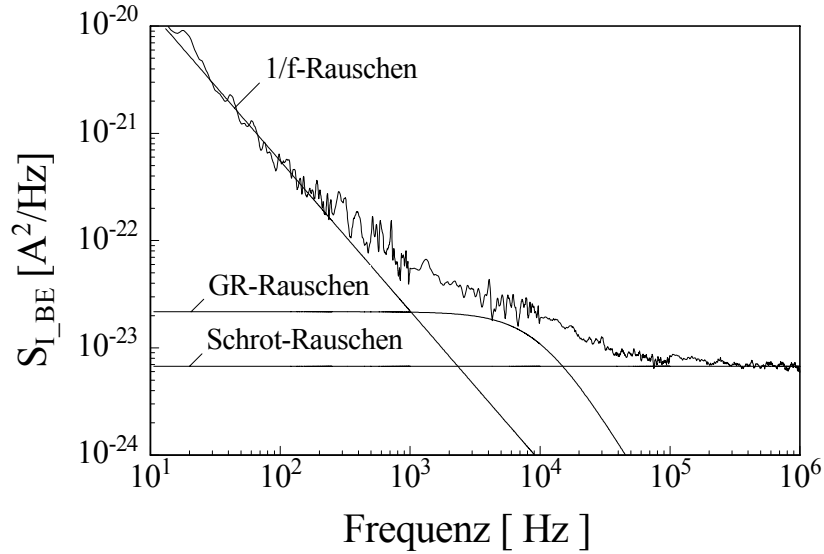
$$\langle |v_E|^2 \rangle = \frac{\langle |v_{RL}|^2 \rangle}{(\beta \cdot R_L)^2} \cdot [R_S + R_B + r_{BE} + R_E \cdot (1 + \beta)] \quad (5.80)$$

$$\text{für} \quad R_S \ll (R_B + r_{BE} + \beta \cdot R_E)$$

Die aus Messungen an  $3 \times 30 \mu\text{m}^2$  AlGaAs-HBTs extrahierten Rauschspektren der beiden Quellen sind in den Bildern 5.21 und 5.24 dargestellt.

#### 5.2.4 Modellierung des NF-Rauschens von HBTs

Das Rauschspektrum der Basis-Emitterstromquelle kann in drei Bereiche unterteilt werden (vgl. Bild 5.20). Im Frequenzbereich bis etwa 100Hz ist ein  $1/f$ -Rauschen beobachtbar. Bei Frequenzen oberhalb von 100kHz ist nur noch das weiße Schrot-rauschen des Basis-Emitterübergangs sichtbar. Im Zwischenbereich findet sich eine knieförmige Aufwölbung des Rauschteppichs. Diese Erhöhung stammt von einem oder mehreren Generations-Rekombinations (GR) Zentren mit etwa gleichen charakteristischen Frequenzen  $f_c$ . In den untersuchten Proben trat sie nur sehr schwach bei kleinen Kollektorströmen in Erscheinung. Die Ursache solcher GR-Zentren lässt sich über die Bestimmung der Störstellen-Aktivierungsenergien klären. Dazu sind Rauschmessungen in weiten Temperaturbereichen notwendig. Durch Auftragung des mit der Frequenz gewichteten Rauschspektrums wird die Maskierung des GR-Spektrums durch das  $1/f$  Rauschen aufgehoben. Mit der nun deutlich sichtbaren Überhöhung des Spektrums, kann die charakteristische Zeitkonstante eines oder mehrerer GR-Zentren bestimmt werden. Trägt man nun diese Zeitkonstanten über der inversen Substrattemperatur im Arrheniusdiagramm auf, lassen sich aus dem Anstieg der abgebildeten Geraden die Aktivierungsenergien ablesen. Im Rahmen dieser Arbeit konnten solche temperaturabhängigen Rauschmessungen nicht durchgeführt werden. Aus den in der Literatur bekannten Aktivierungsenergien geht jedoch hervor, dass sich bei - auf GaAlAs basierenden - Heterobipolartransistoren häufig die Aktivierungsenergien der DX-Zentren ablesen lassen [66]. Für die hier gemessenen HBTs war die Berücksichtigung eines einzelnen GR-Zentrums für die Modellierung ausreichend.

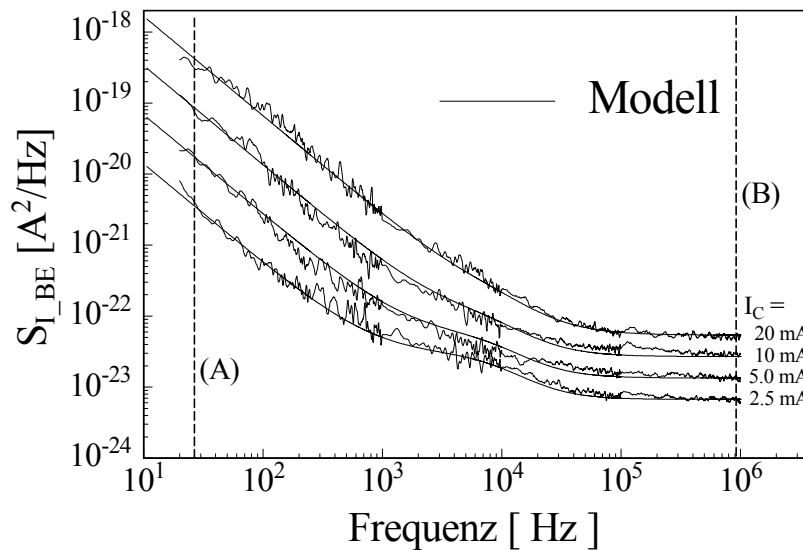


**Bild 5.20** Spektrale Zusammensetzung der BE-Stromquelle eines  $3 \times 30 \mu\text{m}^2$  HBT für  $U_{CE} = 3 \text{ V}$  /  $I_C = 2.5 \text{ mA}$

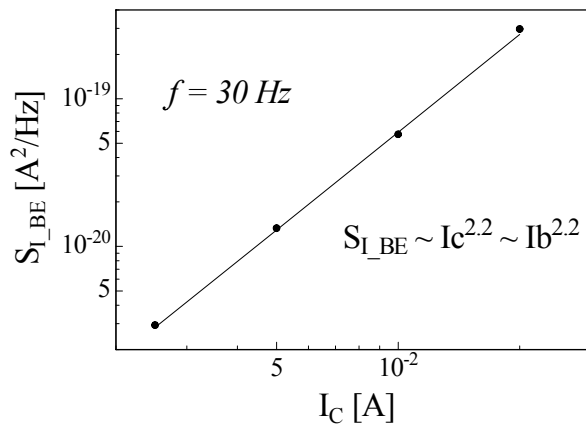
Unter Verwendung der drei genannten Rauschmechanismen kann die folgende Modellierungsgleichung für die Basis-Emitter Rauschquelle aufgestellt werden :

$$\langle |i_{BE}|^2 \rangle = 2q \cdot I_C + KF \cdot \frac{I_B^{AF}}{f^{FB}} + KL \cdot \frac{I_B^{AL}}{1 + \left( \frac{f}{FL} \right)^2} \quad \left[ \frac{\text{A}^2}{\text{Hz}} \right] \quad (5.81)$$

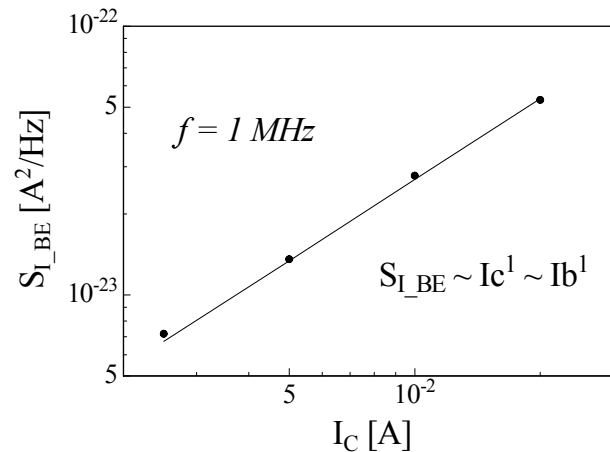
Zur Bestimmung der Basisstromparameter ( $AF$ ,  $AL$ ) wurden Messungen bei vier verschiedenen Kollektorströmen durchgeführt (vgl. Bild 5.21). Wie die doppelt-logarithmische Auftragung bei 30Hz zeigt, ist eine etwa quadratische Stromabhängigkeit im  $1/f$ -Bereich beobachtbar. Das  $1/f$ -Rauschen wird somit vermutlich von Oberflächenrekombinationen der extrinsischen Basis dominiert.



**Bild 5.21** Rauschspektrum der BE-Stromquelle bei  $U_{CE} = 3 \text{ V}$ ;  $I_C = \{ 2.5, 5, 10, 20 \} \text{ mA}$



**Bild 5.22** Stromabhängigkeit des Rauschens in der Ebene (A) bei 30 Hz ( Bild 5.21 )

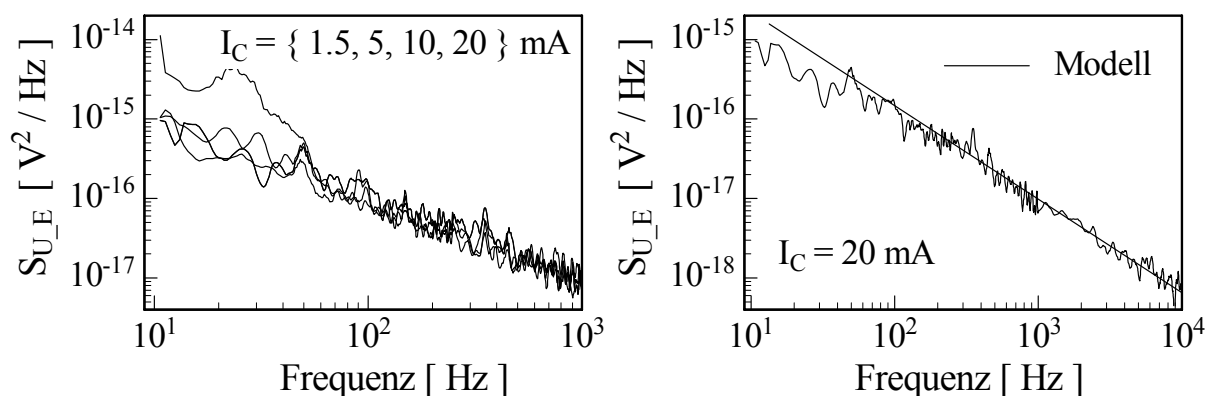


**Bild 5.23** Stromabhängigkeit des Rauschens in der Ebene (B) bei 1 MHz ( Bild 5.21 )

Die Auftragung des höherfrequenten Spektrums über dem Kollektorstrom zeigt die für das Schrotrauschen typische lineare Stromabhängigkeit. Aufgrund des starken  $1/f$ -Rauschens ist das GR-Spektrum nur bei kleinen Stromwerten beobachtbar. Der Basisstromparameter  $AL$  wurde deshalb mittels eines Optimierungsalgorithmus ermittelt.

| KF   | AF  | FB  | KL     | AL  | FL     |
|------|-----|-----|--------|-----|--------|
| 2e-8 | 2.2 | 1.4 | 12e-20 | 0.8 | 10 kHz |

**Tabelle 5.1** Modellparameter der BE-Rauschstromquelle



**Bild 5.24** Rauschspektrum der Emitterspannungsquelle bei  $U_{CE} = 3 \text{ V}$ ,  $I_C = \{ 2.5; 5; 10; 20 \} \text{ mA}$

In Bild 5.24 sind die aus Messungen mit niederohmigen Basisabschluss ( $R_S = 10\Omega$ ) berechneten Rauschspannungsspektren für verschiedene Stromdichten aufgetragen. Im Gegensatz zur Rauschstromquelle des Basis-Emitterübergangs ist keine Abhängigkeit vom Kollektorstrom beobachtbar. Das von Kleinpenning eingeführte Modell des  $1/f$ -rauschenden Emitterwiderstandes (Hooge Rauschen, vgl. Gl. 5.66) ist für den in dieser Arbeit verwendeten HBT somit nicht anwendbar. Stattdessen erfolgt die Modellierung der gemessenen Emitterrauschspannung unter Zuhilfenahme einer konstanten  $1/f$ -Rauschspannungsquelle :

$$\langle |v_{RE}|^2 \rangle = 4kT_0 R_E + 1 \cdot 10^{-14} \cdot \frac{1}{f} \quad (5.82)$$

Der erste Term beschreibt das thermische Rauschen des Emitterwiderstandes.

Die in Bild 5.25 dargestellte Gegenüberstellung der simulierten und gemessenen Ausgangsspektren zeigt, dass das Modell sehr gut in Einklang mit den Messungen steht.

Mit den vorgestellten Rauschquellen aus Gleichung (5.81) und (5.82) ist die Beschreibung des Niederfrequenzrauschens des HBTs abgeschlossen.

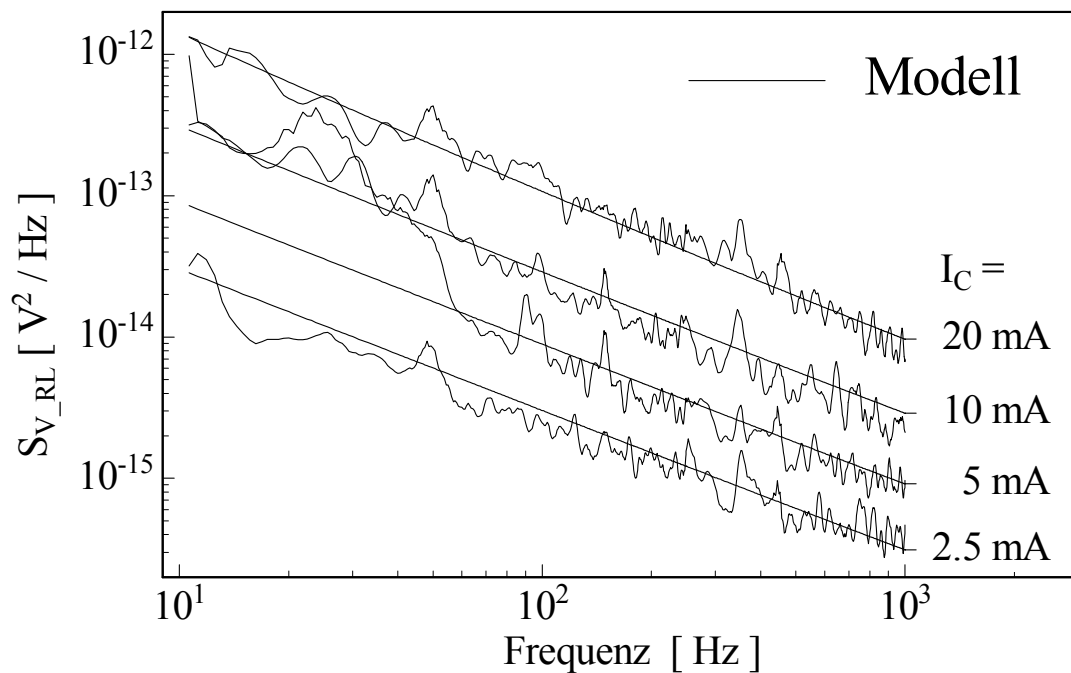


Bild 5.25 Ausgangsrauschspannung für  $R_S = 10\Omega$  bei  $U_{CE} = 3\text{ V}$ ,  $I_C = \{ 2.5, 5, 10, 20 \}$  mA

## 6. Mischerdesign

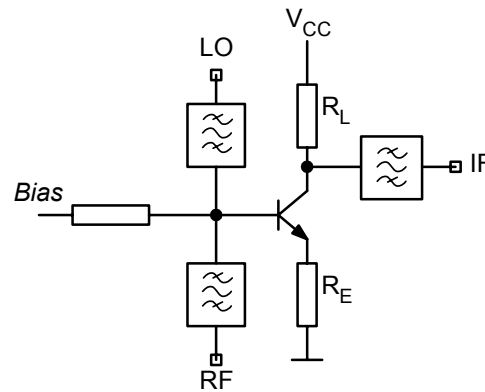
Das in den vorangegangenen Abschnitten entwickelte HBT-Großsignalmodell bildet die Grundlage für den CAE gestützten Entwurf von MMIC Frequenzumsetzern (Mischern). Unter Anwendung von Harmonic-Balance-Simulationen ist eine direkte Berechnung von Harmonischen und Intermodulationsprodukten, sowie Rauschgrößen in nichtlinearen Schaltungen möglich [78]. Die mit Simulationen gewonnenen Ergebnisse erfassen zwar sämtliche im Modell enthaltenen nichtlinearen Effekte, erlauben jedoch keinen Einblick in die Zusammenhänge die zu den - an den Schaltungsports beobachteten - nichtlinearen Effekten führen. Eine analytische Beschreibung durch Volterra Reihen [79] oder einfachen Polynomapproximationen kann aufgrund der Komplexität des Großsignalmodells immer nur von vereinfachenden Annahmen ausgehend vorgenommen werden. Durch Vergleich mit den auf der Basis des komplexen Großsignalmodells simulierten Ergebnissen, ist eine Verifizierung anschließend möglich.

Bevor näher auf das in dieser Arbeit untersuchte Mischerdesign eingegangen wird, folgt zunächst ein Überblick über mögliche Topologien und Kenngrößen von Frequenzumsetzern.

### 6.1 Topologien von Frequenzumsetzern mit Bipolartransistoren

Die Umsetzung eines hochfrequenten Signals (RF) in ein niederfrequenteres Basisband (IF) kann in MMICs durch aktive oder passive Mischerschaltungen erfolgen. Passive Schaltungen zu denen Diodenmischer und ohne Vorstrom betriebene Feldeffekttransistoren (resistive Mischer) zählen, sind sehr linear und können auch noch bei sehr hohen Frequenzen ( $>10\text{GHz}$ ) arbeiten. Aufgrund ihrer passiven Betriebsweise, also keinem oder nur sehr gering fließendem Vorstroms, ist der Rauschbeitrag durch Schrotrauschquellen vernachlässigbar. Die Rauschzahl ist somit weitgehend vom Konversionsverlust bestimmt. Ein Nachteil passiver Mischer sind die relativ großen Lokaloszillatorpegel ( $\sim 10\text{dBm}$ ) und der damit verbundene höhere Schaltungsaufwand zum einen zur Erzeugung des Pumpsignals und zum anderen zur Unterdrückung von Übersprechen auf die RF und IF Ausgänge. Da passive Mischer keine Verstärkerschaltungen enthalten, sind Konversionsgewinne nicht möglich. Aktive Frequenzumsetzer enthalten dagegen Verstärkerelemente die den verlustbehafteten Frequenzversatz ausgleichen können und somit in der Gesamtbilanz des Mixers Konversionsgewinn aufweisen. Der hier vorhandene Vorstrom erzeugt jedoch stärkere Schrotrauschkomponenten, die zu einem erhöhten Gesamtrauschbeitrag im Vergleich zu den passiven Schaltungen führen.

Aktive Mischer lassen sich in balancierte und unbalancierte Typen einteilen. In Bild 6.1 ist ein unbalancierter Mischer mit nur einem Bipolartransistor dargestellt. Der Transistor arbeitet als spannungsgesteuerte Stromquelle in Emitterschaltung. Das über ein Bandpaßfilter zugeführte Lokaloszillatorsignal führt zu einer stetigen Modulation der Steilheit infolge der Variation der Basis-Emitterspannung des Bipolartransistors. Der Frequenzumsatz des ebenfalls über einen Bandpaßfilter zugeführten schwächeren



**Bild 6.1 Bipolartransistor als unbalancierter Mischer**

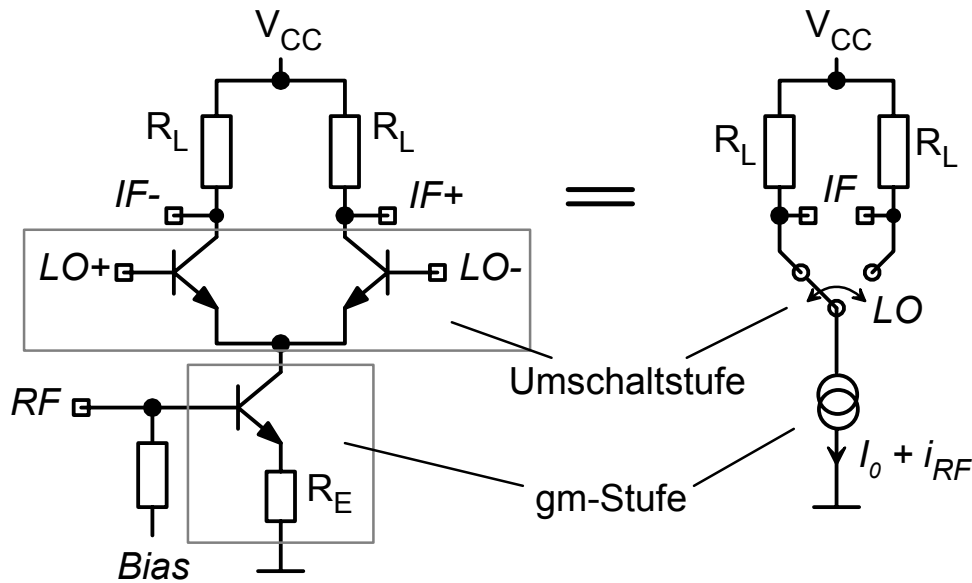
RF-Signals ist durch die im Takt des Lokaloszillators variierende Steilheit gegeben. Das IF-Signal kann dem Kollektorstrom am Lastwiderstand  $R_L$  entnommen werden. Um eine Überkopplung des LO-Signals zum RF-Anschluß und damit eine eventuelle Abstrahlung über die Antenne zu vermeiden, müssen die in Bild 6.1 eingezeichneten Bandpässe implementiert werden. Die benötigten Filter lassen sich nur schlecht integrieren, da Induktivitäten und Kapazitäten einen zu großen Platzbedarf aufweisen und damit zu höheren Chipkosten führen. Aufgrund der fehlenden Entkopplung des IF-Anschlusses sind Komponenten des RF- und des LO-Signals am IF-Ausgang enthalten. Neben der nicht vorhandenen Isolation weist die Umsetzung an der exponentiellen Kennlinie eine sehr begrenzte Aussteuerbarkeit in der Größenordnung der Temperaturspannung  $V_{TH}$  auf. Ein Vorteil des unbalancierten Mixers liegt in seinem einfachen Aufbau. Es ist somit ein günstigeres Rauschverhalten als bei den komplexeren balancierten Mixern zu erwarten, da die Anzahl der aktiven Elemente mit Schrotrauschquellen geringer ist. Aufgrund der aufgezeigten Nachteile werden unbalancierte Mixer den Anforderungen an moderne Kommunikationssysteme jedoch nicht gerecht.

In Bild 6.2 ist ein Beispiel für den einfach-balancierten Mixer abgebildet. Der Mixer besteht prinzipiell aus einer spannungsgesteuerten Stromquelle (gm-Stufe) und einer, aus zwei Bipolartransistoren gebildeten, Umschaltstufe. Das RF-Signal wird von der gm-Stufe in einen äquivalenten Signalstrom umgewandelt. Dieser gelangt über zwei gegenphasig angesteuerte Umschalttransistoren zu den IF-Lastwiderständen  $R_L$ , die die Rückwandlung in ein Spannungssignal vornehmen. Das IF-Signal kann also über oder zwischen den Lastwiderständen abgegriffen werden. Der Mischvorgang basiert auf dem stetigen Vorzeichenwechsel des RF-Signals infolge der LO-Ansteuerung. Dies ist bei idealisiertem Umschaltverhalten der Transistoren mathematisch als Multiplikation mit einem Rechtecksignal darstellbar (vgl. Bild 6.2).

Greift man das IF-Signal nur an einem Anschluß ab, so ergibt sich nach Fourierreihenentwicklung des LO-Umschaltsignals der Ausgangsstrom zu :

$$I_{IF\_Asym} = \{I_0 + u_{RF} \cdot gm \cdot \cos(\omega_{RF}t)\} \cdot \underbrace{\left[ \frac{1}{2} + \frac{2}{\pi} \cdot \cos(\omega_{LO}t) - \frac{2}{3\pi} \cdot \cos(3\omega_{LO}t) + \dots \right]}_{SGN(\cos(\omega_{LO}t))} \quad (6.1)$$

Darin steht  $g_m$  für die Steilheit der spannungsgesteuerten Stromquelle und  $I_0$  für den Ruhestrom der gm-Zelle.



**Bild 6.2 einfach-balancierter Mischer mit Bipolartransistoren**

Nach Anwendung der Additionstheoreme erkennt man die einzelnen Bestandteile des Stromspektrums :

$$I_{IF\_Asym} = \frac{I_0}{2} + \frac{g_m \cdot u_{RF}}{2} \cdot \cos(\omega_{RF} t) + \frac{2I_0}{\pi} \cdot \cos(\omega_{LO} t) + \quad (6.2)$$

$$\frac{g_m \cdot u_{RF}}{\pi} \cdot \cos((\omega_{LO} - \omega_{RF}) \cdot t) + \frac{g_m \cdot u_{RF}}{\pi} \cdot \cos((\omega_{LO} + \omega_{RF}) \cdot t)$$

Der erste Term der Gleichung (6.2) entspricht dem Mittelwert des Ruhestroms geteilt durch einen der Lastwiderstände. Die beiden nachfolgenden Terme zeigen Signalanteile des RF- und LO-Signals. Der einfach-balancierte Mischer mit asymmetrischem IF-Ausgang weist demnach keine Unterdrückung des LO- und RF-Signals auf. Das gewünschte IF-Signal entspricht bei der Abwärtsmischung der Differenzfrequenz  $(\omega_{LO} - \omega_{RF})$ . Dieser Signalanteil ist um den Faktor  $1/\pi$  kleiner als das ursprüngliche RF-Signal, da durch den Mischvorgang die Eingangsleistung auch auf die Summenfrequenz  $(\omega_{LO} + \omega_{RF})$  und Terme höherer Ordnung verteilt wird. Ist das Umschaltsignal symmetrisch, treten jedoch nur ungeradzahlige LO-Harmonische auf.

Bei symmetrischem Abgriff des IF-Signals verschwindet der  $\frac{1}{2}$  Term innerhalb des eckigen Klammersausdrucks aus Gleichung (6.1) :

$$I_{IF\_Sym} = \{ I_0 + u_{RF} \cdot g_m \cdot \cos(\omega_{RF} t) \} \cdot \left[ \underbrace{\frac{4}{\pi} \cdot \cos(\omega_{LO} t) - \frac{4}{3\pi} \cdot \cos(3\omega_{LO} t) + \dots}_{SGN(\cos(\omega_{LO} t))} \right] \quad (6.3)$$

Dies hat zur Folge, dass im IF-Signal weder Gleichstromterme noch RF-Signalanteile vorhanden sind :

$$I_{IF\_Sym} = \frac{4I_0}{\pi} \cos(\omega_{LO}t) + \frac{2gm \cdot u_{RF}}{\pi} \cos((\omega_{LO} - \omega_{RF}) \cdot t) + \frac{2gm \cdot u_{RF}}{\pi} \cos((\omega_{LO} + \omega_{RF}) \cdot t) + \dots \quad (6.4)$$

Aus Gleichung (6.4) geht hervor, dass auch beim einfach-balancierten Mischer mit symmetrischem IF-Ausgang keine LO-Unterdrückung erfolgt.

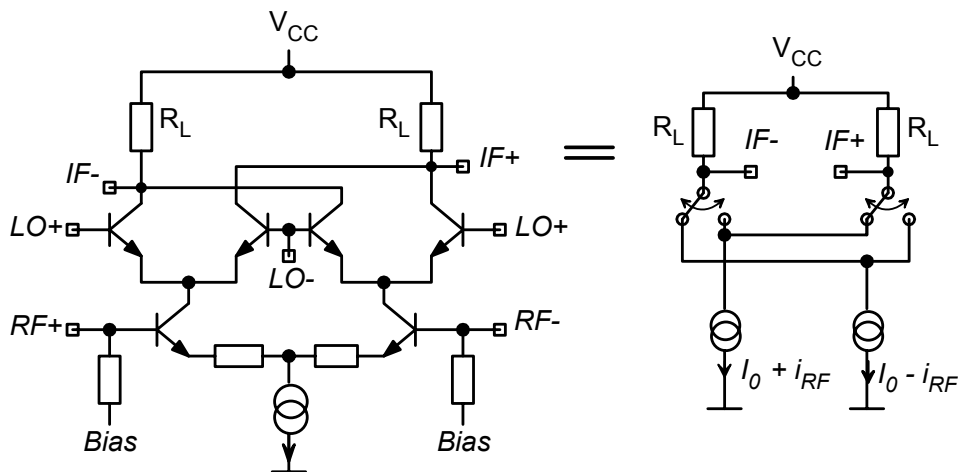
Erst die Verwendung von doppelt-balancierten Mischern sorgt für die gewünschte Isolation zwischen LO-RF und LO-IF Anschlüssen. Im Bild 6.3 ist ein möglicher Aufbau gezeigt. Im Gegensatz zum einfach-balancierten Mischer wird auch das RF-Signal gegenphasig an die gm-Stufe angelegt. In der gewählten Form sorgen parallelgeschaltete gm-Stufen für zwei um  $180^\circ$  phasenverschobene RF-Signalströme. Diese gegenphasigen Ströme werden über zwei kreuzgekoppelte Umschaltstufen den IF-Lastwiderständen zugeführt und stetig über das LO-Signal umgeschaltet. Während beim einfach-balancierten Mischer der Signal- und Ruhestrom jeweils nur in einem der IF-Zweige vorhanden ist, werden beim doppelt-balancierten Mischer beide Teilzweige gleichzeitig durchflossen. Es unterscheiden sich lediglich die Phasen der Signalzweigströme. Der Mischvorgang ist mathematisch mit einer Multiplikation des RF-Signalstroms und der Fourierreihe der Vorzeichenwechselfunktion darstellbar :

$$I_{IF\_Sym} = gm \cdot u_{RF} \cos(\omega_{RF}t) \cdot \left[ \frac{4}{\pi} \cos(\omega_{LO}t) - \frac{4}{3\pi} \cos(3\omega_{LO}t) + \dots \right] \quad (6.5)$$

Nach dem Ausmultiplizieren erhält man den Ausgangsstrom zu:

$$I_{IF\_Sym} = \frac{2gm \cdot u_{RF}}{\pi} \cos((\omega_{LO} - \omega_{RF}) \cdot t) + \frac{2gm \cdot u_{RF}}{\pi} \cos((\omega_{LO} + \omega_{RF}) \cdot t) + \dots \quad (6.6)$$

Im Spektrum sind neben dem gewünschten Differenzsignal ( $\omega_{LO} - \omega_{RF}$ ) nur Frequenzen



**Bild 6.3 doppelt-balancierter Mischer mit Bipolartransistoren**

um ungeradzahlige LO-Harmonische vorhanden, vorausgesetzt die erzeugte Phasenumtastung ist symmetrisch und es sind keine weiteren RF-Harmonischen vorhanden :

$$\omega_{IF} = \left| (2n+1) \cdot \omega_{LO} \pm \omega_{RF} \right| \quad \text{mit} \quad n = 0, 1, \dots \quad (6.7)$$

Bei asymmetrischer IF-Auskopplung erhält man neben der halbierten IF-Signalamplitude einen zusätzlichen Gleichanteil. Die LO- und RF-Unterdrückung bleiben jedoch erhalten.

Diese relativ einfachen Betrachtungen zeigen, dass nur bei doppelt-balancierten Mixern eine vollständige Isolation zwischen den einzelnen Mischersignalen erreicht wird. Eine gute Entkopplung ist jedoch nur dann gewährleistet, wenn das RF- und LO-Signal in balancierter Form vorliegen. Schon geringe Phasenabweichungen zwischen den komplementären Eingängen führen zu einer merklichen Verschlechterung der Isolation. Die Erzeugung der komplementären Signalform wird in der Regel von passiven Balun-Transformatoren vorgenommen. Diese lassen sich wegen den benötigten Induktivitäten nur schwer integrieren. Neben dem nicht unerheblichen Platzbedarf von Spiralinduktivitäten können nur sehr kleine Induktivitätswerte On-Chip realisiert werden. Die untere Grenzfrequenz solcher integrierter Baluns liegt somit bei einigen hundert Megahertz [80]. Sucht man nach breitbandigen Lösungen, so muss die Signalwandlung außerhalb des ICs vorgenommen werden. Dies bedeutet jedoch zusätzlichen Schaltungsaufwand. Zur Vermeidung dieser externen Baluns wird in dieser Arbeit eine spezielle Ausführung der RF-Eingangsstufe verwendet [81,82,83]. Diese erzeugt aus einer asymmetrischen Eingangsspannung zwei komplementäre Ausgangsströme. Die Eingangsimpedanz kann dabei ohne zusätzlichen Schaltungsaufwand sehr gut eingestellt werden. Der Platzbedarf ist sehr gering, da dieser Balun mit nur 4 Transistoren realisiert werden kann. Der aktive Balun wurde neben der RF-Eingangsstufe auch als LO-Treiberstufe eingesetzt. Der so beschaltete doppelt-balancierte Mischer kommt somit gänzlich ohne externe RF- und LO-Baluns aus. Einzig der IF-Ausgang muss für Messungen über einen externen Balun dem asymmetrischen 50Ω Eingang des Spektrumanalysators angepasst werden. In der Praxis gibt es jedoch bereits IF-Filter auf der Basis von Oberflächenwellenfiltern, die einen symmetrischen Eingang und einen asymmetrischen Ausgang aufweisen.

## 6.2 Kenngrößen zur Beurteilung von Mischstufen

Zur Charakterisierung von Mischstufen stehen eine ganze Reihe von Parametern zur Verfügung. Diese lassen sich in Größen zur Beschreibung des Kleinsignal- und des Großsignalverhaltens einteilen. Dabei bezieht man sich auf die RF-Eingangsleistung. Zu den Kleinsignalgrößen zählen alle Parameter die das Rauschverhalten der Mischstufe beschreiben. Diese geben Aufschluss über die Sensitivität, also das kleinste noch verwertbare RF-Eingangssignal das am IF-Port vom Rauschen unterschieden werden kann. Weitere Kleinsignalgrößen beschreiben den Konversionsgewinn und die Linearität der Mischstufe für RF-Eingangsleistungen weit unterhalb des Sättigungspunktes. Die maximale RF-Aussteuerbarkeit einer Mischstufe beschreiben die Großsignalgrößen wie der 1-dB-Kompressionspunkt und damit verknüpfte Parameter wie

die Desensibilisierung durch starke Störsignale (Blocker) und der Kreuzmodulations-Störabstand.

### 6.2.1 Konversionsgewinn

Der Konversionsgewinn ist definiert als das Verhältnis aus der verfügbaren Leistung der Signalquelle zur verfügbaren IF-Ausgangsleistung.

$$G_C = 10 \cdot \log \frac{P_{IF\_AVL}}{P_{RF\_AVL}} \quad (6.8)$$

Der Konversionsgewinn ist oft eng mit der Oszillatorleistung verknüpft. Im Interesse eines möglichst hohen Konversionsgewinns, muss die LO-Leistung hinreichend groß gewählt werden. Ist der Konversionsgewinn negativ, spricht man auch von Konversionsverlust. Der Bezug auf die verfügbaren Leistungen ist sinnvoll, da zur Berechnung von Systemrauschzahlen in Serie geschalteter Stufen neben der Rauschzahl die verfügbare Verstärkung der Einzelstufen bekannt sein muss.

### 6.2.2 Rauschzahl

Mischer befinden sich in der Signalkette eines Empfangssystems oft unter den ersten Elementen. Sie bestimmen somit zu einem großen Teil die Gesamtrauschzahl des Systems. Zur Beschreibung des Rauschverhaltens von Mischstufen wird wie bei Verstärkern die Rauschzahl eingesetzt (vgl. Gl. (5.46)) :

$$F_{MIX} = \frac{\left( \frac{P_{RF\_AVL}}{P_{N\_RF\_AVL}} \right)}{\left( \frac{P_{IF\_AVL}}{P_{N\_IF\_AVL}} \right)} \bigg|_{T_0 = 290K} \quad (6.9)$$

Im Unterschied zu linearen Schaltungen befinden sich die zur Berechnung des Signal-Rauschverhältnisses herangezogenen Signalleistungen auf unterschiedlichen Frequenzen. Für Mischstufen muss zwischen Einseitenband (**SSB**) Rauschzahl und Zweiseitenband (**DSB**) Rauschzahl unterschieden werden.

Die Einseitenband Rauschzahl wird für Systeme verwendet, die nur in einem der zur IF-Frequenz umgesetzten Frequenzbänder Signalleistungen aufweisen. Wie im Bild 6.4 gezeigt, stammt das im IF-Band beobachtete Rauschen von den Seitenbändern um die Harmonischen des Lokaloszillatorsignals. Die Zweiseitenband Rauschzahl findet Anwendung bei Systemen, die von beiden Seitenbändern Signalleistung in den Zwischenfrequenzbereich umsetzen (vgl. Bild 6.5).

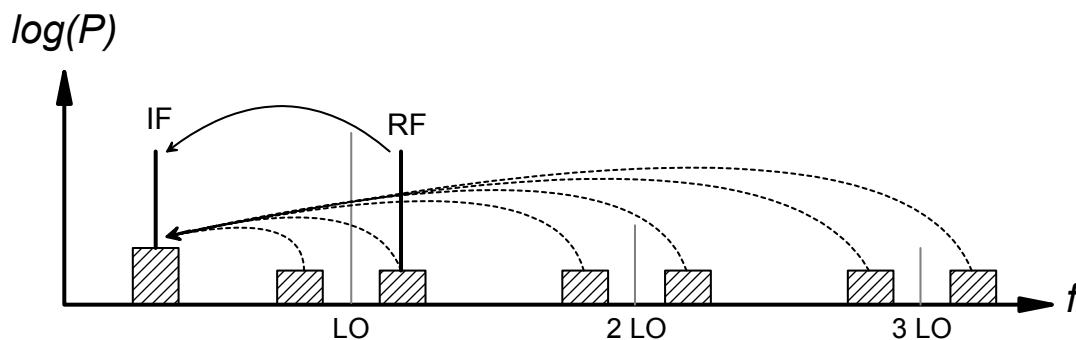


Bild 6.4 Spektrum zur Erklärung der Einseitenband Rauschzahl

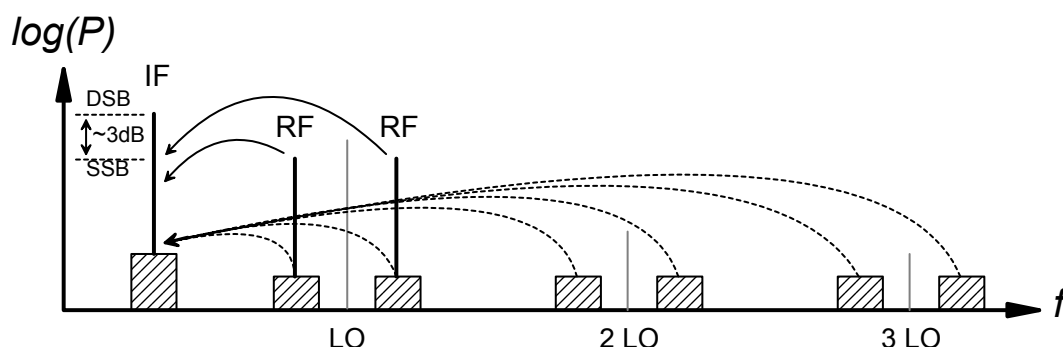


Bild 6.5 Spektrum zur Erklärung der Zweiseitenband Rauschzahl

Die IF-Signalleistung hat sich bei unveränderter IF-Rauschleistung und identischen Seitenbandleistungen im Vergleich zum Einseitenbandsystem verdoppelt. Der Signal-Rauschabstand entspricht bei der Nutzung beider Seitenbänder somit dem zweifachen Wert des Einseitenbandsystems. Die Rauschzahl des DSB-Systems ist folglich 3 dB geringer als die des SSB-Systems.

Diese Beziehung verliert jedoch ihre Gültigkeit, wenn die Konversionsgewinne der Mischstufe für das obere und untere Seitenband unterschiedlich sind. In diesem Fall kann nicht mehr von einer 3 dB Verdopplung der IF-Signalleistung ausgegangen werden. Zur Messung der SSB-Rauschzahl wird zunächst die DSB-Rauschzahl bestimmt und um 3 dB erhöht. Um ein zu starkes Auseinanderrücken der Seitenbänder und die damit eventuell verbundene Änderung des Konversionsgewinns zu vermeiden, sollte die Zwischenfrequenz nicht zu hoch gewählt werden.

### 6.2.3 Äquivalente Eingangsrauschleistung

Eine sehr anschauliche Größe zur Beschreibung der Mischerempfindlichkeit ist die äquivalente Eingangsrauschleistung. Sie gibt die benötigte verfügbare RF-Eingangsleistung an, die am IF-Ausgang ein Signal-Rauschverhältnis von Eins erzeugt. Bei bekannter Rauschzahl kann sie wie folgt angegeben werden :

$$P_A = kT_0 B \cdot F \quad (6.10)$$

k – Boltzmannkonstante

B – Messbandbreite in Hz

$T_0$  – Umgebungstemperatur in K

Die äquivalente Eingangsrauschleistung gibt den unteren Wert des Dynamikbereichs an, der das Verhältnis des größtmöglichen verarbeitbaren RF-Eingangssignals zum gerade noch vom Rauschen trennbaren RF-Eingangssignal angibt.

### 6.2.4 Intermodulationsprodukte

Steuert man einen Breitbandverstärker mit den zwei Signalen  $u_1 \cos(\omega_1 t)$  und  $u_2 \cos(\omega_2 t)$  leicht aus, enthält das Ausgangsspektrum des Verstärkers zunächst nur die zwei verstärkten Signalanteile bei  $\omega_1$  und  $\omega_2$ . Dies entspricht der gewünschten linearen Funktion der Verstärkerstufe. Erhöht man jedoch die Eingangsleistungen, so steigen zunächst auch die beiden Ausgangssignale proportional an. Ab einer bestimmten Leistung werden jedoch auch Frequenzanteile bei  $|\omega_1 + \omega_2|$ ,  $|\omega_1 - \omega_2|$ ,  $|2\omega_1|$  und  $|2\omega_2|$  im Ausgangsspektrum über der Rauschleistung sichtbar. Die zusätzlichen Frequenzanteile der Summen- und Differenzfrequenz werden als *Intermodulationsprodukte zweiter Ordnung* bezeichnet. Sie haben ihren Ursprung im nichtlinearen Übertragungsverhalten des Verstärkers. Die Übertragungsfunktion schwach nichtlinearer, frequenzunabhängiger Systeme kann in Form einer *Taylorreihe* mathematisch beschrieben werden :

$$u_{OUT} = a_0 + a_1 \cdot u_{IN} + a_2 \cdot u_{IN}^2 + a_3 \cdot u_{IN}^3 + \dots \quad (6.11)$$

Neben der hier willkürlich gewählten Form der Ausgangsspannung als Funktion der Eingangsspannung sind ebenso Ströme als Ein- oder Ausgangssignal möglich. Die Koeffizienten  $a_0 \dots a_N$  können bei bekannter Übertragungsfunktion des Systems aus mehrfachen Ableitungen nach der unabhängigen Variable berechnet werden. Für hochfrequente Signale, bei denen die Laufzeit des Systems nicht mehr vernachlässigbar ist, also systeminterne Induktivitäten und Kapazitäten merklichen Einfluss auf das Übertragungsverhalten ausüben, werden die Koeffizienten der Taylorreihe frequenzabhängig. Eine Analyse mit der Gleichung (6.11) ist in diesen Fällen nicht mehr möglich. Anstelle der Taylorreihe erfolgt die Beschreibung des schwach nichtlinearen Systems dann mit *Volterrareihen* [79], die frequenzabhängige Systeme beschreiben können.

Setzt man nun in die Gleichung (6.11) für die Eingangsspannung die oben genannten Signale  $u_1 \cos(\omega_1 t) + u_2 \cos(\omega_2 t)$  ein, erkennt man, dass nur der quadratische Term zur Entstehung der Intermodulationsprodukte zweiter Ordnung beiträgt. Ein weiterer Anstieg der Eingangsleistung zieht die Ausbildung der besonders störend wirkenden *Intermodulationsprodukte dritter Ordnung* nach sich, die in unmittelbarer Nähe der Nutzsignale bei  $|2\omega_1 - \omega_2|$  und  $|2\omega_2 - \omega_1|$  zu finden sind. Es werden bei steigendem Eingangssignalpegel immer mehr Terme der Gleichung (6.11) Einfluss auf das Übertragungsverhalten ausüben und entsprechend weitere Intermodulationsprodukte erzeugen. Diese Intermodulationsstörleistungen zweier Eingangssignale können sich bei den folgenden Frequenzen ausbilden :

$$|m \cdot \omega_1 \pm n \cdot \omega_2| \quad (6.12)$$

Die Koeffizienten  $m$  und  $n$  sind ganzzahlig und nehmen positive oder negative Werte an. Die Ordnung der Intermodulationsprodukte ergibt sich aus der Koeffizientenwahl :

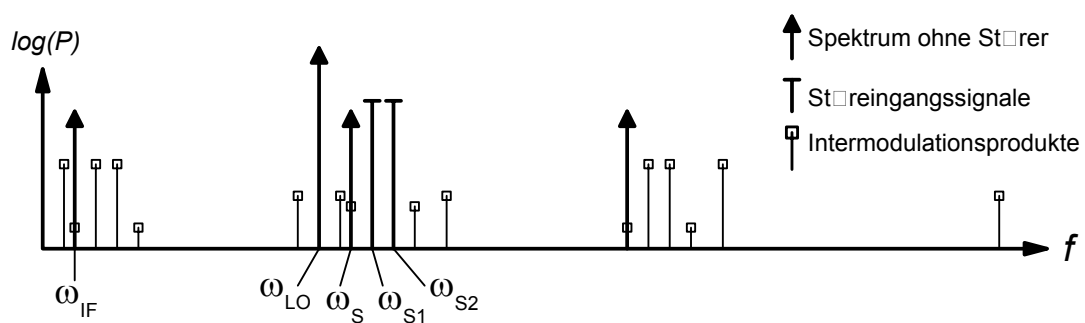
$$N = |m| + |n| \quad (6.13)$$

Aus der Berechnungsvorschrift der Taylorkoeffizienten  $a_0 \dots a_N$  geht hervor, dass die Intermodulationsprodukte der Ordnung  $N$  von der  $N$ -ten Ableitung der nichtlinearen Übertragungsfunktion im Arbeitspunkt hervorgerufen werden.

Wie bereits in Abschnitt 6.1 gezeigt, sind aktive Mischstufen aus einem Eingangsverstärker (gm-Stufe) und einer Umschaltstufe aufgebaut. Setzt man ideales Umschaltverhalten voraus, werden die Intermodulationsverzerrungen ausschließlich von der gm-Stufe bestimmt. Damit lassen sich die Betrachtungen zum Breitbandverstärker auch auf die Mischstufe anwenden. Im Unterschied zum Breitbandverstärker entstehen durch die Frequenzumsetzung mit der Umschaltstufe zusätzliche Intermodulationsprodukte aus den Eingangssignalen  $\omega_1$  und  $\omega_2$  :

$$|l \cdot \omega_{LO} \pm m \cdot \omega_1 \pm n \cdot \omega_2| \quad (6.14)$$

Betrachtet man  $\omega_1$  und  $\omega_2$  als Störfrequenzen, die sich in unmittelbarer Nähe des Nutzsignals der Frequenz  $\omega_s$  befinden, so treten neben dem gewünschten IF-Signal die in der Gleichung (6.14) angegebenen Intermodulationsfrequenzen der Störsignale auf, wie das Beispiel in Bild 6.6 zeigt.

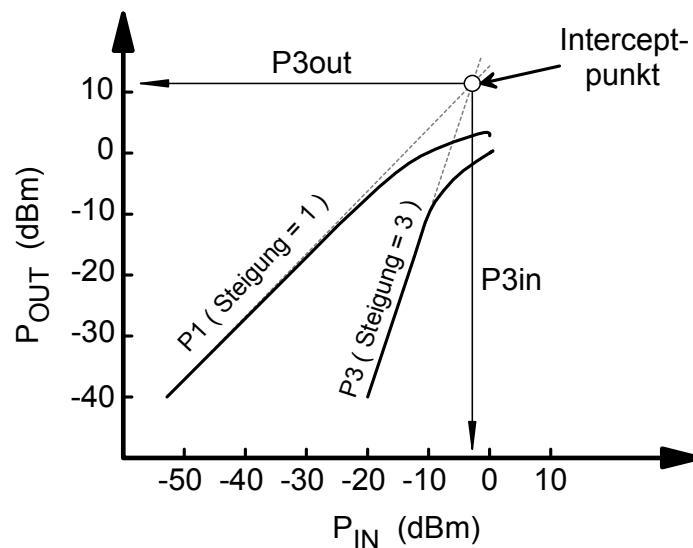


**Bild 6.6 Ausgangsspektrum eines Mixers mit Intermodulationsprodukten**

Auch der Einsatz eines IF-Filters kann die unerwünschten Intermodulationsfrequenzen am IF-Ausgang der Mischstufe nicht unterbinden, da am Eingang der breitbandigen gm-Stufe praktisch immer Störfrequenzen vorhanden sind, die durch Intermodulation in den Bereich der IF-Frequenz fallen.

Als Maß für die Nichtlinearität eines Systems wird der Interceptpunkt dritter Ordnung verwendet. Aufgrund der IF-Selektion bei Mischstufen kann das Intermodulationsverhalten nicht mehr an den Störsignalen selbst beurteilt werden. Die Charakterisierung erfolgt mittels zweier Testsignale auf den Frequenzen  $\omega_1$  und  $\omega_2$ , die in der Mitte des Nutzfrequenzbereichs des RF-Eingangs positioniert werden. Infolge des kubischen Terms der Übertragungskennlinie (vgl. Gl. (6.11)) entstehen in der gm-Stufe des Mixers nun Intermodulationsprodukte dritter Ordnung, die unterhalb und

oberhalb der Testsignale erscheinen. Im anschließenden Mischprozess erfolgt die Umsetzung der Test- und Intermodulationsfrequenzen in den IF-Frequenzbereich. Bei hinreichend kleinem Abstand der Frequenzen  $\omega_1$  und  $\omega_2$  ist gewährleistet, dass der Konversionsgewinn für die Signale auf den Frequenzen  $|2\omega_1 - \omega_2|$ ,  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  und  $|2\omega_2 - \omega_1|$  als konstant angenommen werden kann und außerdem das IF-Filter, sofern vorhanden, den beobachteten Frequenzbereich noch nicht merklich beeinflusst. Unter diesen Bedingungen bleibt das Verhältnis der Test- und Intermodulationsfrequenzen untereinander erhalten. Erhöht man die Leistungen beider Testsignale und trägt die Komponenten des IF-Spektrums in doppelt-logarithmischer Darstellung über der Eingangsleistung auf, bilden sich die in Bild 6.7 dargestellten Kurvenverläufe heraus.



**Bild 6.7 doppelt-logarithmische Auftragung der IF-Ausgangsleistungen über der Eingangsleistung der Testfrequenzen  $\omega_1$  und  $\omega_2$  (Zweitonmethode)**

Die doppelt-logarithmische Auftragung der Intermodulationsprodukte dritter Ordnung bei den Frequenzen  $|2\omega_1 - \omega_2| - \omega_{LO}$  bzw.  $|2\omega_2 - \omega_1| - \omega_{LO}$  zeigt bei kleinen Eingangsleistungen einen Geradenverlauf mit der Steigung von Drei, während die Kurve der Nutzsignale ( $|\omega_1 - \omega_{LO}|$ ,  $|\omega_2 - \omega_{LO}|$ ) eine Steigung von Eins aufweist. Bei höheren Eingangsleistungen geht der Geradenverlauf in eine Krümmung über. Dieses Sättigungsverhalten ergibt sich aus der Entstehung höherer Intermodulationsprodukte, die Leistungsanteile bei den Frequenzen der Nutzsignale aufweisen. Aufgrund der unterschiedlichen Steigungen der Geraden für  $P_1$  und  $P_3$  führt eine Extrapolation (vgl. Bild 6.7) zu einem Schnittpunkt, der als Interceptpunkt dritter Ordnung bezeichnet wird. Während die Angabe des Interceptpunkt bei Verstärkerschaltungen häufig auf den Ausgang bezogen ist, gibt man bei Mischstufen üblicherweise die Eingangsleistung ( $IIP_3$ ) an. Bei der Messung muss darauf geachtet werden, dass die Eingangsleistung nicht zu hoch gewählt ist, um den Einfluss höherer Intermodulationsprodukte zu unterbinden. Dies ist im Allgemeinen dann gewährleistet, wenn die Intermodulationsprodukte nur wenig über dem Eigenrauschen des Spektrumanalysators gemessen werden.

Aus einfachen Geometrieüberlegungen berechnet sich der Interceptpunkt dritter Ordnung zu :

$$IIP3 = P_{IN} + \frac{P_1 - P_3}{2} \quad (6.15)$$

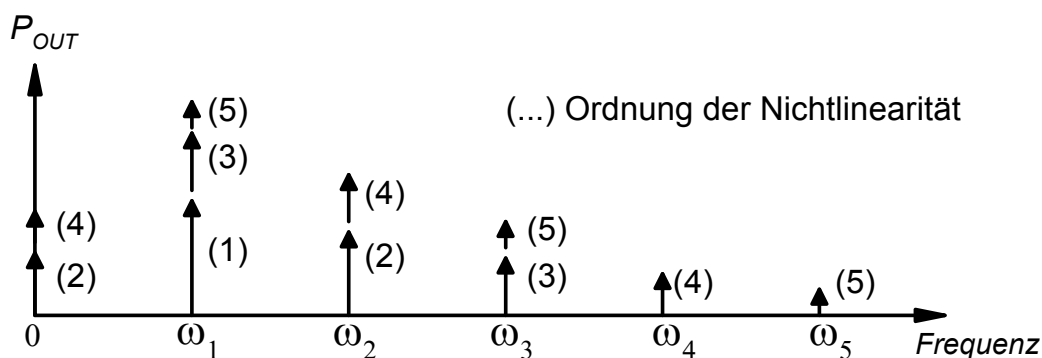
|     |          |                                                      |
|-----|----------|------------------------------------------------------|
| mit | $P_{IN}$ | Leistung der Eingangstöne in dBm                     |
|     | $P_1$    | Leistung des Nutzsignals in dBm                      |
|     | $P_3$    | Leistung der Intermodulationsprodukte 3.Ordn. in dBm |
|     | $IIP3$   | Input-Interceptpunkt dritter Ordnung                 |

Der Interceptpunkt dritter Ordnung ist eine rein fiktive Größe, die nicht direkt gemessen werden kann. Sie dient als Maß der Nichtlinearität des Systems aufgrund des kubischen Gliedes der Taylorreiheapproximation um den Systemarbeitspunkt. Überwiegen in der Taylorreihe die Terme höherer Ordnung, verliert der Interceptpunkt dritter Ordnung seine Aussagekraft, da in diesem Fall auch bei kleinen Eingangsleistungen Intermodulationsprodukte höherer Ordnung nicht mehr vernachlässigbar sind. Konvergiert die Taylorreihe bereits nach den ersten Gliedern spricht man von einem schwach nichtlinearen System, für das die Angabe des  $IIP3$  sinnvoll ist.

### 6.2.5 1-dB-Kompressionspunkt

Wird die Leistung des Eingangssignals einer Mischstufe erhöht, so folgt die Ausgangsleistung ab einem Punkt nicht mehr linear der Eingangsleistung. In Bild 6.7 ist dieses Sättigungsverhalten als Abweichung von der extrapolierten Gerade dargestellt. Erreicht diese Abweichung den Wert von 1dB, spricht man vom 1-dB-Kompressionspunkt ( $P_{1dB}$ ). Wie auch der Interceptpoint ist der  $P_{1dB}$  eingangsbezogen.

Das Kompressionsverhalten lässt sich für Aussteuerungen, die unterhalb der maximal möglichen Eingangsleistung des Systems liegen, auf nichtlineare Verzerrungen zurückführen. Bild 6.8 zeigt das Ausgangsspektrum eines nichtlinearen Systems, bei einem Eingangssignal der Frequenz  $\omega_1$  :



**Bild 6.8 Zusammensetzung des Ausgangsspektrums eines nichtlinearen Systems, das von einem Eingangssignal der Frequenz  $\omega_1$  erzeugt wird.**

Aufgrund der Nichtlinearitäten bilden sich neben den Harmonischen des Eingangssignals auch Leistungsanteile bei der Signalfrequenz  $\omega_1$  aus. Diese sind dem ursprünglichen Eingangssignal überlagert und führen je nach Phasenlage zu einer konstruktiven oder aber destruktiven Überlagerung. Im Zweiten Fall ist ein Absinken

des Eingangssignalpegels beobachtbar. Die auf der Eingangsfrequenz gebildeten Störpegel werden ausschließlich von Nichtlinearitäten mit ungerader Ordnung erzeugt. Überwiegt im nichtlinearen System der kubische Anteil, kann die Taylor-Reihe bereits nach dem vierten Glied abgebrochen werden. Der  $P_{1dB}$  wie auch der  $IIP3$  sind somit nur von der Nichtlinearität dritter Ordnung abhängig und lassen sich in diesem Sonderfall zueinander wie folgt in Beziehung setzen :

$$IIP3 = 9.64dB + P_{1dB} \quad (6.16)$$

Ist der relativ einfach bestimmbare 1-dB-Kompressionspunkt eines schwach-linearen Systems bekannt, so liegt der Interceptpoint dritter Ordnung um etwa 10dB höher.

### 6.2.6 Dynamikbereich

Der Dynamikbereich gibt den nutzbaren Eingangspegelbereich an, in dem die Mischstufe den an sie geforderten Ansprüchen genügt. Diese sehr allgemeine Definition zeigt, dass die Festlegung des Dynamikbereichs sehr stark von den Systemeigenschaften bestimmt wird. Es existieren deshalb mehrere mögliche Definitionen.

In Breitbandsystemen ist die Linearität der Verstärker und Mischer von besonderem Interesse, da die Ausbildung von Intermodulationsprodukten dritter Ordnung zu einem Übersprechen benachbarter Kanäle führt.

In Systemen, die eine direkte Umsetzung des RF-Signals in das Basisband vornehmen, wirken sich die Intermodulationprodukte zweiter Ordnung sehr negativ aus. Diese erzeugen neben geradzahligen Harmonischen einen Gleichanteil (vgl. Bild 6.8), der die Arbeitspunkte nachfolgender Basisbandverstärker empfindlich stören kann.

Der nutzbare Eingangspegelbereich wird in den genannten Beispielen also wesentlich von den Intermodulationsprodukten begrenzt. Es ist daher sinnvoll, diese als Maß für die obere Begrenzung des Dynamikbereiches heranzuziehen. Die genaue Definition des maximalen Eingangspegels erfolgt mit Bezug auf das Systemrauschen, indem die Eingangsleistung, bei der die Intermodulationsprodukte gerade die Systemrauschleistung erreichen, als obere Begrenzung des *intermodulationsfreien Dynamikbereichs (DRF)* festgelegt wird. Die kleinste noch verarbeitbare Eingangsleistung bestimmt das Systemrauschen und den zur sicheren Detektion benötigten Signal-Rauschabstand. Dieser hängt jedoch weitgehend von der verwendeten Modulation und Datenkodierung ab. Aus diesem Grund wird das Systemrauschen selbst als untere Grenze des Dynamikbereichs festgelegt. Bei Systembetrachtungen vermindert sich der nutzbare Dynamikbereich dann um den benötigten Signal-Rauschabstand.

Sind die Intermodulationsprodukte von untergeordneter Bedeutung, kann die obere Begrenzung durch den 1-dB-Kompressionspunkt definiert werden. Der so festgelegte Aussteuerbereich wird als *linearer Dynamikbereich (DRL)* bezeichnet.

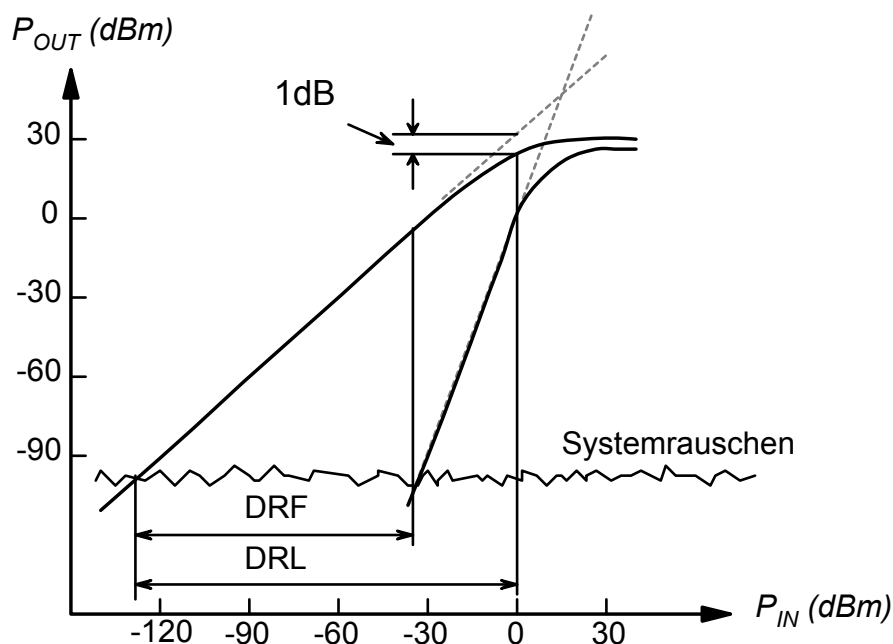
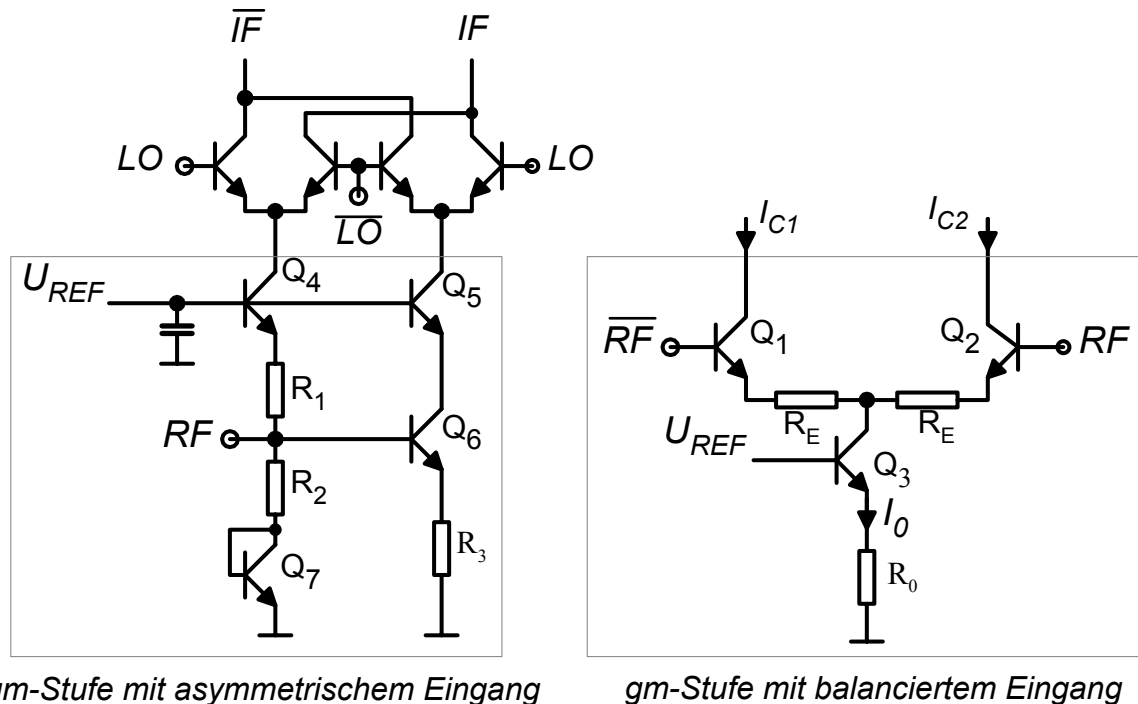


Bild 6.9 Darstellung des linearen und des intermodulationsfreien Dynamikbereichs

### 6.3 Aktiver Schaltmischer mit erhöhter Linearität

Die Eigenschaften eines aktiven Schaltmischers werden zu einem Großteil von der RF-Eingangsstufe bestimmt. Aufgabe dieser Eingangsschaltung, im Folgenden mit gm-Stufe bezeichnet, ist die möglichst lineare Umsetzung des RF-Eingangssignals in einen äquivalenten Ausgangsstrom. Dieser Signalstrom wird von einer als Umschaltstufe arbeitenden Mischerzelle an die IF-Lasten weitergeleitet. Für ausreichend hohe LO-Leistung läuft der Umschaltvorgang nahezu ideal ab, d.h. die Zeitspanne, in der alle Umschalttransistoren zum Stromfluss beitragen, geht gegen den Wert Null. Die Intermodulationsverzerrungen einer derartigen Schaltstufe können vernachlässigt werden. Die Linearität der Mischstufe wird somit überwiegend von der gm-Stufe bestimmt. In Bild 6.10 ist eine häufig zu Anwendung kommende Variante mit balanciertem Eingang abgebildet. Die Transistoren  $Q_1$  und  $Q_2$  sind über ihre Emitteranschlüsse mit der aus  $Q_3$  gebildeten Konstantstromquelle verbunden. Die komplementären Eingangsspannungen erzeugen zwei um  $180^\circ$  phasenverschobene Ausgangsströme  $I_{C1}$  und  $I_{C2}$ . Der Zusammenhang zwischen der Eingangsspannung und dem Ausgangsstrom folgt der  $\tanh$ -Funktion. Dabei genügen schon Spannungsdifferenzen in der Größenordnung der Thermospannung ( $25\text{mV}$  @  $20^\circ\text{C}$ ) um den gesamten Quellstrom  $I_0$  in einen Teilzweig umzulenken. Der lineare Bereich ist demnach stark eingeschränkt. Eine Erweiterung des Aussteuerbereichs erreicht man durch in den Emitterzweig eingefügte Gegenkoppelwiderstände ( $R_E$ ), die einen Teil der Eingangsspannung aufnehmen und somit die Steuerspannung der Basis-Emitterstrecke verringern. Das thermische Rauschen der Gegenkoppelwiderstände wirkt sich jedoch sehr negativ auf die Rauschzahl der gm-Stufe aus. Neben dem geringen Aussteuerbereich fällt der relativ hohe Eingangswiderstand dieser gm-Stufe negativ ins Gewicht. Die Signalführung erfolgt in der Regel über externe Baluns, die



**Bild 6.10** aktive Mischstufe mit unterschiedlich realisierten gm-Stufen, ( s.a.S. 199 Bild 7 )

neben der Erzeugung des Komplementärsignals eine Anpassung an die niederohmige Signalquelle vornehmen. Für schmalbandige Anwendungen kann einer der Eingänge über eine Kurzschlusskapazität geerdet werden und die Einspeisung dann über den verbliebenen Eingang erfolgen. Aufgrund der asymmetrischen Ansteuerung kommt es dabei jedoch zu Phasen- und Amplitudenabweichungen zwischen den Ausgangsströmen  $I_{C1}$  und  $I_{C2}$ , die zur Entstehung von nichtlinearen Verzerrungen zweiter Art führen. Die Nachteile der gm-Stufe mit balanciertem Eingang werden von der in Bild 6.10 gezeigten gm-Stufe mit asymmetrischem Eingang [83] größtenteils vermieden. Neben erhöhter Linearität, geringerem Rauschen, hoher Steilheit und der einstellbareren Eingangsimpedanz, weist diese Schaltungsvariante auch einen symmetrischen Eingang auf. Die externe Erzeugung des Komplementärsignals und die damit verbundene Einschränkung des Frequenzbereichs aufgrund der Bandbreite der Baluntransformatoren entfällt. Im Gegensatz zu den im A-Betrieb arbeitenden balancierten gm-Stufen nutzt diese Schaltung die AB-Betriebsweise. Durch die Zusammenschaltung einer Basisschaltung ( $Q_4$ ) mit einer Stromspiegelanordnung ( $Q_6$ ,  $Q_7$ ) umgeht man der mit dem A-Betrieb verbundenen Begrenzung des Aussteuerbereiches. Eine gegenüber dem Arbeitspunkt erhöhte Signaleingangsspannung führt unmittelbar zu einer Verringerung der Basis-Emitterspannung des Transistors  $Q_4$  und vermindert entsprechend den Kollektorstrom in diesem Ausgangszweig der gm-Stufe. Bei gleicher Signalpolarität erhöht sich die Basis-Emitterspannung des als Diode geschalteten Transistors  $Q_7$  und damit der Strom in diesem Teilzweig. Infolge der Parallelschaltung eines als Stromspiegel arbeitenden Transistors  $Q_6$ , erfährt dieser dieselbe Änderung der Basis-Emitterspannung wie  $Q_7$ . Der Kollektorstrom durch  $Q_6$  ist bis auf eine durch die Stromverstärkung von  $Q_7$  verursachte Abweichung mit dem

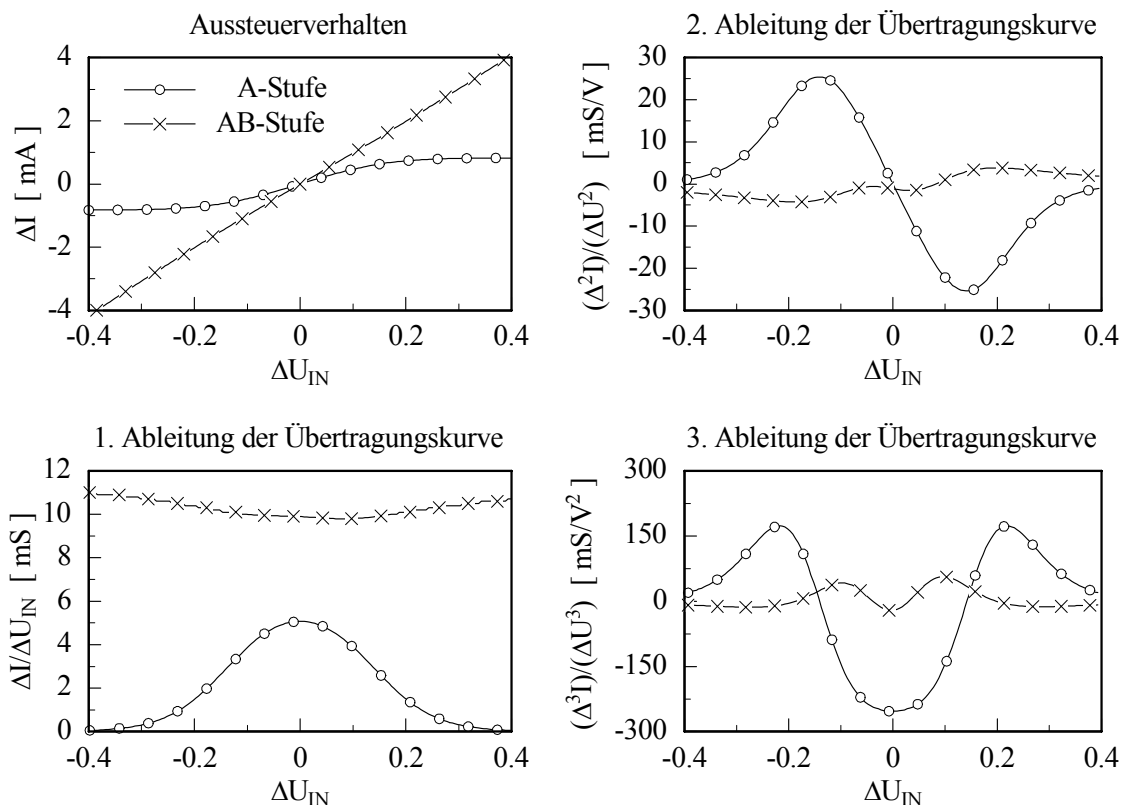
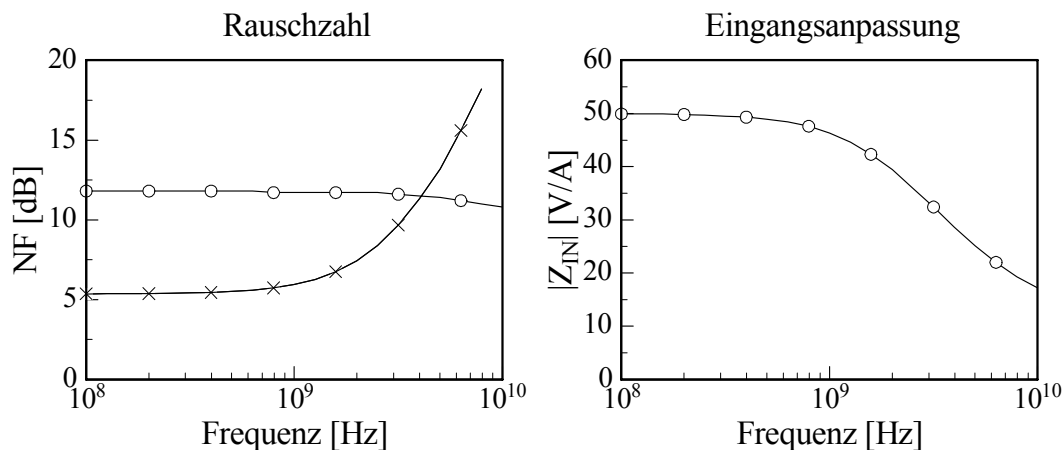


Bild 6.11 Austeuerverhalten und deren Ableitungen

des Eingangszweigs identisch. Die Auskopplung des Inphase-Stromes erfolgt über den als Kaskode arbeitenden Transistor  $Q_5$ . Neben einer Angleichung der Kollektor-Basissspannungen der Transistoren  $Q_6$  und  $Q_7$  (0 V ohne Spannungsabfall an den Gegenkoppelwiderständen) wird durch die Kaskode ein Überkoppeln des an den Emittern der Umschaltstufe vorhandenen LO-Signals zum Eingang vermindert. Wie auch im A-Betrieb fließt durch diese gm-Stufe ein Ruhestrom, der durch die Referenzspannung an den Basen  $Q_4$  und  $Q_6$  eingestellt werden kann. Im Gegensatz zur gm-Stufe mit balanciertem Eingang wirkt dieser sich jedoch nicht begrenzend auf das Aussteuerverhalten aus. Für sehr hohe positive Signaleingangsspannungen ist der vom Stromspiegelzweig führende Strom prinzipiell nur von den maximal zulässigen Werten der eingesetzten Transistoren abhängig. Bei entgegengesetzter Signalpolarität kann die Basisstufe ebenfalls Ströme bis zu den transistorbedingten Grenzwerten aufnehmen. Die Zusammenschaltung beider Teilzweige bilden eine gm-Stufe, deren Ausgangsströme nicht von der Wahl des Ruhestroms begrenzt sind. Trotz der stark nichtlinearen U-I-Kennlinie beider Teilschaltungen, ist der Differenzstrom  $I_{C4}-I_{C5}$  über weite Bereiche der Eingangsspannung sehr linear. Eine weitere Verbesserung der Linearität kann wie bei der differentiellen gm-Stufe durch Verwendung von Gegenkoppelwiderständen ( $R_{1...3}$ ) erreicht werden. In den Diagrammen aus Bild 6.11 sind das Aussteuerverhalten und die Ableitungen der Übertragungsfunktionen beider gm-Stufen vergleichend gegenübergestellt. Für den direkten Vergleich erfolgte dabei die Ansteuerung über eine Signalquelle mit 50Ω Innenwiderstand unter Verwendung identischer Ruhestrome und Gegenkoppelwiderstände. Während durch die Wahl des Ruhestroms der Eingangswiderstand der im AB-Betrieb arbeitenden Schaltung gezielt eingestellt werden kann, muss zu der hochohmigen Eingangsimpedanz der

balancierten gm-Stufe ein  $50\Omega$  Widerstand parallelgeschaltet werden. Die in Bild 6.11 gegenübergestellten Daten stammen aus ADS-Simulationen, die das Großsignalmodell des AlGaAs-HBT mit einer Emittterfläche von  $3 \times 30 \mu\text{m}^2$  verwenden. Der Vergleich zeigt, dass der lineare Aussteuerbereich der im AB-Betrieb arbeitenden gm-Zelle mit wesentlich mehr als 100mV deutlich über dem der herkömmlichen gm-Zelle liegt. Die aus der Ableitung der I-U-Kennlinie berechnete Steilheit weist neben einem konstanteren Verlauf über der Aussteuerspannung deutlich höhere Werte bei der gm-Zelle mit asymmetrischem Eingang auf. Die Verbesserung der Linearität erfolgt also nicht auf Kosten der Steilheit.



**Bild 6.12 Frequenzgang der Rauschzahl / Eingangsimpedanz der AB-Stufe**

Zur Abschätzung der Intermodulationsverzerrungen beider Schaltungen sind in Bild 6.11 höhere Ableitungen der Übertragungskennlinien abgebildet. Hier ist besonders der Verlauf der dritten Ableitung von Interesse, da die Ausbildung von Intermodulationsprodukten dritter Ordnung direkt von dieser Ableitung abhängt (vgl. 6.2.4). Der Vergleich der beiden Schaltungen zeigt, dass die dritte Ableitung der im AB-Betrieb arbeitenden gm-Stufe deutlich kleinere Werte aufweist und um die Ruhepunktlage ( $\Delta u_{IN} = 0$ ) sogar gegen Null strebt. Dieses Verhalten weist auf sehr geringe Intermodulationsprodukte und somit auf einen hohen Interceptpunkt dritter Ordnung hin. Die Bedingung für eine Auslöschung der Intermodulationsprodukte ist Gegenstand der nachfolgenden Kapitel.

Neben der Linearität der Aussteuerung ist für den Dynamikbereich das Rauschverhalten der gm-Zellen von Bedeutung (vgl. 6.2.5). Für einen Vergleich der Rauschzahlen wurden Simulationen beider Schaltungen unter Abschluss eines rauschfreien Widerstandes ( $50\Omega$ ), der für eine Rückwandlung der Ausgangsströme in äquivalente Spannungen sorgt, vorgenommen. Im Bild 6.12 sind die derart ermittelten Rauschzahlen über der Frequenz aufgetragen. Die Simulationen zeigen, dass im unteren Frequenzbereich ( $f < 1\text{GHz}$ ) die Rauschzahl der verbesserten gm-Stufe deutlich unterhalb der der herkömmlichen gm-Stufe liegt. Im oberen Frequenzbereich ist hingegen ein Ansteigen dieser zunächst kleineren Rauschzahl beobachtbar. Die Ursache dieser Verschlechterung des Rauschverhaltens ist die einsetzende Bandbreitenbegrenzung der Stromspiegelanordnung der Transistoren  $Q_6$  und  $Q_7$  (vgl. Bild 6.10). Die Eingangsanpassung der im AB-Betrieb arbeitenden gm-Stufe ist in

Bild 6.12 über der Frequenz aufgetragen. Bis in den GHz-Bereich hinein bleibt der Betrag der Eingangsimpedanz sehr konstant, während für Frequenzen oberhalb von etwa 1GHz eine Abnahme beobachtet werden kann. Die Verringerung der Eingangsimpedanz ist auf den zunehmenden Einfluss der Basis-Emitterkapazität des Stromspiegeltransistors  $Q_6$  zurückzuführen, da mit steigender Signalfrequenz die hochohmige BE-Strecke kurzgeschlossen wird.

Aufgrund der auch für große Signalamplituden erhaltenen Linearität, des geringen Rauschens und der hohen Steilheit wird die gm-Stufe im AB-Betrieb als Eingangsstufe für den in dieser Arbeit untersuchten Frequenzumsetzer mit Heterobipolartransistoren eingesetzt.

### 6.3.1 Kleinsignalgrößen der gm-Stufe

#### 6.3.1.1 Eingangsanpassung

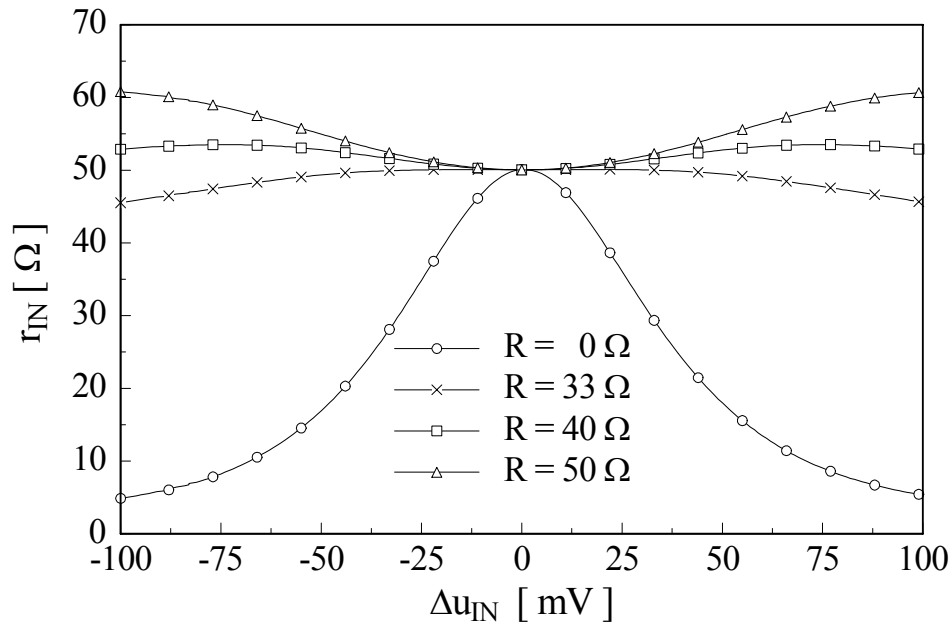
Die Eingangsimpedanz der Mischstufe wählt man gewöhnlich zu  $50\Omega$ . Eine Anpassung an den Innenwiderstand der Signalquelle ist nötig um das Auftreten von störenden Reflektionen zu vermeiden, die sich in Form eines ungleichmäßigen Frequenzgangs bemerkbar machen.

Der differentielle Eingangswiderstand der in Bild 6.10 gezeigten gm-Stufe wird hauptsächlich aus der Basisstufe ( $Q_4, R_1$ ) und dem Referenzzweig des Stromspiegels ( $Q_7, R_2$ ) gebildet. Bei Vernachlässigung aller parasitären Kapazitäten und Widerstände der Transistoren und bei identischen Gegenkoppelwiderständen  $R_1 = R_2 = R_E$  kann die Eingangsimpedanz wie folgt angegeben werden :

$$r_{IN} = \frac{1}{2} \cdot \left( R_E + \frac{V_{TH}}{I_0} \right) \quad (6.17)$$

Darin bestimmt das Verhältnis aus Thermospannung ( $V_{TH}$ ) und dem Ruhestrom  $I_0$  den differentiellen Eingangswiderstand der Transistoren  $Q_4$  und  $Q_7$ . Die Eingangsimpedanz ist somit durch Wahl von Ruhestrom und Gegenkoppelwiderstand nahezu beliebig einstellbar. Bei zu hohen Widerstandswerten muss beim Design der gm-Stufe neben dem thermischen Rauschen auch der Spannungsabfall infolge des Ruhestroms Beachtung finden. Aufgrund der in Gleichung (6.17) vorhandenen Stromabhängigkeit ist die Eingangsimpedanz eine Funktion von der Aussteuerung. In Bild 6.13 ist für eine Reihe von Gegenkoppelwiderständen der differentielle Eingangswiderstand über der Aussteuerung  $U_{RF}$  aufgetragen.

Ohne Gegenkoppelwiderstand nähert sich die Eingangsimpedanz für hohe Aussteuerungen asymptotisch dem Wert Null an. Der Einsatz von Serienwiderständen führt zu einer deutlichen Verringerung der Aussteuerempfindlichkeit von  $r_{IN}$ . Dies ist mit dem verminderten Einfluss der Nichtlinearität der Basis-Emitterübergänge erklärbar.

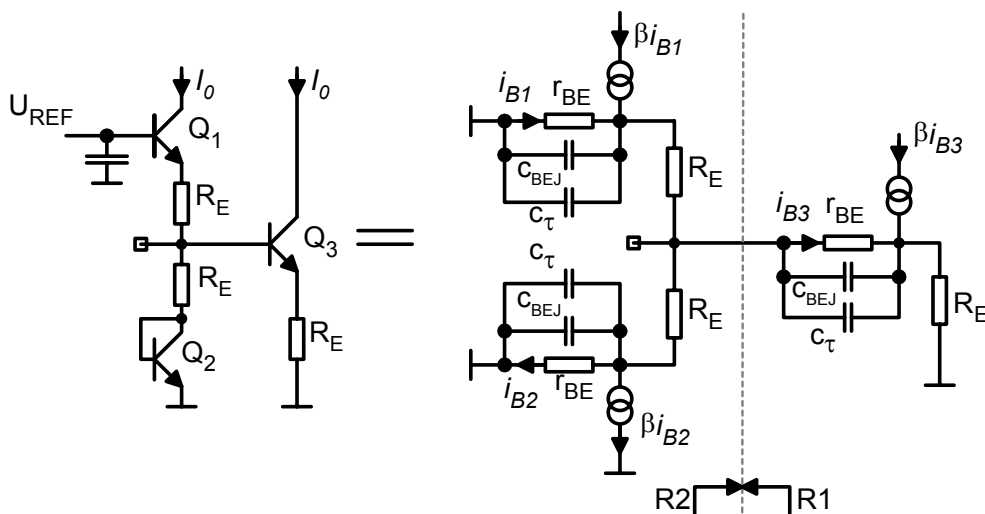


**Bild 6.13** differentieller Eingangswiderstand der gm-Stufe in Abhängigkeit der Aussteuerung

Zur Gewährleistung einer möglichst linearen Umwandlung der Eingangsspannung in einen äquivalenten Ausgangsstrom, darf die Eingangsimpedanz der gm-Stufe nur sehr wenig schwanken. Anderenfalls führt die Modulation des Eingangsteilverhältnisses zwischen Signalquelle und gm-Stufe zu einer Modulation der Übertragungsfunktion und somit zu unerwünschten Intermodulationsverzerrungen.

Die Wahl der Gegenkoppelwiderstände bestimmt somit nicht nur die Eingangsimpedanz sondern auch die Linearität der gm-Stufe. Der in Bild 6.13 dargestellte besonders glatte  $r_{IN}$  Verlauf für  $R = 33 \Omega$  lässt demzufolge ein Minimum der Intermodulationsverzerrungen vermuten.

Zur Untersuchung des Frequenzgangs der Eingangsimpedanz kommt das im Bild 6.14 gezeigte vereinfachte Kleinsignalersatzschaltbild zum Einsatz.



**Bild 6.14** Kleinsignalersatzschaltbild zur Bestimmung der Eingangsimpedanz

Die Eingangsimpedanz ergibt sich aus der Parallelschaltung der Zweigwiderstände  $R_1$  und  $R_2$  (vgl. Bild 6.14). Für niedrige Frequenzen kann der Eingangswiderstand  $R_2$  des Emitterfolgers gegenüber der aus den Teilzweigen von  $Q_1$  und  $Q_2$  gebildeten Impedanz  $R_1$  vernachlässigt werden, da dieser um den Faktor der Stromverstärkung größer ist. In diesem Fall ergibt sich die bereits in Gleichung (6.17) angegebene Eingangsimpedanz. Bei höherfrequenter Aussteuerung gewinnen die Sperrschicht- und Diffusionskapazitäten der Basis-Emitter-Übergänge zunehmend an Einfluss, indem sie den differentiellen Basis-Emitter-Widerstand  $r_{BE}$  überbrücken. Durch Lösung der Netzwerkgleichungen des in Bild 6.14 gezeigten Kleinersatzschaltbildes erhält man die Bestimmungsgleichungen der Teilimpedanzen  $R_1$  und  $R_2$ :

$$R_1 = \frac{1}{2} \cdot \left( R_E + \frac{V_{TH}}{I_0} \right) \cdot \left[ \frac{1 + j\omega\tau_1}{1 + j\omega\tau_2} \right] \quad R_2 = \beta \cdot \left( R_E + \frac{V_{TH}}{I_0} \right) \cdot \left[ \frac{1 + j\omega\tau_1}{1 + j\omega\tau_3} \right] \quad (6.18)$$

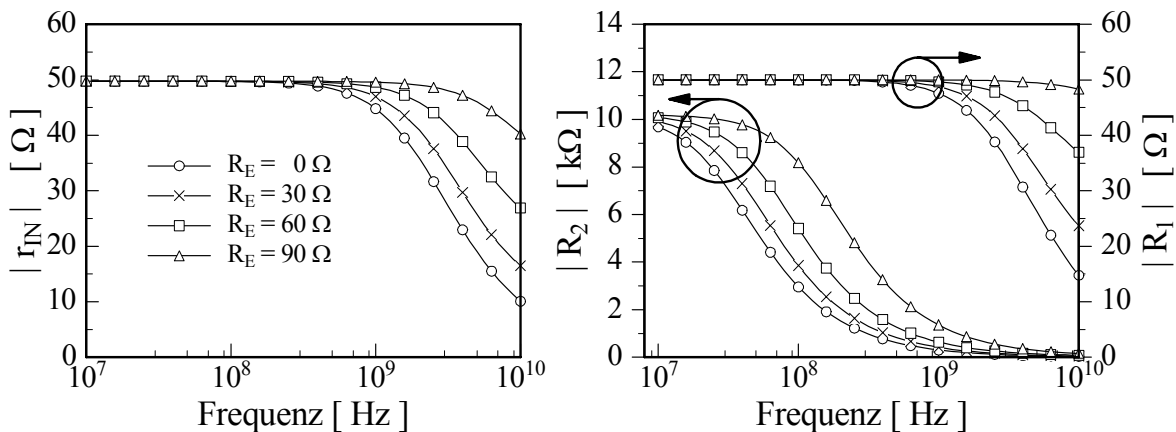
$$(6.19)$$

mit

$$\tau_1 = C_{BE} r_{TH} \cdot \frac{R_E}{R_E + r_{TH}} \quad \tau_2 = C_{BE} r_{TH} \quad \tau_3 = C_{BE} r_{TH} \cdot \beta$$

$$r_{TH} = \frac{V_{TH}}{I_0} \quad C_{BE} = C_{BEJ} + \frac{\tau_F I_0}{V_{TH}}$$

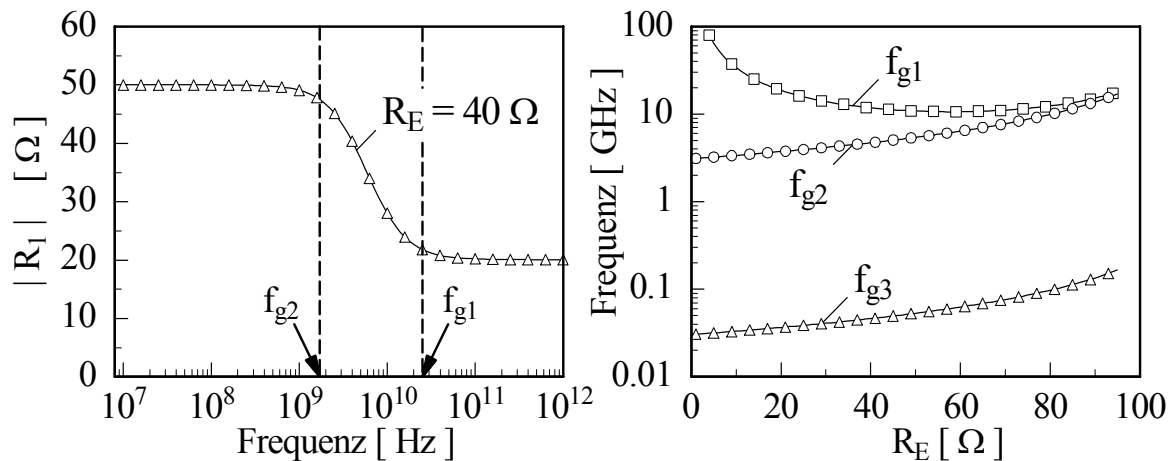
$C_{BEJ}$  Basis-Emitter-Sperrschichtkapazität  
 $\tau_F$  Elektronenlaufzeit im Vorwärtsbetrieb  
 $\beta$  Wechselstromverstärkung  
 $R_E$  Gegenkoppelwiderstand



**Bild 6.15** Frequenzgang des Eingangswiderstandes ( $l.$ ) und der Zweigwiderstände  $R_1$  und  $R_2$  ( $r.$ )

Während die ersten Terme der Gleichungen (6.18) und (6.19) den Impedanzwert für niederfrequente Eingangssignale repräsentieren, legen die über Zeitkonstanten ( $\tau_1$ ,  $\tau_2$ ,  $\tau_3$ ) definierten Terme den Frequenzgang von  $R_1$  und  $R_2$  fest. Bild 6.15 zeigt neben der Eingangsimpedanz  $|r_{IN}|$  auch die Frequenzverläufe der zugehörigen Teilimpedanzen für vier verschiedene Gegenkoppelwiderstände. Aus den Diagrammen ist ersichtlich, dass die Eingangsimpedanz bis in den hochfrequenten Bereich (2GHz)

weitestgehend von der Teilimpedanz  $R_1$  bestimmt ist. Die Impedanz des Emitterfolgers  $R_2$  erlangt erst im oberen Drittel des dargestellten Frequenzbereichs an Einfluss. Die Bandbreite der Schaltung erhöht sich bei stärkerer Gegenkopplung. Kann der differentielle Widerstand  $r_{BE}$  gegenüber dem Gegenkoppelwiderstand  $R_E$  vernachlässigt werden, so sind die Zeitkonstanten  $\tau_1$  und  $\tau_2$  aus Gleichung (6.18) nahezu identisch. Die Frequenzabhängigkeit des Zweigwiderstandes  $R_1$  verschwindet in diesem Fall vollständig, da der Nenner und Zähler des frequenzbestimmenden Terms identische Werte annehmen. Ohne Gegenkopplung wird die Zeitkonstante  $\tau_1$  zu Null und der Frequenzgang von  $R_1$  allein durch die Zeitkonstante  $\tau_2$  des Nennerterms bestimmt. Es findet somit keine Kompensation des Nenner-Verzögerungsterms (PT1-Glied) durch den differenzierend wirkenden Zähler (PD-Glied) statt. Für  $R_E$ -Werte die in der Größenordnung des differentiellen Basis-Emitterleitwertes gewählt werden, verringert sich ab der Frequenz  $\omega_2 = 1/\tau_2$  der Betrag von  $R_1$  stetig bis zum Erreichen



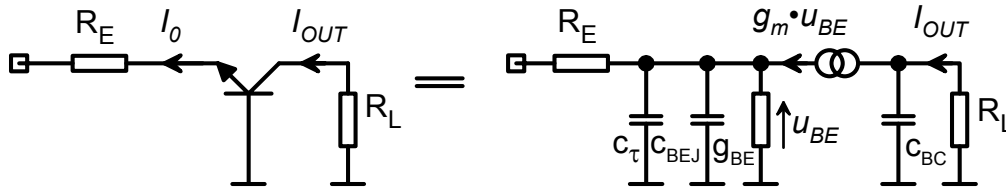
**Bild 6.16** doppelt-logarithmische Auftragung von  $|R_1|$  (l.) / Eckfrequenzen als Funktion des Widerstandes  $R_E$  für den Fall der 50  $\Omega$  Eingangsanpassung (r.)

der durch den Zählerterm bestimmten Frequenz  $\omega_1 = 1/\tau_1$ . Die doppelt-logarithmische Auftragung der Teilimpedanz  $R_1$  in Bild 6.16 (l.) zeigt, dass oberhalb von  $\omega_1$  eine Kompensation des Abfalls erfolgt. Für die in der Praxis häufig angewandte 50  $\Omega$  Anpassung werden Gegenkoppelwiderstände unterhalb von 100  $\Omega$  eingesetzt. Trägt man die von den Zeitkonstanten  $\tau_1$  bis  $\tau_3$  festgelegten Eckfrequenzen über der Gegenkopplung  $R_E$  für den Fall der 50  $\Omega$  Eingangsanpassung auf (Bild 6.16r.), wird deutlich, dass die Kompensation weit oberhalb des Arbeitsfrequenzbereichs (2 GHz) einsetzt und somit für den Betrieb der gm-Stufe keine Rolle spielt. Der Frequenzgang der Eingangsimpedanz wird demnach hauptsächlich durch die Zeitkonstante  $\tau_2$  und die daraus resultierende Eckfrequenz  $f_{g2}$  bestimmt, wobei die Wahl einer möglichst starken Gegenkopplung die Bandbreite anhebt (vgl. Bild 6.16 r.).

### 6.3.1.2 Steilheit

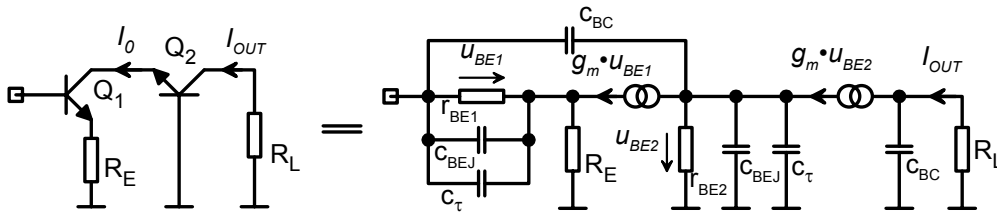
Die Steilheit  $g_m$  beschreibt die lineare Umsetzung der Eingangsspannung in einen Ausgangsstrom. Der erreichbare Konversionsgewinn der Mischstufe ist im wesent-

lichen vom  $g_m$ -Wert abhängig. Aufgrund des asymmetrischen Aufbaus der Eingangstufe (vgl. Bild 6.14) muss die Steilheit der beiden Ausgänge bestimmt werden. Im Bild 6.17 ist das Kleinsignalersatzschaltbild der invertierenden Basis-schaltung gezeigt. Neben der Kapazität des Basis-Emitter-Übergangs muss auch die Basis-Kollektorkapazität berücksichtigt werden, da sie parallel zur Lastimpedanz ( $R_L$ ) angeordnet ist und demzufolge zu einer frequenzabhängigen Aufteilung des Ausgangsstromes führt.



**Bild 6.17 Kleinsignalersatzschaltbild der Basisschaltung**

Der nichtinvertierende Zweig der Eingangsstufe besteht aus einer gegengekoppelten Emitterschaltung mit nachgeschalteter Basisstufe (Kaskode). Das Kleinsignalersatzschaltbild ist im Bild 6.18 dargestellt.



**Bild 6.18 Kleinsignalersatzschaltbild des Stromspiegelzweigs inklusive Kaskodetransistor**

Die Basis-Kollektorkapazität verursacht eine Abnahme des Ausgangsstroms und eine Überbrückung der Emitterschaltung. Dieser zusätzliche Strompfad führt zu einer frequenzabhängigen Aufteilung des Signalsstroms zwischen dem Einspeisepunkt und dem Emitter des Kaskodetransistors. Des Weiteren kann über die Reihenschaltung aus  $C_{BC}$  und der Eingangsimpedanz der Basisschaltung ein zusätzlicher Strom infolge der Signalspannung fließen. Beide Effekte bedingen Abweichungen von Betrag und Phase der komplementären Ausgangsströme. Durch Lösung der Netzwerkgleichungen beider Teilzweige ergeben sich die Bestimmungsgleichungen der Steilheiten wie folgt:

$$g_{m1} = \frac{-g_0}{1 + g_0 R_E} \cdot \frac{1}{(1 + j\omega \cdot \tau_1) \cdot (1 + j\omega \cdot \tau_3)} \quad (6.20)$$

$$g_{m2} = \frac{g_0}{1 + g_0 R_E} \cdot \frac{1}{(1 + j\omega \cdot \tau_1) \cdot (1 + j\omega \cdot \tau_2) \cdot (1 + j\omega \cdot \tau_3)} - \frac{j\omega \cdot C_{BC}}{(1 + j\omega \cdot \tau_2) \cdot (1 + j\omega \cdot \tau_3)}$$

mit

$$\tau_1 = C_{BE} \cdot \frac{R_E}{1 + g_0 R_E} \quad \tau_2 = \frac{C_{BC} + C_{BE}}{g_0} \quad \tau_3 = C_{BC} R_L$$

$$g_0 = \frac{I_0}{V_{TH}} \quad C_{BE} = C_{BEJ} + \frac{\tau_F I_0}{V_{TH}}$$

|           |                                       |
|-----------|---------------------------------------|
| $C_{BEJ}$ | Basis-Emitter-Sperrschichtkapazität   |
| $C_{BC}$  | Basis-Kollektor-Sperrschichtkapazität |
| $\tau_F$  | Elektronenlaufzeit im Vorwärtsbetrieb |
| $I_0$     | Ruhegleichstrom                       |
| $R_E$     | Gegenkoppelwiderstand                 |

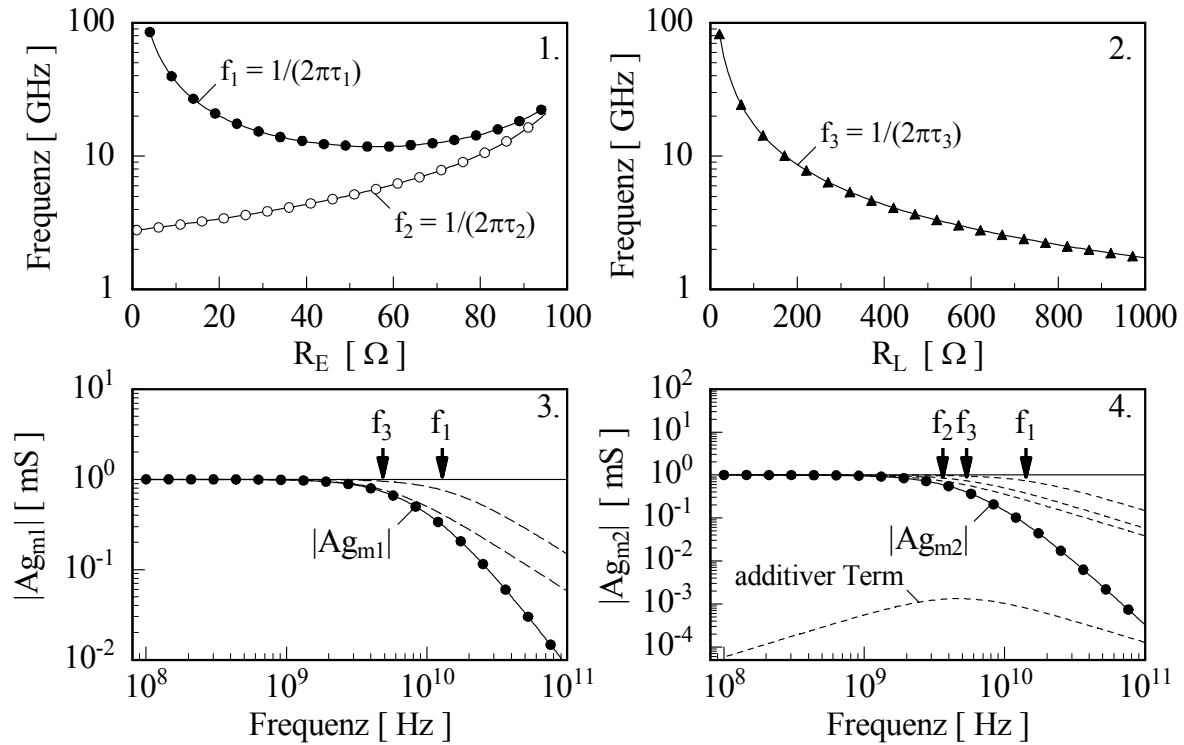
Für kleine Signalfrequenzen sind die Beträge von  $g_{m1}$  und  $g_{m2}$  identisch. Die Ausgangsströme weisen in diesem Fall den gewünschten Phasenversatz von  $180^\circ$  auf. Der Betrag wird ausschließlich vom eingepprägten Gleichstrom und dem Gegenkoppelwiderstand  $R_E$  festgelegt. Setzt man eine bestimmte Eingangsimpedanz der gm-Stufe voraus, so ist die Steilheit unabhängig von  $R_E$  und dem entsprechend der Gleichung (6.17) gewählten Gleichstrom  $I_0$ :

$$|g_m|_{\omega \rightarrow 0} = \frac{g_m}{1 + g_m R_E} = \frac{1}{2 \cdot r_{IN}} \quad (6.21)$$

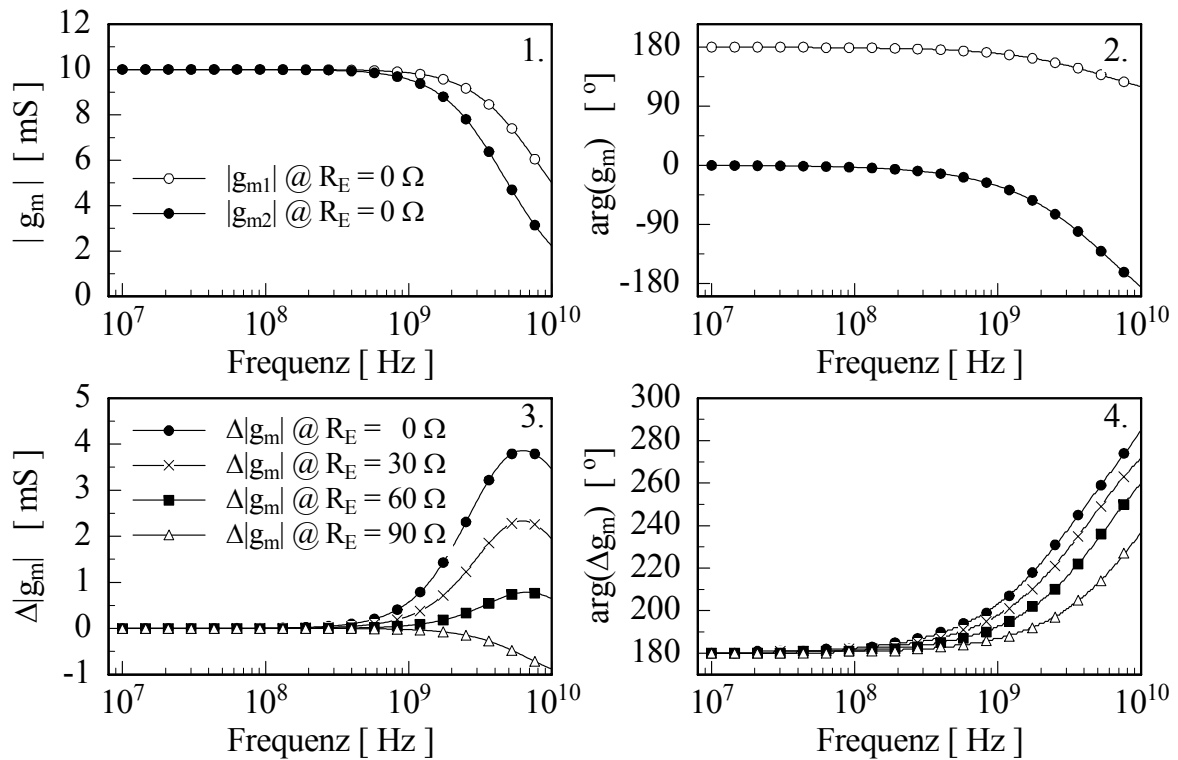
Durch die Wahl des Eingangswiderstandes ist die Steilheit der Stufe somit bereits festgelegt. Für den Fall der  $50\Omega$ - Anpassung erhält man entsprechend der Gleichung (6.21) den Wert von  $10\text{mS}$ .

Die Frequenzabhängigkeit beider Steilheiten weist Tiefpaßcharakter auf. Während der Frequenzgang von  $g_{m1}$  durch die Hintereinanderschaltung zweier Verzögerungsglieder 1. Ordnung ( $PT_1$ -Glieder) beschrieben wird, weist die Beschreibungsgleichung für  $g_{m2}$  neben drei  $PT_1$ -Gliedern einen additiven Zusatzterm auf. Zur Abschätzung des Einflusses der einzelnen  $PT_1$ -Glieder auf den Betragsfrequenzgang zeigen die Diagramme in Bild 6.19 eine Auftragung der Eckfrequenzen über den Gegenkoppel- bzw. Lastwiderstandswerten (Diagramm 1&2). In den Diagrammen 3 und 4 ist beispielhaft für eine gm-Stufe mit  $R_E = 40\Omega$  und  $R_L = 300\Omega$  die Zusammensetzung der normierten Betragsfrequenzgänge anhand der gestrichelt eingezeichneten  $PT_1$ -Frequenzgänge veranschaulicht worden. Die Lage der Eckfrequenzen, die maßgeblich den Frequenzgang beeinflussen, sind als Schnittpunkte der Asymptoten mit der Gerade durch den Referenzwert  $|A_{gm}| = 1$  gekennzeichnet. Die diesen Darstellungen zugrundeliegenden Werte des  $3 \times 30\mu\text{m}^2$  HBT zeigen, dass der additive Zusatzterm in der  $g_{m2}$  Gleichung mehrere Größenordnungen unterhalb des ersten Terms liegt und damit in den weiteren Betrachtungen vernachlässigt werden kann. Dies ist jedoch nur aufgrund der sehr geringen Basis-Kollektorkapazität möglich ( $\sim 100\text{fF}$  für  $3 \times 30\mu\text{m}^2$  HBT).

Treten höhere  $C_{BC}$ -Werte auf, kann der Zählerterm  $j\omega C_{BC}$  für Frequenzen unterhalb der Eckfrequenzen  $f_2$  und  $f_3$  die Größenordnung des ersten Terms erreichen und damit entsprechenden Einfluss auf den  $g_{m2}$ -Frequenzgang ausüben.



**Bild 6.19** Auftragung der Eckfrequenzen über  $R_E$  (1.) bzw.  $R_L$  (2.), Zusammensetzung der normierten Betragsfrequenzgänge für  $R_E = 40\Omega$  /  $R_L = 300\Omega$



**Bild 6.20** Frequenzgang der Steilheiten  $g_{m1}$  (1.) und  $g_{m2}$  (2.) und deren Differenz  $\Delta g_m$  (3./4.) im Fall der  $50\Omega$  Eingangsimpedanz und  $R_L = 300\Omega$

Die unterschiedlichen Frequenzgänge beider Steilheiten bewirken eine zunehmende Asymmetrie der gm-Stufe. Zur Verdeutlichung dieser Abweichungen sind in Bild 6.20 (1. & 2.) die Betrags- und Phasengänge beider Teilzweige ohne  $R_E$  Gegenkopplung vergleichend gegenübergestellt. Infolge des um eine Ordnung abweichenden Tiefpaßcharakters von  $g_{m1}$  und  $g_{m2}$ , verringern sich die Beträge und Phasenlagen oberhalb der Eckfrequenzen unterschiedlich stark. Die Abweichungen der Beträge und Phasenlagen der Steilheiten ist in den Diagrammen 3 und 4 für verschiedene  $R_E$ -Werte aufgetragen. Die stärksten Differenzen ergeben sich im Fall ohne  $R_E$ -Widerstand. Mit steigender Gegenkopplung gleichen sich die Beträge zunehmend an und sind in dem gezeigten Beispiel ( $R_L = 300\Omega$ ) für  $R_E = 90\Omega$  nahezu identisch. Obwohl die gewünschte Phasendifferenz von  $180^\circ$  auch für höhere  $R_E$ -Werte ( $0 \dots 100\Omega$ ) nicht erreicht werden kann, ist eine Verringerung der Abweichung beobachtbar.

Aus der Gleichung (6.20) und Bild 6.19 ist ersichtlich, dass das  $PT_1$ -Glied aufgrund der geringsten Eckfrequenz  $f_2$  besonders zur Asymmetrie der Schaltung beiträgt. Wie bereits beschrieben, ist eine Erhöhung dieser Eckfrequenz durch die Verwendung höherer  $R_E$ -Werte erreichbar (vgl. Bild 6.19/1). Einen zusätzlichen Freiheitsgrad kann man durch gezielte Angleichung der Zeitkonstanten  $\tau_2$  und  $\tau_3$  erzielen. Dazu wird die Basis-Kollektorkapazität der in Bild 6.17 gezeigten Basisstufe durch eine externe Parallelkapazität derart erhöht, dass die so veränderte Zeitkonstante  $\tau_3$  des  $g_{m1}$  Zweiges mit dem Wert  $\tau_2$  übereinstimmt. In Bild 6.21 sind die Abweichungen von  $g_{m1}$  und  $g_{m2}$  mit und ohne Kompensationskapazität vergleichend gegenübergestellt.

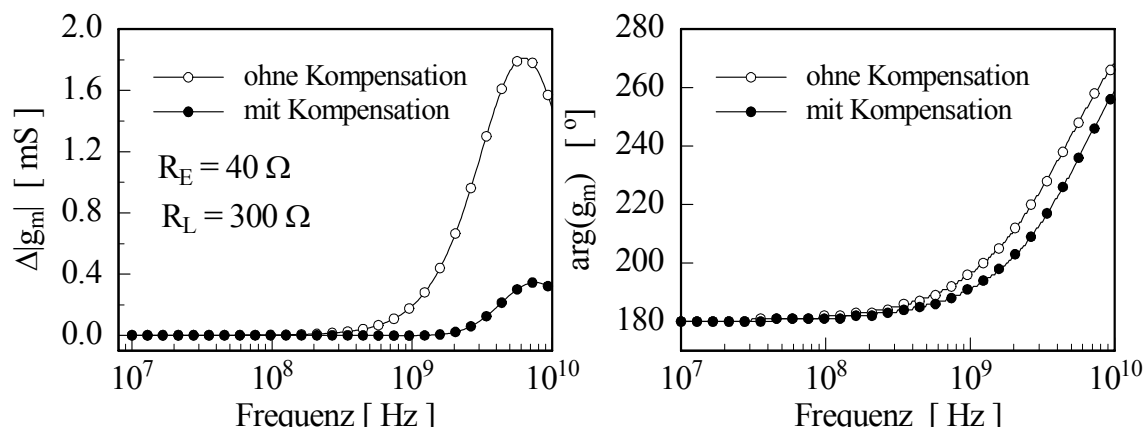


Bild 6.21 Verringerung der Asymmetrie durch Erhöhung der  $C_{BC}$ -Kapazität der Basisstufe

### 6.3.2 Rauschgrößen der gm-Stufe

Ausgehend von vereinfachten Kleinsignalmodellen der Transistoren werden in den nachfolgenden Kapiteln die Ausgangsrauschströme, die weiße (HF-) und gefärbte Rauschquellen ( $1/f$ -Rauschen) als Ursprung haben, bestimmt.

#### 6.3.2.1 HF-Rauschquellen

Das vereinfachte Kleinsignalersatzschaltbild der aus vier identischen Transistoren aufgebauten gm-Stufe ist in Bild 6.22 dargestellt. Infolge der Vernachlässigung sämtlicher Blindleitwerte ist es nur für Frequenzen die sehr viel kleiner als die Transitfrequenz der verwendeten Transistoren sind gültig. Der für den 2GHz-Bereich entworfene Mischer wird unter Einsatz der  $3 \times 30 \mu\text{m}^2$  HBTs, deren  $f_T$  bei etwa 30GHz liegt, mit hinreichender Genauigkeit durch dieses Wechselstromersatzschaltbild beschrieben. Infolge der hohen HBT-Basisdotierung ist der Basiswiderstand gegenüber dem differentiellen Leitwert der Basis-Emitterstrecke vernachlässigbar und wurde deshalb im Kleinsignalersatzschaltbild nicht berücksichtigt. Obwohl der Basiswiderstand nur geringe Werte aufweist ( $< 10\Omega$ ), darf man das durch ihn erzeugte thermische Rauschen jedoch nicht vernachlässigen, da es infolge der Transistorsteilheit verstärkt wird und merklich zum Kollektorstromrauschen beitragen kann.

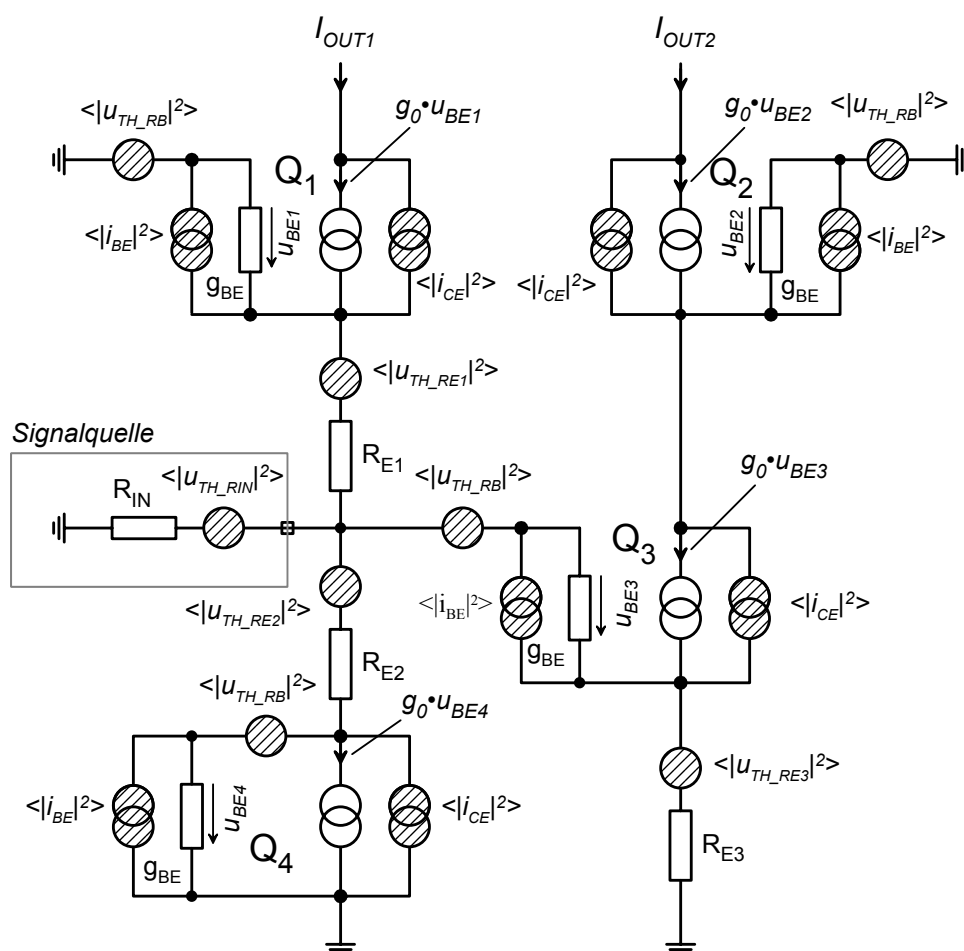


Bild 6.22 vereinfachtes Kleinsignalersatzschaltbild der gm-Stufe mit weißen Rauschquellen

Das vereinfachte Transistormodell enthält drei unkorrelierte Rauschquellen. Neben der bereits genannten thermischen Rauschspannungsquelle des Basiswiderstandes werden die Schrotrauschquellen des Basis- und des Kollektorgleichstromes berücksichtigt. Es wird im Weiteren davon ausgegangen, dass in allen Transistoren die gleichen Ruhegleichströme ( $I_0$ ) fließen. In diesem Fall weisen alle Transistormodelle identische Steilheiten ( $g_0$ ) und Basis-Emitter-Leitwerte ( $g_{BE}$ ) auf :

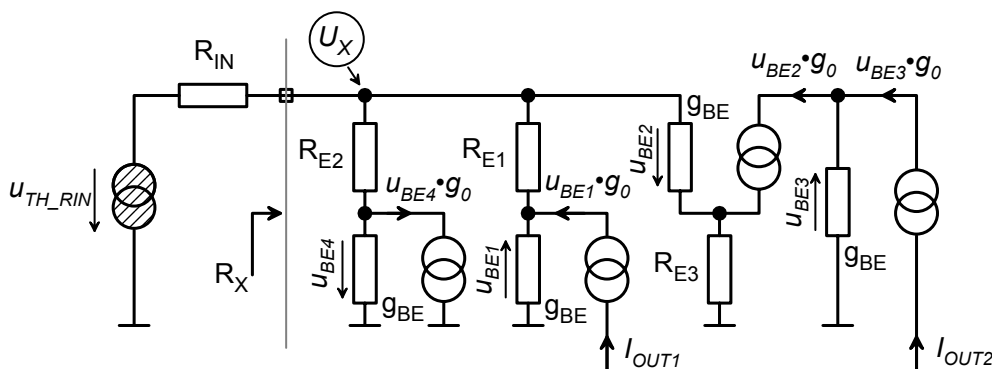
$$g_0 = \frac{I_0}{V_{TH}} \quad g_{BE} = \frac{I_0}{\beta \cdot V_{TH}} = \frac{g_0}{\beta} \quad (6.22)$$

Worin  $\beta$  für die Wechselstromverstärkung der Transistoren steht.

Die 16 Rauschquellen des verwendeten Kleinsignalersatzschaltbildes der gm-Stufe tragen zu unterschiedlichen Anteilen zum Gesamtrauschen der Ausgangsströme  $I_{OUT1}$  und  $I_{OUT2}$  bei. Aufgrund der schaltungstechnischen Verkopplung der komplementären Stufen liefern einige der Rauschquellen Anteile zu beiden Ausgangsströmen. Es besteht somit eine teilweise Korrelation des Rauschens der Ausgänge. Beim Einsatz der gm-Stufe im doppelt-balancierten Mischer interessieren jedoch vorwiegend die Differenzen der Ausgangsströme. Die bei unkorrelierten Rauschquellen mögliche Zusammenfassung durch quadratische Addition der Einzelquellen ist somit nicht direkt anwendbar. Bevor sich die unkorrelierten Rauschströme quadratisch addieren lassen, müssen die vollständig korrelierten Rauschströme in  $I_{OUT1}$  und  $I_{OUT2}$  unter Berücksichtigung ihrer Phasenlage summiert werden.

Zur Ermittlung des Ausgangsrauschens bestimmt man die von jeder einzelnen Rauschspannungs- und Rauschstromquelle erzeugten Ausgangsströme. Dabei werden die übrigen Spannungsquellen kurzgeschlossen und alle anderen Stromquellen im Leerlauf betrieben. Es müssen demnach für jede der 16 Rauschquellen zwei Übertragungsfunktionen gebildet werden. Das vorgestellte Verfahren wird im Folgenden anhand der Rauschspannungsquelle des Signalgenerators erläutert. Das im Bild 6.22 gezeigte Kleinsignalersatzschaltbild vereinfacht sich wie in Bild 6.23 gezeigt.

Zuerst wird die Eingangsimpedanz der gm-Stufe bestimmt und anschließend über den Spannungsteiler aus  $R_{IN}$  und  $R_X$  die Steuerspannung  $U_X$  berechnet.



**Bild 6.23** Ersatzschaltbild der gm-Stufe zur Ermittlung der Ausgangsrauschströme infolge des Rauschens des Signalquellenwiderstands  $R_{IN}$

$$R_X = \frac{R_{Z1} \cdot R_{Z2}}{2R_{Z2} + R_{Z1}} \quad (6.23)$$

mit

$$R_{Z1} = R_E + \left( \frac{r_{BE}}{\beta + 1} \right) \quad R_{Z2} = R_E \cdot (\beta + 1) + r_{BE}$$

$$r_{BE} = \frac{1}{g_{BE}} = \beta \cdot \frac{V_{TH}}{I_0} = \beta \cdot g_0$$

Die in Gleichung (6.23) verwendeten Teilwiderstände  $R_{Z1}$  und  $R_{Z2}$  entsprechen den Zweigimpedanzen der Basisstufe und des Stromspiegelreferenzzweigs ( $R_{Z1}$ ) sowie der Eingangsimpedanz des gegengekoppelten Emitterfolgers ( $R_{Z2}$ ). Bei nun bekannter Steuerspannung  $U_X$  der gm-Stufe lassen sich die gesuchten Ausgangsströme über die Steilheiten  $g_{m1}$  und  $g_{m2}$  der beiden Teilzweige berechnen.

$$g_{m1} = \frac{-\beta}{R_E \cdot (\beta + 1) + r_{BE}} \approx \frac{-1}{R_E + g_0} \quad (6.24)$$

$$g_{m2} = \left( \frac{\beta^2}{\beta + 1} \right) \cdot \frac{1}{R_E \cdot (\beta + 1) + r_{BE}} \approx \frac{1}{R_E + g_0}$$

Damit sind die Übertragungsfunktionen  $Q_1$  und  $Q_2$  zur Berechnung der Ausgangsströme infolge der thermischen Rauschspannungsquelle des Quellwiderstandes festgelegt :

$$Q_1 = \frac{I_{OUT1}}{u_{TH\_RIN}} = \frac{g_{m1} \cdot R_X}{R_X + R_{IN}} \approx \frac{-R_X}{(R_X + R_{IN}) \cdot (R_E + g_0)} \quad (6.25)$$

$$Q_2 = \frac{I_{OUT2}}{u_{TH\_RIN}} = \frac{g_{m2} \cdot R_X}{R_X + R_{IN}} \approx \frac{+R_X}{(R_X + R_{IN}) \cdot (R_E + g_0)}$$

Unter Zuhilfenahme dieser Übertragungsfunktionen sind die mittleren Rauschstromquadrate beider Ausgänge wie folgt ermittelbar :

$$\overline{i_{OUT1}^2} = Q_1^2 \cdot \overline{u_{TH\_RIN}^2} \quad \overline{i_{OUT2}^2} = Q_2^2 \cdot \overline{u_{TH\_RIN}^2} \quad (6.26)$$

mit

$$\overline{u_{TH\_RIN}^2} = 4 \cdot kT_0 B \cdot R_{IN} \quad \text{Thermische Rauschen von } R_{IN}$$

Ist man am Rauschen des Differenzstromes interessiert, muss die Differenzbildung aufgrund der Korrelation vor der Bildung des Betragsquadrats ausgeführt werden :

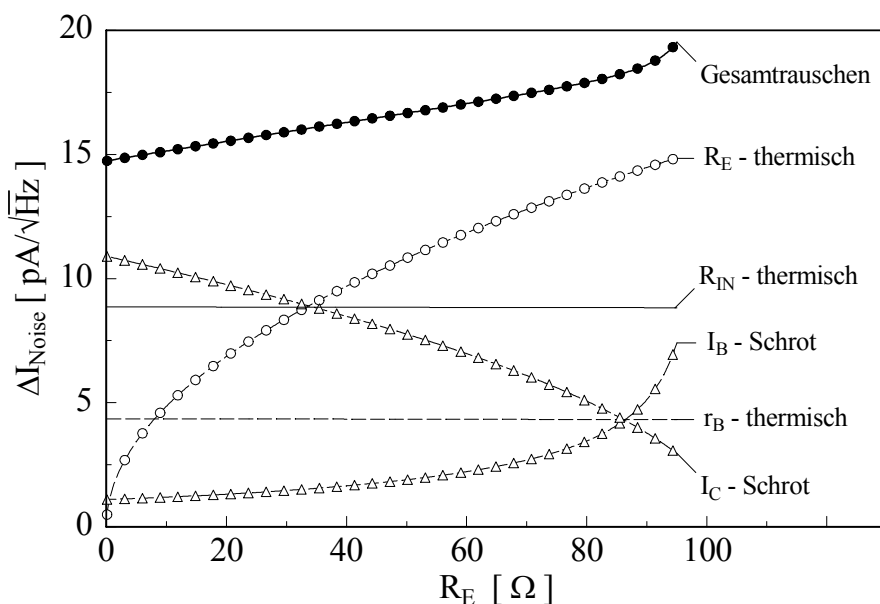
$$\overline{i_{\Delta OUT}^2} = (Q_1 - Q_2)^2 \cdot \overline{u_{TH\_RIN}^2} \quad (6.27)$$

Die Übertragungsfunktionen sämtlicher in Bild 6.22 gezeigter Rauschquellen, sind im Anhang C beigelegt. Mit diesem Satz an Gleichungen kann nun die Berechnung der einzelnen Ausgangsrauschströme erfolgen. Aufgrund der für den Mischerbetrieb interessierenden Differenzströme ist im Bild 6.24 ausschließlich das Rauschen des Querstromes  $\Delta I = (I_{OUT1} - I_{OUT2})$  dargestellt. Die einzelnen Rauschströme sind über dem Widerstandswert  $R_E$  aufgetragen, wobei der Gleichstrom zur Gewährleistung der  $50\Omega$  Anpassung (vgl. Gl. (6.17)) jeweils nachgeführt wurde. Neben dem Gesamt-rauschstrom sind die Einzelkomponenten eingezeichnet, um deren Einfluss abschätzen zu können. Der durch das thermische Rauschen des Quellwiderstandes  $R_{IN}$  bedingte Ausgangsrauschstrom weist keine Abhängigkeit von  $R_E$  auf, da sich die Steilheiten  $g_{m1}$  und  $g_{m2}$  bei konstant gehaltener Eingangsimpedanz nicht ändern. Auch der Rauschstrom infolge des thermischen Rauschens der Basiswiderstände zeigt keine Abhängigkeit vom Gegenkoppelwiderstand  $R_E$ , weil diese Rauschspannungsquellen im Eingangskreis der gm-Stufe angeordnet sind und demnach ebenfalls über die konstanten Steilheiten zum Ausgang transformiert werden. Mit steigenden  $R_E$ -Werten wirkt sich das thermische Rauschen dieser Widerstände zunehmend auf das Gesamt-rauschen aus und stellt ab etwa  $40\Omega$  den Hauptanteil am Rauschstrom. Infolge der ebenfalls im Eingangskreis angeordneten thermischen Rauschspannungsquellen der  $R_E$ -Widerstände steigt der Ausgangsrauschstrom proportional zur Quadratwurzel aus  $R_E$  an :

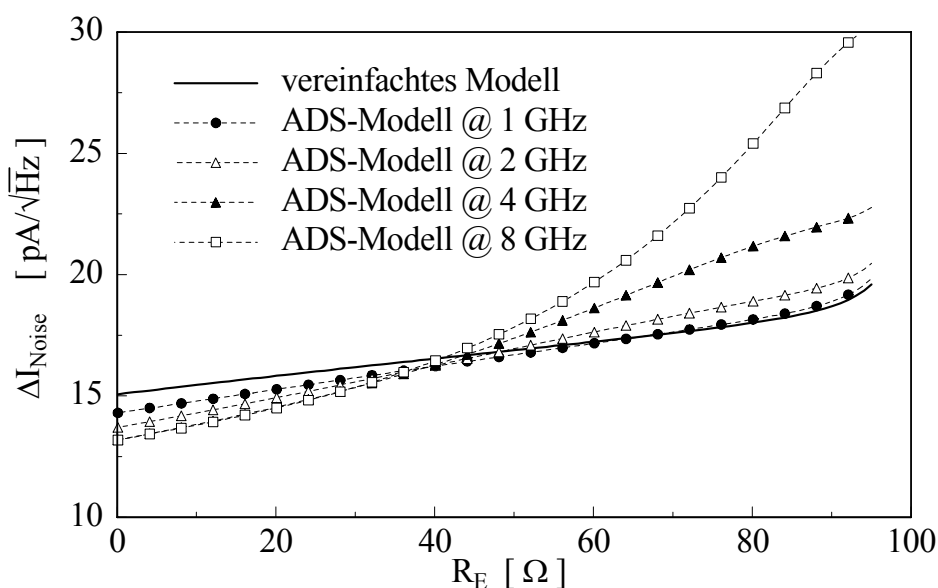
$$\Delta I_{Noise} \sim \sqrt{u_{th}^2} = \sqrt{4kTB \cdot R_E} \sim \sqrt{R_E} \quad (6.28)$$

Während der Kollektorgleichstrom bei geringer oder fehlender Gegenkopplung den größten Anteil am Ausgangsrauschen stellt, verringert sich der Einfluss mit steigender Gegenkopplung merklich. Die Basisschrotrauschquellen erzeugen den geringsten Anteil am Ausgangsrauschen. Nur für starke Gegenkopplung und dem damit verbundenen Anstieg des Basisgleichstroms zur Gewährleistung der Eingangs-anpassung ist ein merklicher Beitrag zum Gesamtuschen sichtbar.

Infolge der Vernachlässigung sämtlicher Blindleitwerte im vereinfachten Rauschmodell stellt sich die Frage nach dem Gültigkeitsbereich. Zur Abschätzung der maximal zulässigen Frequenz wurde daher der berechnete Rauschstrom mit Simulationen unter Verwendung des vollständigen Großsignalmodells verglichen. Die in Bild 6.25 dargestellten Ergebnisse zeigen erst oberhalb von 2GHz deutliche Abweichungen, womit die Gültigkeit der getroffenen Vereinfachungen für den untersuchten Frequenzbereich bis 2GHz bestätigt ist.



**Bild 6.24** Zusammensetzung des Ausgangsrauschens als Funktion der Gegenkoppelung



**Bild 6.25** Vergleich des vereinfachten Rauschmodells mit Simulationen unter Verwendung des vollständigen  $3 \times 30 \mu\text{m}^2$  HBT-Großsignalmodells

### 6.3.2.2 NF-Rauschquellen

Das weiße Rauschspektrum am Ausgang der gm-Stufe wird im Frequenzbereich unterhalb von etwa 1 MHz durch das Niederfrequenzrauschen bestimmt. Die Niederfrequenzrauschquellen des Transistors und der Halbleiterschichtwiderstände verursachen einen  $1/f$  förmigen Anstieg des Ausgangsrauschstromes. In Bild 6.26 ist das Kleinsignalersatzschaltbild der gm-Stufe mit den wichtigsten Niederfrequenzrauschquellen dargestellt. Zu den bereits im Abschnitt 5.2.4 vorgestellten Rausch-

quellen des HBTs sind die infolge von Leitfähigkeitsschwankungen erzeugten Niederfrequenzleistungen in den Halbleiterschichten zu berücksichtigen :

$$S_V(f) = \frac{\alpha \cdot R^2 \cdot I^2}{f \cdot N} \quad (6.29)$$

mit

|          |                                             |
|----------|---------------------------------------------|
| $\alpha$ | Hooge-Parameter ( $10^{-6} \dots 10^{-3}$ ) |
| $R$      | Widerstand der Probe                        |
| $I$      | Gleichstrom durch die Widerstandsschicht    |
| $N$      | Anzahl der beteiligten Ladungsträger        |

Die Gegenkoppelwiderstände der gm-Stufe sind mit Subkollektor-Halbleiterschichten realisiert worden. Aus 1/f-Rauschmessungen an Proben des n-dotierten Subkollektormaterials konnte der Hooge-Parameter zu  $\alpha = 1 \cdot 10^{-5}$  bestimmt werden. Die im Nenner der Gleichung (6.29) einzusetzende Ladungsträgeranzahl der Widerstandsschicht wird anhand der Schichtdicke, des Schichtwiderstandes, der Dotierungsdichte sowie der Widerstandsweite wie folgt berechnet :

$$N = \frac{t \cdot w^2 \cdot n_{Si} \cdot R_E}{R_S} = 3 \cdot 10^7 \cdot R_E \quad (6.30)$$

mit

|          |                                                           |
|----------|-----------------------------------------------------------|
| $t$      | Schichtdicke ( $0.7 \mu\text{m}$ )                        |
| $w$      | Weite der Widerstände ( $10 \mu\text{m}$ )                |
| $n_{Si}$ | Silizium-Dotierung ( $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) |
| $R_S$    | Schichtwiderstand ( $11.5 \Omega/\text{Sqr}$ )            |
| $R_E$    | Wert des Emitterwiderstandes                              |

Das Niederfrequenzrauschen in den Ausgangsströmen berechnet man, wie bei den weißen Rauschquellen gezeigt, durch Lösung der Netzwerkgleichungen. In Bild 6.27 ist das NF-Rauschstromspektrum des Differenzstromes nebst der anteilmäßigen Zusammensetzung aufgetragen.

Aufgrund der direkt mit dem Massepotential verbundenen Basen der Transistoren  $Q_1$  und  $Q_2$  werden die NF-Rauschstromquellen über dem Basis-Emitterübergang ( $i_{NF\_BE}$ ) kurzgeschlossen und tragen somit nur unverstärkt zum Ausgangsrauschen bei. Im Ausgangsspektrum liegen diese Anteile unterhalb der des weißen HF-Rauschens und sind somit vernachlässigbar. Die Emitterspannungsquellen des Niederfrequenzrauschmodells der Transistoren  $Q_1$ ,  $Q_3$  und  $Q_4$  erzeugen über den Signalquellenpfad an den einzelnen Basis-Emitter-Übergängen einen Spannungsabfall, der zu einer entsprechenden Verstärkung dieser Rauschquellenbeiträge führt. In Bild 6.27 wird deutlich, dass nur diese Rauschquellen zu einer merklichen 1/f-förmigen Aufwölbung des Gesamtrauschspektrums am Ausgang beitragen. Die 1/f-Rauschspannungsquelle der Gegenkoppelwiderstände liegt in Reihe zur dominierenden Emitterrauschspannungsquelle und transformiert sich demnach in gleicher Weise an den Ausgang der gm-Stufe. Aufgrund des etwa um eine Größenordnung niedrigeren 1/f-Widerstandsrauschens ist auch dieser Anteil im Ausgangsrauschen vernachlässigbar.

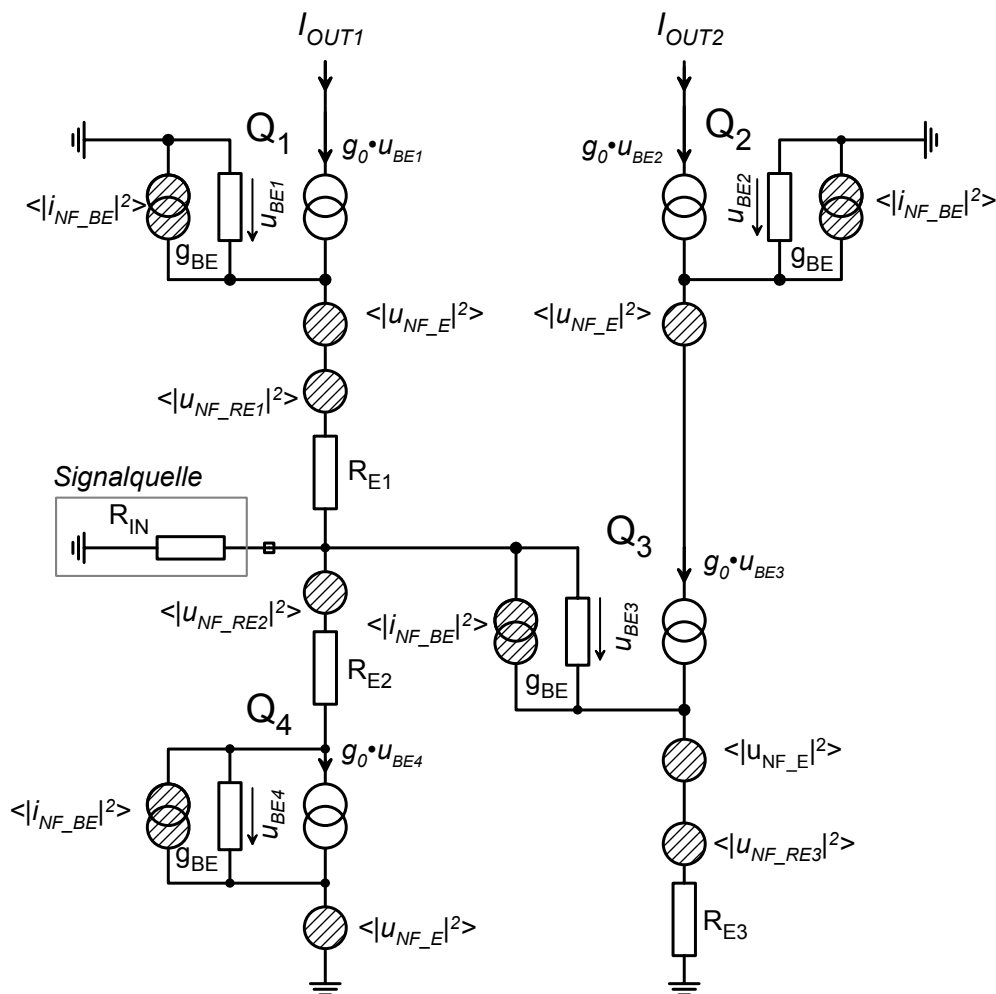
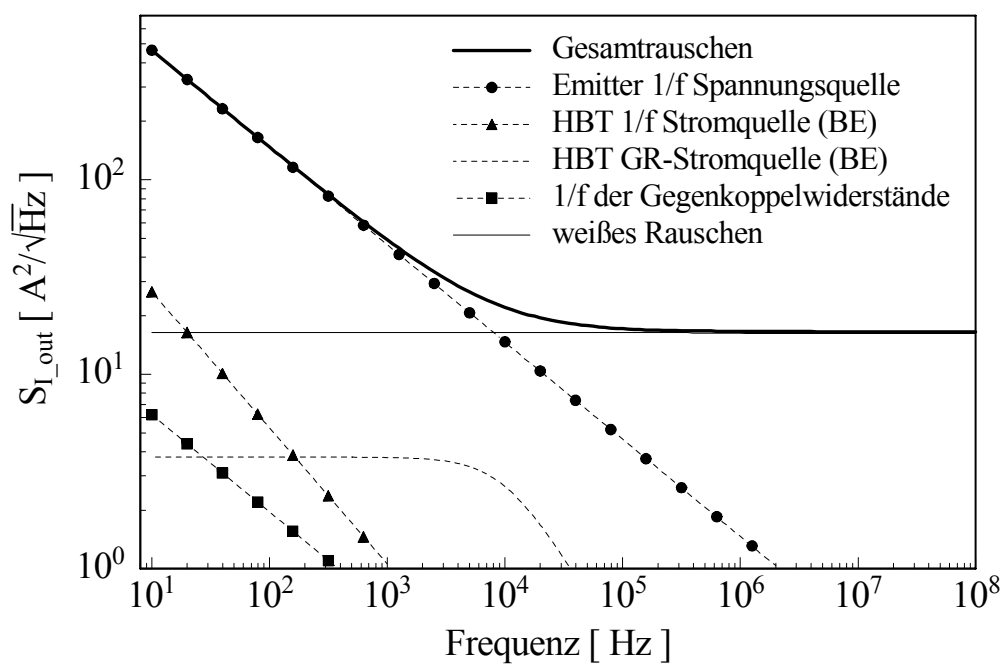


Bild 6.26 vereinfachtes Kleinsignalersatzschaltbild der gm-Stufe mit NF-Rauschquellen

Bild 6.27 Zusammensetzung des 1/f-Rauschens für  $R_E = 40\Omega$  bei  $50\Omega$  Eingangsanpassung

Die Beschreibung des NF-Rauschens der gm-Stufe kann somit ausschließlich mit den Emitterrauschspannungsquellen von  $Q_1$ ,  $Q_3$  und  $Q_4$  erfolgen, da die Emitterquelle von  $Q_2$  hauptsächlich zu einem Spannungsabfall über der hochohmigen Ausgangsimpedanz führt und somit nicht zum Ausgang transformiert wird. Die Übertragungsfunktionen der verbleibenden drei NF-Rauschspannungsquellen sind mit den thermischen HF-Rauschquellen der Gegenkoppelwiderstände identisch und können dem Anhang C entnommen werden. Im Bild 6.28 sind die Rauschanteile der drei Quellen über den Wert des Gegenkoppelwiderstandes für die Frequenz 100Hz aufgetragen. Es ist nur eine geringe Widerstandsabhängigkeit vorhanden, da die Impedanzen der Basis-Emitter-Übergänge ( $\beta V_{TH} / I_C$ ) gegenüber den  $R_E$ -Werten ( $< 100\Omega$ ) dominieren und Änderungen der Gegenkopplung nur eine geringe Variation des Spannungsteilerverhältnisses bewirkt. Die Transistoren  $Q_1$  und  $Q_4$  erzeugen ungefähr gleiche Ausgangsrauschströme. Der Stromquellentransistor  $Q_3$  stellt den Hauptanteil am NF-Rauschstrom.

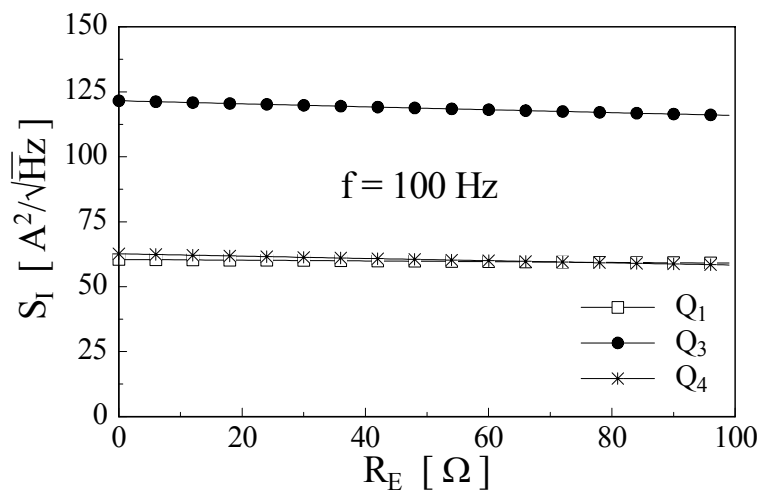


Bild 6.28 Abhängigkeit des 1/f-Rauschens vom  $R_E$ -Wert bei 50  $\Omega$  Eingangsanpassung für 100 Hz

### 6.3.2.3 Rauschzahl der gm-Stufe

Mit dem nunmehr bekannten Ausgangsrauschspektrum lässt sich die Rauschzahl der in Bild 6.29 gezeigten gm-Stufe mit Lastwiderstandsnetzwerk angeben. Die Rauschzahl berechnet sich wie folgt :

$$F = \frac{\overline{u_{OUT}^2}}{\overline{u_{kT}^2}} = \frac{\text{Rauschspannungsquadrat am Ausgang bei rauschendem Zweitor}}{\text{Rauschspannungsquadrat am Ausgang bei rauschfreiem Zweitor}} \quad (6.31)$$

mit

$$\overline{u_{kT}^2} = kT_0 \operatorname{Re}(Z_G) \cdot \left( \frac{R_0 R_L}{2R_L + R_0} \right)^2 (g_{m2} - g_{m1})^2$$

$$\overline{u_{OUT}^2} = \underbrace{\overline{\Delta i_{Noise}^2} \cdot \left( \frac{R_0 R_L}{2R_L + R_0} \right)^2}_{\text{Rauschen der } g_m\text{-Stufe}} + \underbrace{\frac{4kT_0 \cdot 2R_L}{R_L^2} \cdot \left( \frac{R_0 R_L}{2R_L + R_0} \right)^2}_{\text{thermisches Rauschen (RL)}} + \overline{u_{kt}^2}$$

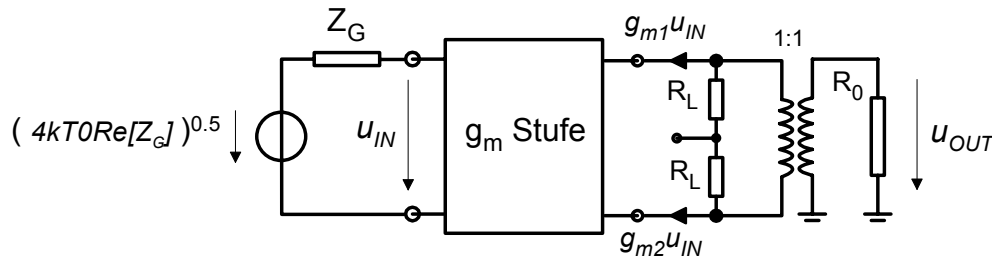


Bild 6.29 gm-Stufe mit Lastwiderstandsnetzwerk

Wertet man die Gleichung (6.31) aus, folgt :

$$F = \frac{\overline{\Delta i_{Noise}^2} + 8kT_0 \cdot R_L^{-1}}{kT_0 \operatorname{Re}(Z_G) \cdot (g_{m2} - g_{m1})^2} + 1 \quad (6.32)$$

Wie schon aus der Definition der Rauschzahl über die verfügbaren Signal-Rauschverhältnisse am Ein- und Ausgang ersichtlich, ist keine Abhängigkeit der Rauschzahl vom Lastwiderstand  $R_0$  vorhanden. Der ausgangsseitige Abschluss mit ohmschen Widerständen ( $R_L$ ) führt zu einer Rauschzahlerhöhung infolge der zugefügten thermischen Rauschleistung. In Bild 6.30 ist die mit Gleichung (6.32) berechnete Rauschzahl über dem Abschlusswiderstand  $R_L$  aufgetragen. Zur Abschätzung des Einflusses des thermischen Lastwiderstandsrauschens wurde zusätzlich die Rauschzahl für rein reaktive Abschlusswiderstände dargestellt.

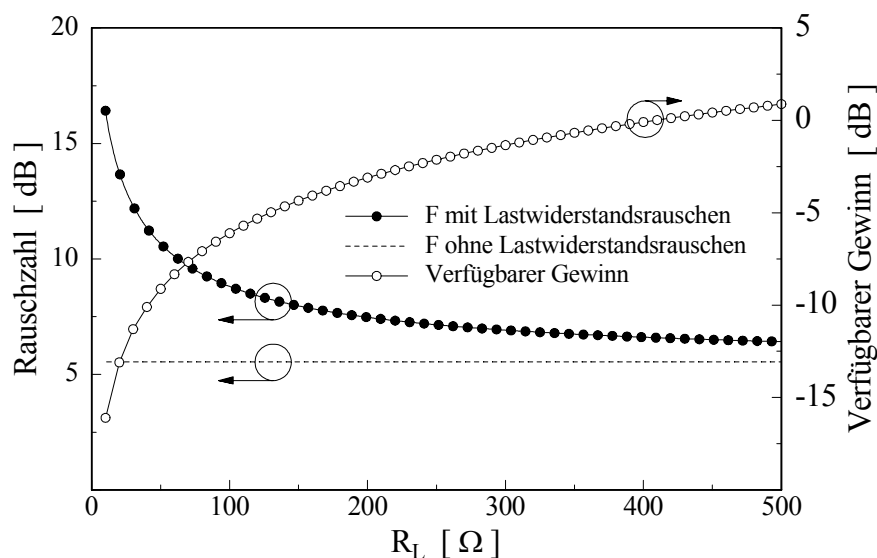


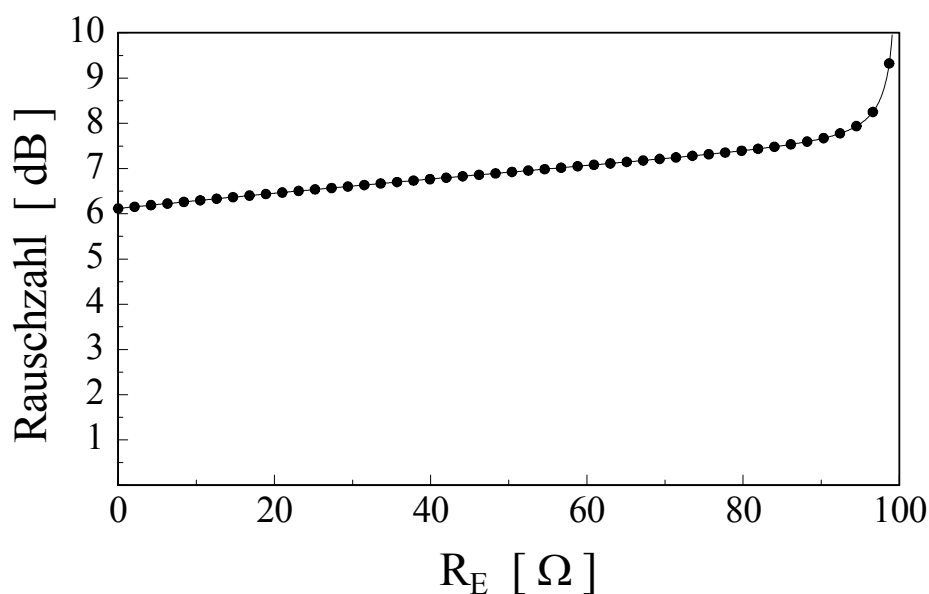
Bild 6.30 Rauschzahl in Abhängigkeit des Lastwiderstandes  $R_L$  mit  $R_E = 50\Omega$  und  $50\Omega$  Eingangsanpassung

Obwohl die Verwendung von kleinen ohmschen Lastwiderständen zu einer Abnahme des thermischen Rauschens in diesen führt, steigt die Rauschzahl zu kleinen  $R_L$ -Werten sehr stark an. Dies lässt sich mit dem verfügbaren Gewinn der Schaltung erklären. Wie in Bild 6.30 gezeigt, führen kleine Lastwiderstände zu einem geringen Gewinn der Eingangsstufe aus Bild 6.29 :

$$G_{AVL} = 0.125 \cdot (g_{m2} - g_{m1})^2 \cdot R_L^2 \quad (6.33)$$

Während sich das Lastwiderstandsrauschen unabhängig vom  $R_L$ -Wert zum Ausgang transformiert, wird das eingangsseitige Rauschen mit dem verfügbaren Gewinn gewichtet. Für kleine verfügbare Gewinne haben die ohmschen Lastwiderstände somit einen größeren Anteil am Ausgangsrauschen, was sich in der beobachteten Erhöhung der Rauschzahl niederschlägt. Zur Vermeidung des ohmschen Widerstandsrauschens sind rein reaktive Lasten wie Parallelschwingkreise vorzuziehen. Können diese aus Bandbreitegründen nicht eingesetzt werden, sollten möglichst große ohmsche Lastwiderstände eingesetzt werden. Dies ist jedoch nur eingeschränkt möglich, da die Lasten von den Ruhestromen der gm-Stufe durchflossen werden und somit zu einem entsprechenden Spannungsabfall führen, der den verfügbaren Aussteuerbereich einschränkt.

Die Abhängigkeit der Rauschzahl von der gewählten Gegenkopplung ist in Bild 6.31 exemplarisch für  $R_L = 300\Omega$  dargestellt. Für  $R_E$ -Werte bis  $90\Omega$  steigt die Rauschzahl (dB) linear mit  $R_E$  an, da sich mit steigender ohmscher Gegenkopplung auch das thermische Rauschen der  $R_E$ -Widerstände erhöht. Der überproportionale Anstieg der Rauschzahl für  $R_E$ -Werte oberhalb von  $90\Omega$  ist durch den, zur Gewährleistung einer  $50\Omega$  Eingangsanpassung, angestiegenen Gleichstrom gemäß der Gleichung (6.17) bedingt. Wie aus Bild 6.24 ersichtlich, hat das Basisstrom-Schrotrauschen in diesem Bereich einen deutlichen Anteil am Ausgangsrauschen der gm-Stufe.



**Bild 6.31 Rauschzahl der gm-Stufe in Abhängigkeit der Gegenkopplung  $R_E$  mit  $R_L = 300\Omega$  und  $50\Omega$  Eingangsanpassung**

## 6.4 Rauschanalyse von aktiven Schaltmischern

Zur Berechnung des Ausgangsrauschens von nichtlinearen Schaltungen wie Mischern lassen sich die Methoden der linearen Rauschanalyse nicht anwenden, da die Arbeitspunkte im Mischer durch das Lokalszillatorsignal periodisch geändert werden. Aufgrund der Mehrdeutigkeit des Mischprozesses werden dabei neben dem Eingangsspektrum auch Rauschleistungen aus unterschiedlichen Frequenzbereichen in die Empfangszwischenfrequenz umgesetzt (vgl. 6.2.2). Die in den gängigen Simulatoren eingesetzten Algorithmen zur Analyse von Rauschen in nichtlinearen Schaltungen sind aufgrund der starken Dynamikunterschiede zwischen Rauschen und dem Lokalszillatorsignal mathematisch instabil [84]. Zur Rauschanalyse wird der Mischer in dieser Arbeit als linear-zeitabhängiges System aufgefasst. Da die betrachteten Eingangssignale die Nichtlinearitäten des Systems nur schwach aussteuern, kann deren Übertragungsverhalten in erster Näherung durch lineare Netzwerkgleichungen bestimmt werden. Der entscheidende Unterschied besteht in der Zeitabhängigkeit dieser Gleichungen. Der momentane Zustand des nichtlinearen Systems wird unter der Randbedingung schwacher Signalaussteuerung (Rauschquellen bzw. RF-Eingangssignal) ausschließlich durch die LO-Aussteuerung festgelegt.

Die Kleinsignalübertragungsfunktion eines linear-zeitabhängigen Systems lässt sich für den allgemeinsten Fall mit der folgenden Gleichung beschreiben :

$$y(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(t,u) \cdot x(u) \cdot du \quad (6.34)$$

Diese Gleichung erinnert an das Faltungsintegral eines linearen, zeitinvarianten Systems. Im Gegensatz zum zeitinvarianten Fall ist die Impulsantwort  $h(t,u)$  nicht nur eine Funktion der Beobachtungszeit  $t$  sondern ist auch vom Startpunkt  $u$  des Impulses abhängig. Während bei zeitinvarianten Systemen die Impulsantwort lediglich entlang der Zeitachse  $t$  verschoben wurde ( $h(t,u) = h(t-u)$ ), ändert sich im zeitvarianten Fall auch ihre generelle Form. Betrachtet man einen Mischer mit periodischer LO-Aussteuerung, so ist die Impulsantwort ebenfalls periodisch und kann als Funktion der Startphase, also der Phasenlage des LO-Signals bei der Impulszeit  $u$ , beschrieben werden. Bei diesem Sonderfall spricht man von einem linearen, zeitperiodischen System. Zur Beschreibung solcher Systeme wird zunächst die Fouriertransformierte der Gleichung (6.34) gebildet :

$$Y(\omega_{IF}) = \int_{-\infty}^{+\infty} H(\omega_{IF}, \omega_{RF}) \cdot X(\omega_{RF}) \cdot d\omega_{RF} \quad (6.35)$$

$X$  und  $Y$  sind dabei die Fouriertransformierten des Ein- und Ausgangssignals und  $H$  die folgende Übertragungsfunktion :

$$H(\omega_{IF}, \omega_{RF}) = \frac{1}{2\pi} \int_{u=-\infty}^{+\infty} \int_{t=-\infty}^{+\infty} h(t,u) \cdot e^{j\omega_{RF} \cdot u} \cdot e^{-j\omega_{IF} \cdot t} \cdot du \cdot dt \quad (6.36)$$

Man erkennt, dass das Ausgangssignal aus einem kontinuierlichen Spektrum und nicht mehr nur aus der Eingangsfrequenz  $\omega_{RF}$  gebildet wird. Für periodische LO-Anregung ist die Impulsantwort in  $u$  periodisch und kann somit als Fourierreihe entwickelt werden. Mit der Substitution von  $v = t - u$  in Gleichung (6.36) folgt :

$$H(\omega_{IF}, \omega_{RF}) = \frac{1}{2\pi} \int_{u=-\infty}^{+\infty} \int_{v=-\infty}^{+\infty} h'(v, u) \cdot e^{j(\omega_{RF} - \omega_{IF})u} \cdot e^{-j\omega_{IF}v} \cdot du \cdot dv \quad (6.37)$$

Die Fourierkoeffizienten der periodischen Impulsantwort lauten :

$$g_n(v) = \frac{1}{T_{LO}} \int_{u=0}^{T_{LO}} h'(v, u) \cdot e^{-j \cdot n \cdot \omega_{LO} \cdot u} \cdot du \quad (6.38)$$

für

$$h'(v, u) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} g_n(v) \cdot e^{-j \cdot n \cdot \omega_{LO} \cdot u} \quad (6.39)$$

Setzt man Gleichung (6.39) in (6.37) ein und formt um, folgt :

$$H(\omega_{IF}, \omega_{RF}) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} H_n(\omega_{IF}) \cdot \delta(\omega_{RF} - \omega_{IF} + n \cdot \omega_{LO}) \quad (6.40)$$

mit

$$H_n(\omega_{IF}) = \int_{v=-\infty}^{+\infty} g_n(v) \cdot e^{-j \cdot \omega_{IF} \cdot v} \cdot dv$$

Das Ausgangsspektrum des linearen, zeitperiodischen Systems ergibt sich schließlich durch Einsetzen der Gleichung (6.40) in (6.35) :

$$Y(\omega_{IF}) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} H_n(\omega_{IF}) \cdot X(\omega_{IF} - n \cdot \omega_{LO}) \quad (6.41)$$

Infolge der Ausblendeigenschaft der  $\delta$ -Funktion ist das Integral über der Eingangsfrequenz  $\omega_{RF}$  in eine diskrete Summe übergegangen.

Aus Gleichung (6.41) geht hervor, dass für zeitperiodische Systeme nur diskrete Frequenzen um die LO-Harmonischen ( $n\omega_{LO}$ ) am Ausgang auftreten. Das IF-Spektrum setzt sich folglich aus der linearen Superposition von verschobenen und entsprechend der Übertragungsfunktion  $H_n$  gewichteten Versionen des Eingangsspektrums  $X$  zusammen :

$$\begin{aligned} Y(\omega_{IF}) = & \cdots H_{-1}(\omega_{IF}) \cdot X(\omega_{IF} + \omega_{LO}) + \\ & H_0(\omega_{IF}) \cdot X(\omega_{IF}) + H_1(\omega_{IF}) \cdot X(\omega_{IF} - \omega_{LO}) \cdots \end{aligned} \quad (6.42)$$

Die Beziehung (6.42) lässt sich auch auf statistische Prozesse (Rauschen) anwenden und erklärt die in Bild 6.4 gezeigte Bildung des IF-Rauschspektrums.

Für stationäre Rauschquellen deren Autokorrelationsspektren keine zeitliche Abhängigkeiten zeigen, erhält man das Ausgangsrauschspektrum eines linearen, zeitperiodischen Systems durch Aufsummieren der einzelnen Betragsquadrate :

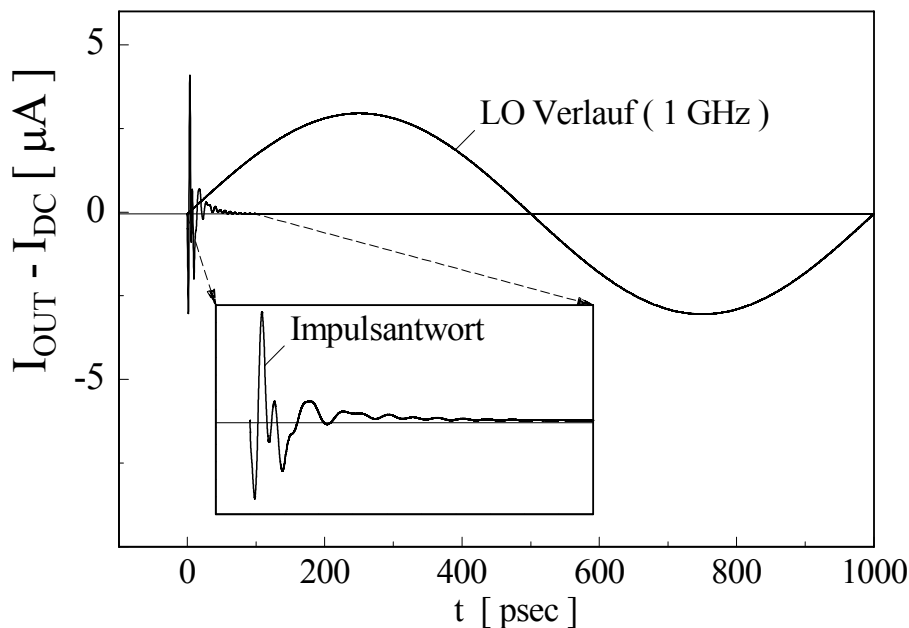
$$S_Y(\omega_{IF}) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} |H_n(\omega_{IF})|^2 \cdot S_x(\omega_{IF} - n \cdot \omega_{LO}) \quad (6.43)$$

Weist die Eingangsspektraldichte keine Frequenzabhängigkeit auf (weiße Rauschquellen) kann der  $S_x$ -Term aus der Summe gezogen werden :

$$S_Y(\omega_{IF}) = S_{X0} \cdot \sum_{n=-\infty}^{+\infty} |H_n(\omega_{IF})|^2 = S_{X0} \cdot \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left| \int_{v=-\infty}^{+\infty} g_n(v) \cdot e^{j\omega_{IF} \cdot v} \cdot dv \right|^2 \quad (6.44)$$

Eine weitere Vereinfachung ergibt sich wenn die Systemzeitkonstanten klein im Vergleich zur Periodendauer des Ausgangssignals sind, d.h.  $\omega_{IF} \tau_{max} \ll 1$ .

In diesem Fall ist die Impulsantwort wesentlich kürzer als die LO-Periode und damit der benötigten Zeit für eine Zustandsänderung des Mixers. Da sich der Zustand der Schaltungsnichtlinearitäten nur sehr wenig über der Abklingzeit des Impulses ändert, muss nun nicht mehr zwischen Start- ( $u$ ) und Beobachtungszeit ( $t$ ) unterschieden werden. Diese Näherung ist auf den in dieser Arbeit untersuchten HBT-Mischer anwendbar, da die Transistoren im Vergleich zur Arbeitsfrequenz hohe  $f_T$ -Werte im Bereich von 30GHz aufweisen. Im Bild 6.32 ist dies anhand der am IF-Port simulierten Impulsantwort verdeutlicht. Dabei ist am RF-Port ein 0.1ps langer Spannungspuls eingespeist worden.



**Bild 6.32 AC-Impulsantwort am IF-Ausgang im Vergleich zur LO-Periode ( $f_{LO} = 1\text{GHz}$ )**

Die Gleichsetzung der Start- und Beobachtungszeit in der Modellvorstellung bedeutet, dass die zeitliche Ausdehnung der Impulsantwort nicht länger als der Eingangspuls selbst angesehen wird. Damit beschreibt die Impulsantwort die zeitabhängige Verstärkung zwischen der anregenden Quelle und dem Ausgangsport :

$$y(t) = h(t) \cdot x(t) \quad (6.45)$$

Aufgrund der direkten Kopplung zwischen LO-Signalaussteuerung und der Impulsantwort  $h(t)$ , lässt sich diese analog zur Gleichung (6.39) mit einer Fourierreihe annähern. Entwickelt man das Ausgangsrauschspektrum gemäß der Gleichungen (6.40) bis (6.44) folgt schließlich :

$$S_{y0} = S_{x0} \cdot \sum_{n=-\infty}^{+\infty} |H_n|^2 \quad (6.46)$$

mit

$$H_n = \frac{1}{T_{LO}} \cdot \int_{t=0}^{T_{LO}} h(t) \cdot e^{-j \cdot n \omega_{LO} \cdot t} \cdot dt = \frac{1}{T_{LO}} \cdot \int_{t=0}^{T_{LO}} h(t) \cdot \cos(n \omega_{LO} \cdot t) \cdot dt \quad (6.47)$$

In Gleichung (6.47) wird von der Schaltungssymmetrie der Gegentaktmischstufe Gebrauch gemacht. Die bisherige Darstellung beschreibt das zweiseitige Ausgangsrauschspektrum. Physikalische Bedeutung hat jedoch das einseitige Spektrum  $S_{y0}$  das aus Gleichung (6.46) wie folgt abgeleitet wird:

$$S_{y0} = S_{x0} \cdot \left( H_0^2 + 2 \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \left( \frac{H_n}{2} \right)^2 \right) \quad (6.48)$$

Die  $H_n$ -Faktoren stehen dabei für die Fourierkoeffizienten der zeitperiodischen Übertragungsfunktion  $h(t)$ . Der erste Summand der Gleichung (6.48) beschreibt das Ausgangsrauschen für den Fall ohne Oszillatoranregung während der zweite Summand die Zunahme des Ausgangsrauschens infolge der Oszillatordurchsteuerung darstellt.

Zur Ermittlung des Mischergesamtrauschens müssen zunächst sämtliche spezifische Zeitfunktionen  $h_i(t)$  der Rauschquellen bestimmt werden. Im Anschluss daran werden die Fourierkoeffizienten dieser periodischen Zeitfunktionen berechnet und die Einzelrauschspektren gemäß der Gleichung (6.48) aufgestellt. Das Gesamtrauschspektrum ergibt sich bei unkorrelierten Rauschquellen durch Aufsummierung der Betragsquadrate.

*Zusammenfassend sind die folgenden Schritte zur Rauschanalyse durchzuführen :*

- 1.) Berechnung des zeitlichen Spannung- oder Stromverlaufs an den dominierenden Nichtlinearitäten des Mischers bei LO-Aussteuerung.

- 2.) Bildung der zeitvarianten Kleinsignalersatzelemente durch Linearisierung der Nichtlinearitäten und Berücksichtigung der LO-abhängigen Arbeitspunktverschiebung.
- 3.) Aufstellung sämtlicher Zeitfunktionen  $h_i(t)$ , die die Umsetzung einer Kleinsignalspannungs- oder Stromquelle zum Ausgang beschreiben. Die LO-Abhängigkeit ergibt sich infolge der aus Punkt 2 einzusetzenden linearisierten, zeitabhängigen Ersatzelemente.
- 4.) Berechnung der Fourierkoeffizienten aller Zeitfunktionen  $h_i(t)$  und daraus der Rauschspektren gemäß der Gleichung (6.48).
- 5.) Überlagerung der Rauschspektren und Berechnung der Mischerrauschzahl.

Die in den Punkten 1 bis 5 aufgezeigte Methode zur Analyse von Rauschen in Mischern ist nur zulässig, wenn die größten Systemzeitkonstanten wesentlich unterhalb der Lokaloszillatorperiode liegen. Sind die Zeitkonstanten jedoch in der gleichen Größenordnung wie die LO-Periode selbst, muss die Analyse über die Gleichung (6.44) durchgeführt werden [84]. Des Weiteren ist die vereinfachte Rauschanalyse ausschließlich auf weiße, statische Rauschquellen begrenzt. Alle 1/f Rauschquellen werden somit zunächst vernachlässigt. Die übrigen Rauschenquellen (thermische und Schrotrauschquellen) des Mixers weisen im GHz-Bereich keine Frequenzabhängigkeiten auf.

Während die Bedingung der Stationarität von den thermischen Rauschquellen erfüllt ist, muss für die Schrotrauschquellen sichergestellt werden, dass sie durch die bekannte Beziehung  $2eBI_{B,C}$  auch bei sich stark verändernden Momentanströmen beschrieben werden können. Das anliegende LO-Signal bedingt eine periodische Änderung der Basis- und Kollektorströme die daraufhin zu einer entsprechenden Modulation des Schrotrauschens führt. Diese periodisch variierenden Rauschquellen werden als *cyclostationär* bezeichnet [85]. Aufgrund der bei cyclostationären Rauschquellen vorhandenen Korrelationen von durch Vielfache der LO-Frequenz getrennten Spektralbereichen, ist die oben beschriebene Superposition der Betragsquadrate mitunter nicht zulässig. Zur Berücksichtigung dieser Rauschquellenmodulation ersetzt man den Momentanstrom der Schrotrauschquelle durch seinen zeitlichen Mittelwert und fügt der Übertragungsfunktion zum Ausgangsport die Funktion der Stromänderung hinzu [84]:

$$\bar{i}^2 = 2e \cdot \overline{I_{B/C}} \quad \text{mit} \quad \overline{I_{B/C}} = \frac{1}{T_{LO}} \cdot \int_{t=0}^{T_{LO}} I_{B/C}(t) \cdot dt \quad (6.49)$$

$$h_{\text{mod}}(t) = h(t) \cdot \sqrt{\frac{I_{B/C}(t)}{\overline{I_{B/C}}}} \quad (6.50)$$



Eine Aufstellung der Maschengleichung über die LO-Quelle und die Transistoren Q1 und Q2 ergibt :

$$\frac{u_{LO}(t)}{V_{TH}} + \ln\left(2 \cdot \left[\frac{1}{1+\beta^{-1}} - \frac{i_1(t)}{I_0}\right]\right) - \ln\left(2 \cdot \frac{i_1(t)}{I_0}\right) - \frac{I_0}{V_{TH}} \cdot \left[\frac{R_0 + r_B}{\beta}\right] \cdot \left[2 \cdot \frac{i_1(t)}{I_0} - \frac{1}{1+\beta^{-1}}\right] = 0 \quad (6.53)$$

In dieser Gleichung ist nur noch  $i_1(t)$  enthalten, da aufgrund der Speisung durch die Eingangsstufe die Summe der Momentanströme durch Q1 und Q2 stets dem Ruhestromwert  $I_0$  entspricht.

Wird eine  $\cos$ -förmige LO-Aussteuerung vorausgesetzt, erhält man aus Umformung der Gleichung (6.53) die folgende Beziehung :

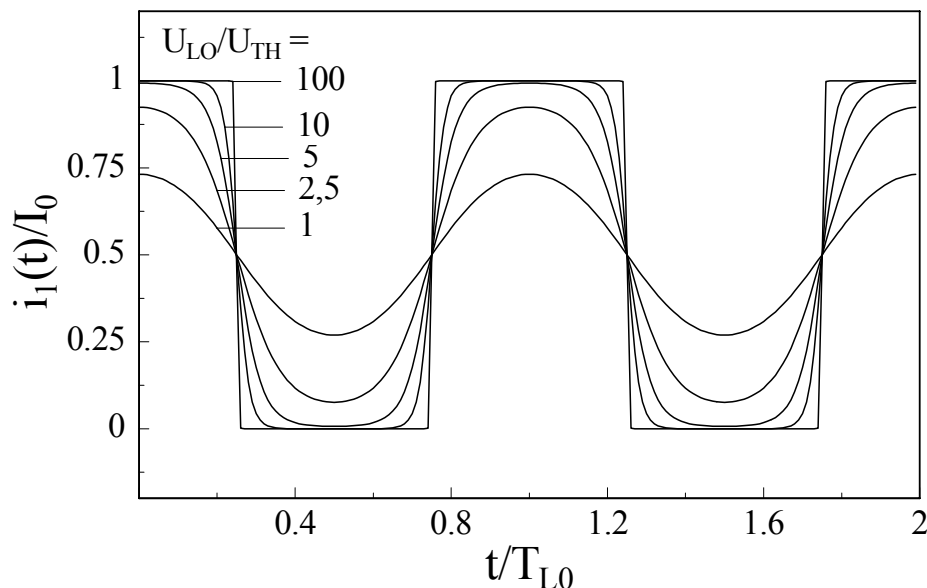
$$\frac{i_1(t)}{I_0} \cdot \exp\left(-\frac{U_{LO}}{V_{TH}} \cdot \cos(\omega_{LO} \cdot t)\right) \cdot \exp\left(\alpha \cdot \left[2 \cdot \frac{i_1(t)}{I_0} - \frac{1}{1+\beta^{-1}}\right]\right) + \frac{i_1(t)}{I_0} - \frac{1}{1+\beta^{-1}} = 0 \quad (6.54)$$

mit

$$\alpha = \frac{I_0}{V_{TH}} \cdot \left[\frac{R_0 + r_B}{\beta}\right] = g_m \cdot \frac{R_0 + r_B}{\beta}$$

Dabei erfasst der Faktor  $\alpha$  den linearisierenden Einfluss der Generator- und Basisbahnwiderstände. Für endliche Widerstandswerte von  $R_0$  und  $r_B$  kann die transzendente Gleichung (6.54) nur mit Hilfe von Iterationen, wie dem Newtonschen Näherungsverfahren, nach dem normierten Strom  $i_1(t)/I_0$  aufgelöst werden.

Die mit Hilfe eines Computerprogramms bestimmten Zeitverläufe der Momentanströme sind im Diagramm 6.34 für den Fall  $\alpha = 1$  über zwei Oszillatorperioden dargestellt. Das Verhältnis der LO-Amplitude zur Temperaturspannung bestimmt dabei maßgeblich den Verlauf der normierten Kollektorströme.

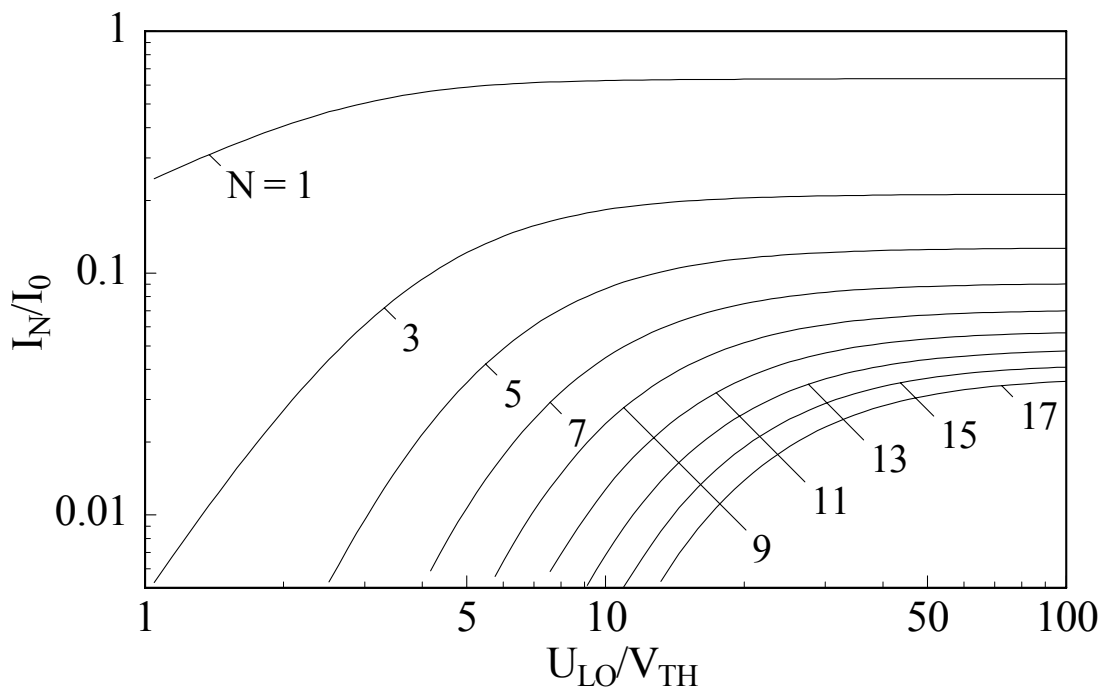


**Bild 6.34** normierter Kollektorstrom für unterschiedliche LO-Aussteuerungen und  $\alpha = 1$

Mit ansteigender LO-Aussteuerung geht der zunächst *cos*-förmige Kurvenverlauf zu einer Rechteckfunktion über. Bei hohen  $U_{LO}/V_{TH}$ -Werten fließt der Strom demnach nur noch in einem der beiden Transistoren.

Der Zeitbereich in dem beide Transistoren stromführend sind, engt sich mit erhöhter LO-Aussteuerung zunehmend ein. Die Verringerung der Anstiegszeiten deutet auf eine Zunahme der im Kollektorstrom vorhandenen LO-Harmonischen hin.

Unterzieht man die in Bild 6.34 gezeigten Kurvenverläufe einer Fourieranalyse, erhält man die in Bild 6.35 über der LO-Aussteuerung aufgetragenen Oszillatorharmonischen des Kollektorstromes :



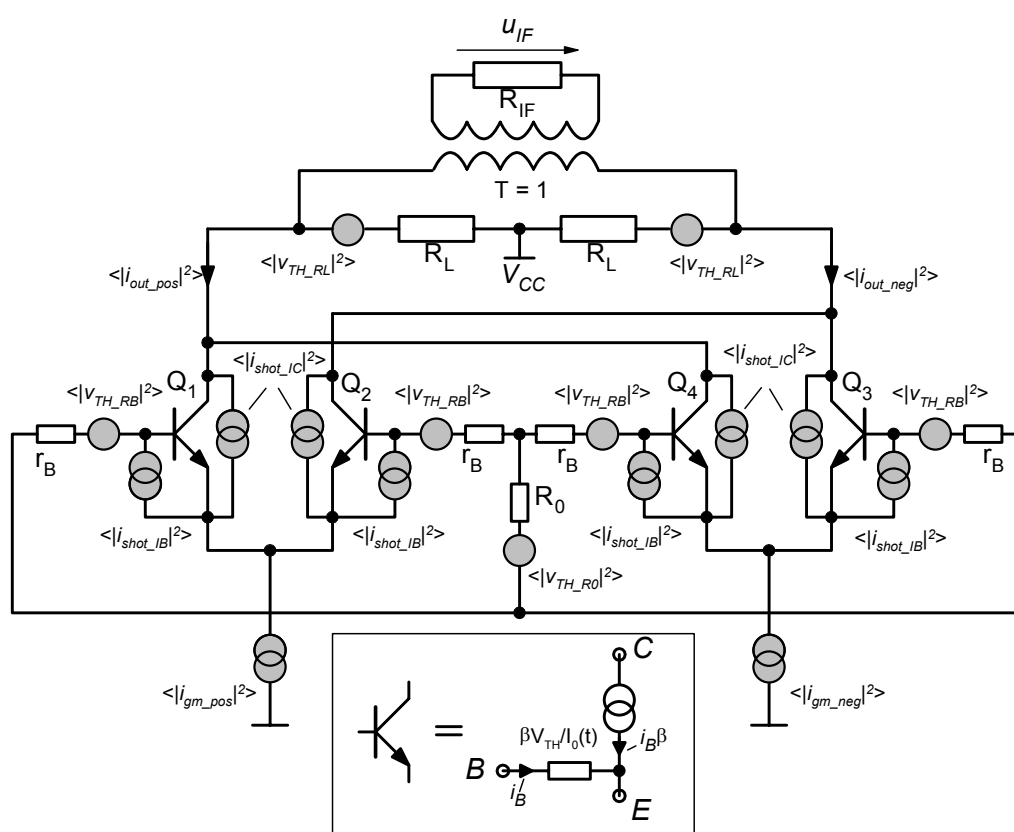
**Bild 6.35** Harmonische des normierten Kollektorstromes  $i_1(t)/I_0$  in Abhängigkeit von der LO-Aussteuerung  $U_{LO}/V_{TH}$  für  $\alpha = 1$  ( Harmonische mit  $N > 17$  nicht dargestellt )

Wie vermutet, steigt die Anzahl der relevanten Harmonischen mit zunehmender Aussteuerung an. Aufgrund der symmetrischen Ansteuerung existieren nur ungeradzahlige Harmonische im Kollektorstrom.

Aufgrund des mit  $\alpha$  ansteigenden Spannungsabfalls an den Serienwiderständen  $R_0$  und  $r_B$  verschiebt der linearisierenden Faktor  $\alpha$  das Schaltverhalten der Transistoren zu höheren  $U_{LO}/V_{TH}$  Werten . Für eine möglichst effektive LO-Aussteuerung sind kleine Basisbahn- und Quellwiderstände wünschenswert, da somit die LO- Ansteuerleistung klein gehalten werden kann.

### 6.4.2 Übertragungsfunktionen von den Rauschquellen zum IF-Ausgang der Gegentaktmischstufe

Das Rauschenverhalten der Gegentaktmischstufe wird von den Schrotrauschquellen der Basis- und Kollektorgleichströme sowie dem thermischen Rauschen der Basiswiderstände geprägt. Mit dem vereinfachten Wechselstromersatzschaltbild nach Giacoletto, das den HBT mit der für die Rauschanalyse erforderlichen Genauigkeit für Frequenzen weit unterhalb der Transitfrequenz beschreibt, erhält man das in Abbildung 6.36 gezeigte Kleinsignalersatzschaltbild der Gegentaktmischstufe. Für den Frequenzbereich bis 2GHz kann die Korrelation zwischen den Basis- und Kollektorschrotrauschquellen infolge der Ladungsträgerlaufzeit von Emitter zum Kollektoranschluss vernachlässigt werden (vgl. Abs. 5.1.5.4). Ohne Berücksichtigung des  $1/f$ -Rauschens kommen somit 3 unkorrelierte Rauschquellen pro Transistor zum Einsatz.



**Bild 6.36** Kleinsignalersatzschaltbild der Gegentaktmischstufe mit Rauschersatzquellen

In den nachfolgenden Abschnitten werden nun nacheinander die von jeder Rauschquelle verursachten Ausgangsströme anhand des Kleinsignalersatzschaltbildes ermittelt. Dabei werden alle übrigen Rauschspannungsquellen kurzgeschlossen und die Rauschstromquellen durch einen Leerlauf ersetzt. Infolge der Momentanstromabhängigkeit des Kleinsignalersatzschaltbildes der Transistoren handelt es sich dabei um arbeitspunktabhängige, lineare Übertragungsfunktionen. Anschließendes Einsetzen der in Abschnitt 6.4.1 ermittelten Momentanströme  $i_1(t)$  und  $i_2(t)$  ergibt zeitperiodische Funktionen, deren Fourierkoeffizienten die Grundlage zur Berechnung des Mischerrauschens gemäß der Beziehung (6.48) bilden.

### 6.4.2.2 Thermisches Rauschen der Basiswiderstände

Unter Ausnutzung der Symmetrieeigenschaften genügt die Berechnung der Kollektor-rauschströme von  $Q_1$  bis  $Q_4$  aufgrund der thermischen Rauschspannungsquelle eines Basiswiderstandes. Die nachfolgenden Gleichungen gehen von einer Rauschquelle am Transistor  $Q_1$  aus.

Es ergeben sich schließlich die folgenden Beziehungen :

$$I_{Q1}(t) = g_{m1}(t) \cdot U_{TH\_RB} \quad I_{Q2}(t) = -g_{m1}(t) \cdot U_{TH\_RB} \quad (6.55) / (6.56)$$

$$I_{Q3}(t) = -g_{m2}(t) \cdot U_{TH\_RB} \quad I_{Q4}(t) = g_{m2}(t) \cdot U_{TH\_RB} \quad (6.57) / (6.58)$$

mit

$$R_X(t) = 2 \cdot r_B + \beta \cdot V_{TH} \cdot \left\{ \frac{1}{i_1(t)} + \frac{1}{i_2(t)} \right\} \quad (6.59)$$

$$g_{m1}(t) = \frac{2\beta \cdot R_0}{R_X(t) \cdot \{4R_0 + R_X(t)\}} \quad g_{m2}(t) = \frac{\beta \cdot \{R_X(t) + 2R_0\}}{R_X(t) \cdot \{4R_0 + R_X(t)\}} \quad (6.60) / (6.61)$$

Bei den Strömen und Spannungen der Gleichungen (6.55) bis (6.58) handelt es sich zunächst noch um deterministische Signale. Die periodische Änderung im Takt des LO-Signals ist durch die in den Gleichungen (6.51) und (6.52) angegebenen Momentanströme  $i_{1/2}(t)$  bestimmt. Sind die Zeitverläufe der einzelnen Kollektorströme bekannt, kann der IF-Ausgangsspannungsverlauf  $u_{IF}(t)$  der Mischerschaltung aus Bild 6.36 berechnet werden :

$$u_{IF\_RB\_Q1}(t) = \frac{R_L \cdot R_{IF}}{2R_L + R_{IF}} \cdot [I_{Q1}(t) + I_{Q4}(t) - I_{Q2}(t) - I_{Q3}(t)] \quad (6.62)$$

$$u_{IF\_RB\_Q1}(t) = \frac{2 \cdot R_L \cdot R_{IF}}{2R_L + R_{IF}} \cdot [g_{m1}(t) + g_{m2}(t)] \cdot U_{TH\_RB} \quad (6.63)$$

$$u_{IF\_RB\_Q1}(t) = h_{RB}(t) \cdot U_{TH\_RB} \quad (6.64)$$

mit

$$h_{RB}(t) = \frac{R_L R_{IF}}{2R_L + R_{IF}} \cdot \left\{ \frac{2\beta}{R_X(t)} \right\} \quad (6.65)$$

Das Übersetzungsverhältnis  $T$  des IF-Ausgangsübertragers wurde dabei zu Eins gesetzt. Die Zeitabhängigkeit der Übertragungsfunktion (6.65) wird ausschließlich durch den  $1/R_X(t)$  Term bestimmt. Formt man Gleichung (6.59) um und setzt in den Ausdruck (6.65) ein, folgt :

$$h_{RB}(t) = \frac{R_L R_{IF}}{2R_L + R_{IF}} \cdot \frac{2\beta \cdot i_N(t) \cdot [1 - i_N(t)]}{2r_B \cdot i_N(t) \cdot [1 - i_N(t)] + \beta \cdot \frac{V_{TH}}{I_0}} \quad (6.66)$$

mit

$$i_N(t) = \frac{i_1(t)}{I_0} \quad (\text{normierter Momentanstrom})$$

Der auf den Zweigstrom  $I_0$  normierte Momentanstrom  $i_N(t)$  durchläuft für Aussteuerfaktoren  $V > 5$  innerhalb einer LO-Periode den Wertebereich  $\{0 \dots +1\}$ . Führt nur ein Transistor pro Umschaltpaar Strom, also  $Q_1/Q_3$  bzw.  $Q_2/Q_4$  (vgl. Bild 6.36), ist die thermische Ersatzrauschquelle des Basiswiderstandes nicht am IF-Ausgangsrauschen beteiligt, da im Fall von  $i_N = 0$  die Übertragungsfunktion  $h_{RB}$  zu Null gesetzt ist.

Die Bedingung für den maximalen Rauschbeitrag erhält man aus der partiellen Ableitung des Betrags der Übertragungsfunktion  $h_{RB}$  nach  $i_N$ .

$$\frac{\partial |h_{RB}|}{\partial i_N} \stackrel{!}{=} 0 \Rightarrow i_N = \frac{1}{2} \Rightarrow i_1 = i_2 = \frac{1}{2} \cdot I_0 \quad (6.67)$$

Teilt sich der Strom gleichmäßig auf die Transistoren auf, erreicht das thermische Basiswiderstandsrauschen am IF-Port demnach seinen maximalen Wert.

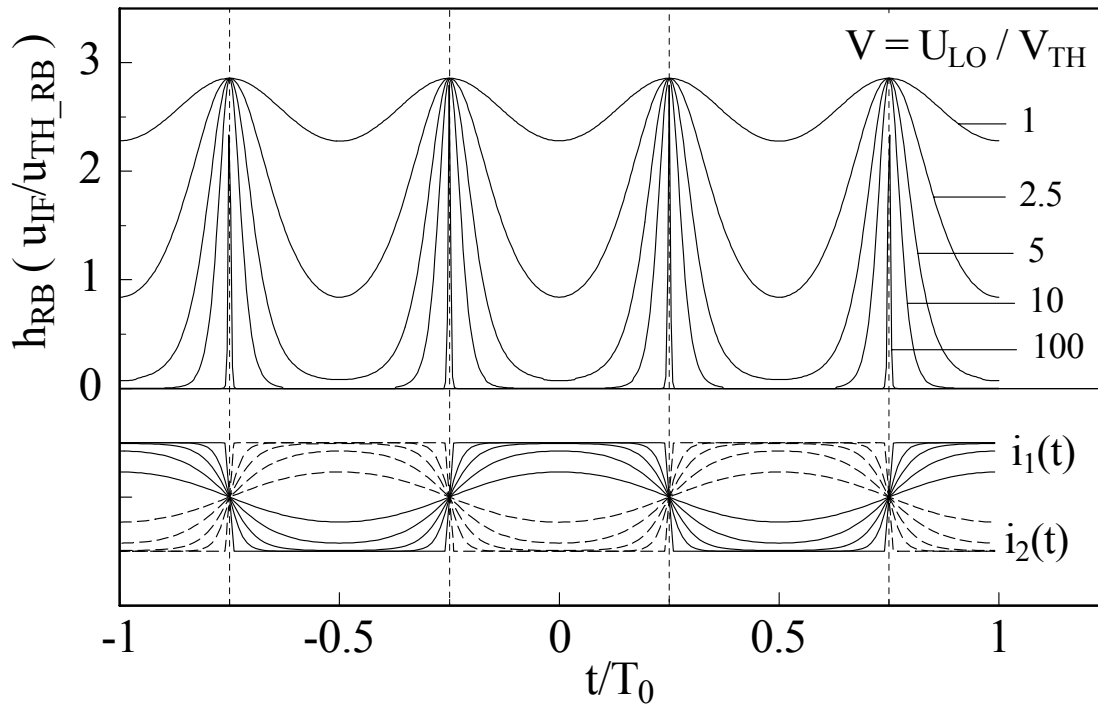
Die Extrema von  $h_{RB}$  lauten :

$$\begin{aligned} \text{für } i_1 = I_0, \quad i_2 = 0 \text{ bzw. } i_1 = 0, \quad i_2 = I_0 \\ \Rightarrow |h_{RB}|_{MIN} = 0 \\ \text{für } i_1 = i_2 = \frac{I_0}{2} \end{aligned} \quad (6.68)$$

$$\Rightarrow |h_{RB}|_{MAX} = \frac{R_L R_{IF}}{2R_L + R_{IF}} \cdot \frac{1}{\frac{r_B}{\beta} + \frac{2 \cdot V_{TH}}{I_0}} \approx \frac{R_L R_{IF}}{2R_L + R_{IF}} \cdot \frac{I_0}{2 \cdot V_{TH}} \quad (6.69)$$

Aus der Gleichung (6.69) ist ersichtlich, dass das IF-Rauschen infolge der thermisch rauschenden Basiswiderstände durch Verwendung von möglichst kleinen  $I_0$  Strömen vermindert werden kann.

Der Einfluss der LO-Aussteuerung auf  $h_{RB}$  ist in Abbildung 6.37 gezeigt. Für kleine  $V$ -Werte ( $< 5$ ) wird über die gesamte LO-Periode thermisches  $R_B$ -Rauschen zum IF-Ausgang übertragen. Stärkere Aussteuerungen begrenzen den Einflussbereich jedoch auf den Umschaltvorgang der Transistorströme. Eine verstärkte LO-Aussteuerung verkürzt den Zeitbereich, in dem alle Umschaltransistoren stromführend sind.



**Bild 6.37** Zeitverlauf der Übertragungsfunktion  $h_{RB}$  des Basiswiderstandsrauschens zum Mischerausgang mit ohmschen Lastwiderständen  $R_L = 300\Omega$  sowie IF-Anpassung bei  $I_0 = 1 \text{ mA}$

Aufgrund der geringeren Zeitdauer, in der die Übertragungsfunktion  $h_{RB}$  von Null verschiedene Werte annimmt, sinkt das Ausgangsrauschen.

Nach den qualitativen Betrachtungen zum Ausgangsrauschen anhand der Übertragungsfunktion von deterministischen Signalen erfolgt nun die Berechnung des IF-Rauschspektrums. Dazu werden zunächst die Fourierkoeffizienten  $a_{0...N}$  der zeitperiodischen Übertragungsfunktion  $h_{RB}$  bestimmt :

für *cos*-förmige LO-Aussteuerung gilt :

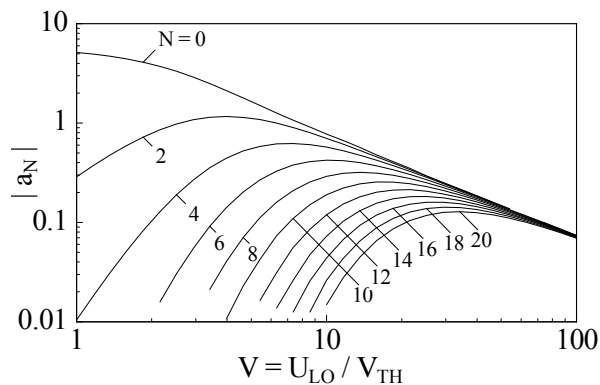
$$a_N = \frac{2}{T_{LO}} \cdot \int_{T_{LO}} h_{RB}(t) \cdot \cos(N \cdot \omega_{LO} t) \cdot dt \quad (6.70)$$

In Abbildung 6.38 sind die Fourierkoeffizienten über dem Aussteuerfaktor  $V$  aufgetragen. Es existieren nur ungeradzahlige Harmonische der doppelten LO-Frequenz, da an beiden Umschaltflanken innerhalb eines LO-Zyklus gleichartige Pulse auftreten. Bei kleinen Aussteuerfaktoren können die Fourierkoeffizienten höherer Ordnung vernachlässigt werden, da der Strom nicht vollständig umgeschaltet wird. In diesem Fall schwacher LO-Aussteuerung ( $V < 2$ ) arbeitet die aktive Mischstufe als linearer Multiplizierer. Übersteigt der LO-Pegel deutlich Vielfache der Thermospannung  $V_{TH}$ , so wird schließlich der Umschaltbetrieb erreicht.

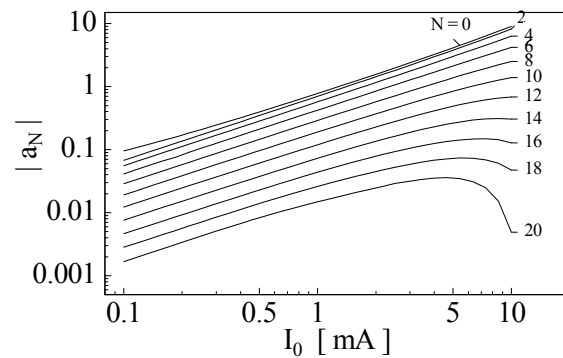
Die mit zunehmender LO-Aussteuerung verbundenen schmalen Pulsformen der Übertragungsfunktion  $h_{RB}$  spiegeln sich im Frequenzbereich in einem Anstieg der Harmonischen wieder. Während für kleine  $V$ -Werte der Gleichanteil  $|a_0|$  überwiegt,

sinkt dieser aufgrund der geringeren Pulsbreiten bei höheren V-Werten auf das Level der übrigen Harmonischen ab.

Die Angleichung der Harmonischen lässt sich anhand der folgenden Näherung erklären. Dazu stellt man die periodische  $h_{RB}$ -Funktion vereinfachend als das Faltungsprodukt einer Dreiecksfunktion (Primitive Periode) und eines Delta-Kammes dar. Durch Bildung der Fouriertransformierten der Primitiven Periode, ergeben sich die in Bild 6.40 gezeigten Hüllkurven bei unterschiedlichen Pulsbreiten  $\tau$ .



**Bild 6.38** Fourierkoeffizienten von  $h_{RB}$  in Abhängigkeit vom LO-Aussteuerfaktor V



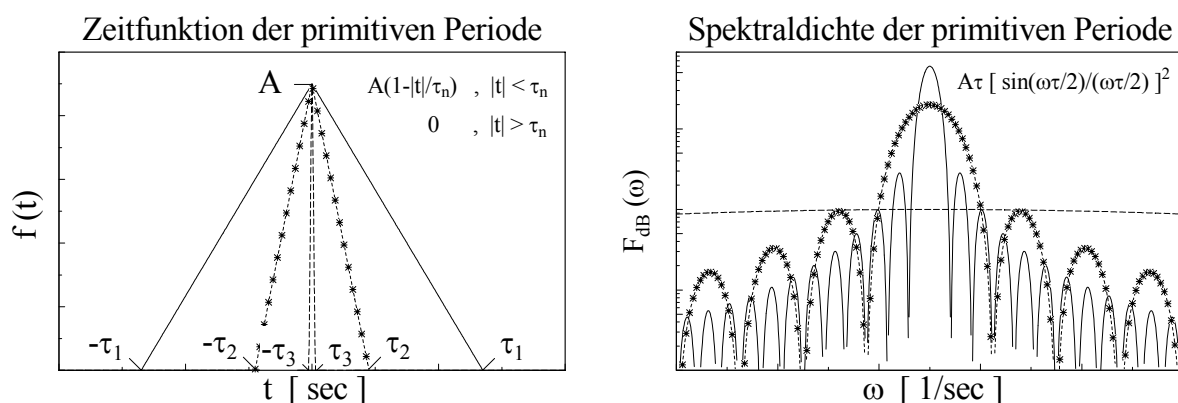
**Bild 6.39** Fourierkoeffizienten von  $h_{RB}$  in Abhängigkeit vom Zweigstrom  $I_0$

Verringern sich die Anstiegszeiten, so muss sich nach dem Zeitbandbreitengesetz die Signalbandbreite erhöhen.

Im Grenzfall verschwindender Anstiegszeit ( $\tau \Rightarrow 0$ ) nähert sich die Fouriertransformierte schließlich einem konstanten Wert, da hier die Nullstellen ins Unendliche verschoben werden :

$$\omega_0 = \frac{2\pi}{\tau} \cdot n \Rightarrow \infty \quad \text{für } \tau \Rightarrow 0 \quad (6.71)$$

Infolge dieser konstanten Hüllkurve ergibt sich die in Bild 6.38 beobachtbare Angleichung der Harmonischen  $a_N$  im Schaltbetrieb des Mixers.



**Bild 6.40** Entstehung einer konstanten Hüllkurve der Spektraldichtefunktion infolge abnehmender Anstiegszeiten von Dreiecks-Pulsen

Nach Bestimmung der Fourierkoeffizienten ist nun unter Verwendung der Gleichung (6.48) des Abschnitts 6.4 das IF-Ausgangsrauschspektrum infolge aller Basiswiderstände der Mischerzelle gegeben:

$$\langle |u_{IF\_RB}|^2 \rangle = 16 \cdot kT \cdot r_B \cdot \left[ \left( \frac{a_0}{2} \right)^2 + 2 \cdot \sum_{N=1}^{\infty} \left( \frac{a_N}{2} \right)^2 \right] \quad (6.72)$$

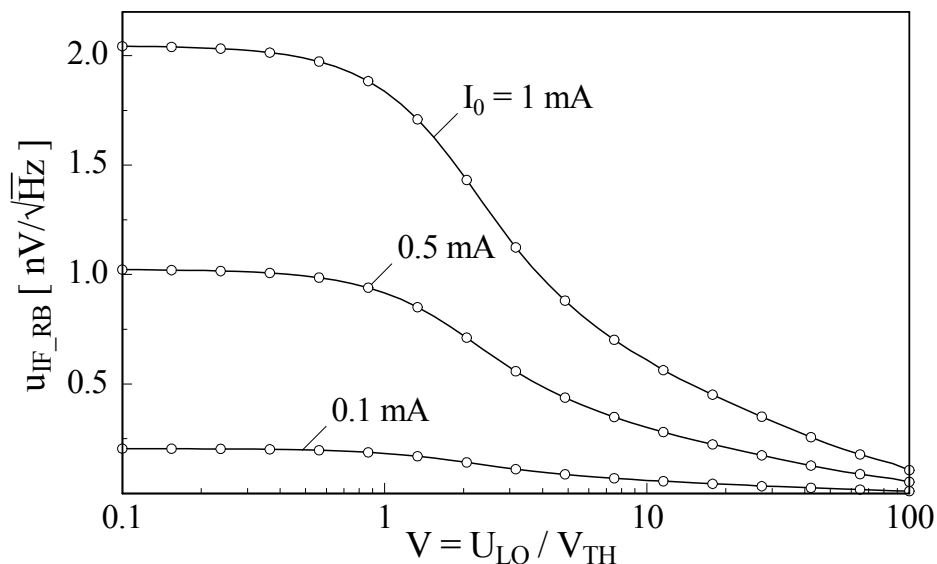
Aufgrund der Schaltungssymmetrie und der nicht vorhandenen Korrelation zwischen den thermischen Rauschquellen der Basiswiderstände wurde in Gleichung (6.72) das Gesamtausgangsrauschen durch Addition der Rauschspannungsquadrate bestimmt:

In Bild 6.41 ist die am IF-Port anliegende Rauschspannung für drei verschiedene Zweigströme  $I_0$  über dem LO-Aussteuerfaktor  $V$  aufgetragen worden.

Es ist deutlich die vorhergesagte Abnahme des Rauschens beim Übergang von schwacher Aussteuerung zum Umschaltbetrieb sichtbar. Eine Minimierung des am IF-Ausgang erscheinenden thermischen  $r_B$ -Rauschens wird somit durch

1. hohe LO-Aussteuerung (d.h. Schaltbetrieb der Mischstufe)
2. geringe Zweigruhestrome

erzielt.



**Bild 6.41 IF-Ausgangsrauschspannung als Funktion der LO-Aussteuerung für 3 verschiedene Zellenruhestrome bei thermischem Basiswiderstandsrauschen ( $R_L = 300\Omega$  & IF-Anpassung)**

### 6.4.2.3 Schrotrauschen der Basisgleichströme

Der Stromfluss über den pn-Übergang der BE-Diode erzeugt Schrotrauschen, welches am IF-Ausgang des Mixers erscheint. Analog zum thermischen Rauschen der Basiswiderstände wird zunächst die Übertragungsfunktion für deterministische Signale von den Ersatzrauschstromquellen  $I_{shot\_IB\_Q1}$  zur Spannung am IF-Ausgang aufgestellt:

$$u_{IF\_IB\_shot\_Q1}(t) = h_{IB\_Q1}(t) \cdot I_{IB\_shot} \quad (6.73)$$

mit

$$h_{IB\_Q1}(t) = \frac{R_L R_{IF}}{2R_L + R_{IF}} \cdot \left\{ \frac{V_{TH} \cdot \frac{i_1(t) - i_2(t)}{i_1(t) \cdot i_2(t)} + 2 \cdot r_B}{V_{TH} \cdot \frac{i_1(t) + i_2(t)}{i_1(t) \cdot i_2(t)} + \frac{2 \cdot r_B}{\beta}} \right\} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot i_1(t)}{I_0}} \quad (6.74)$$

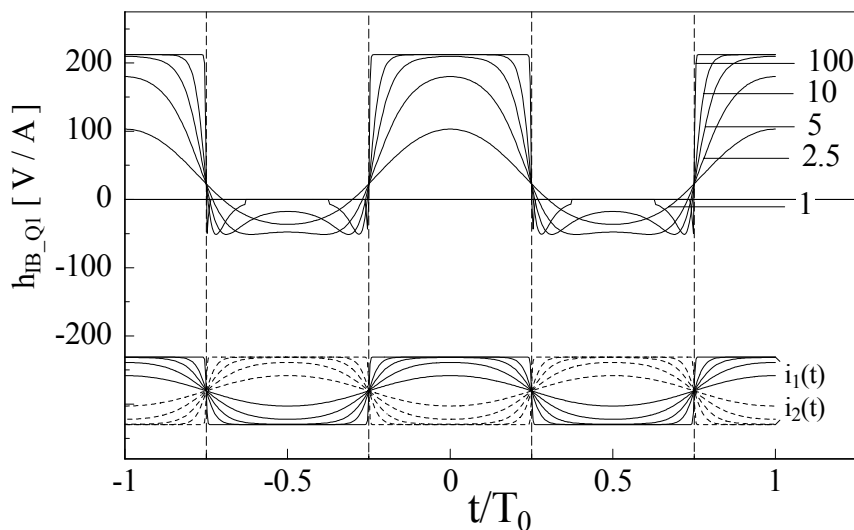
Ersetzt man  $i_1(t)$  und  $i_2(t)$  durch den normierten Strom  $i_N(t)$ , folgt :

$$h_{IB\_Q1}(t) = \frac{R_L R_{IF}}{2R_L + R_{IF}} \cdot \frac{\frac{V_{TH}}{I_0} \cdot [2 \cdot i_N(t) - 1] - 2 \cdot r_B \cdot i_N(t) \cdot [i_N(t) - 1]}{\frac{V_{TH}}{I_0} - 2 \cdot \frac{r_B}{\beta} \cdot i_N(t) \cdot [i_N(t) - 1]} \cdot \sqrt{2 \cdot i_N(t)} \quad (6.75)$$

mit

$$i_N(t) = \frac{i_1(t)}{I_0} \quad \text{Wertebereich } \{ 0 \dots +1 \}$$

Im Bild 6.42 sind für unterschiedlich starke LO-Aussteuerungen die Zeitverläufe der Übertragungsfunktion aus Gleichung (6.75) dargestellt.



**Bild 6.42** Zeitverlauf der Übertragungsfunktion  $h_{IB\_Q1}$  des Basisschrotrauschens zum Mischerausgang mit ohmschen Lastwiderständen  $R_L = 300\Omega$  sowie IF-Anpassung bei  $I_0 = 1 \text{ mA}$

Der bei geringer Aussteuerung *cos*-förmige Zeitverlauf geht mit höheren Aussteuerungen in eine periodische Rechteckfunktion über. Schrotrauschströme infolge der Basis-Emitterübergänge von  $Q_1$  bis  $Q_4$  werden somit in qualitativ ähnlicher Weise wie das umzusetzende RF-Signal von der gm-Stufe zum IF-Ausgang übertragen.

Aufgrund des mit stärkerer LO-Aussteuerung verkleinerten Übergangsbereichs, in dem alle Mischertransistoren stromführend sind, wird der Rauschbeitrag der Basisgleichströme wie auch der Mischergewinn selbst mit höheren  $V$ -Werten einem Maximalwert entgegenstreben. Bildet man analog zur Gleichung (6.67) die partielle Ableitung vom Betrag der Übertragungsfunktion  $h_{IB\_Q1}$  bezüglich des normierten Momentanstroms, ergeben sich die Bedingungen für den maximalen bzw. minimalen beobachtbaren Einfluss der Basisschrotrauschquelle am IF-Ausgang innerhalb einer LO-Periode:

$$\underline{\text{für } i_1 = I_0, i_2 = 0}$$

$$\left| h_{IB\_Q1}(t) \right|_{MAX} = \frac{\sqrt{2}R_L R_{IF}}{2R_L + R_{IF}} \quad (6.76)$$

$$\underline{\text{für } i_1 = 0, i_2 = I_0}$$

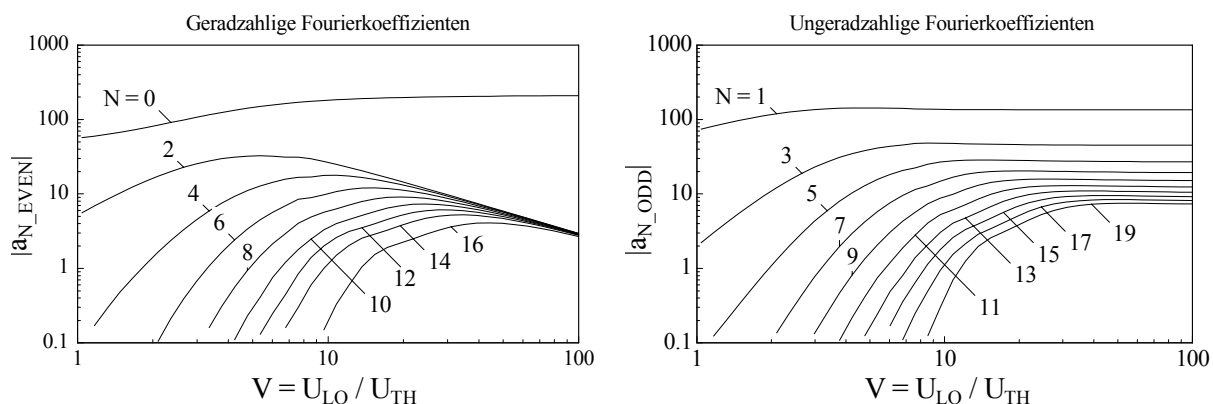
$$\left| h_{IB\_Q1}(t) \right|_{MIN} = 0 \quad (6.77)$$

$$\text{für } V \Rightarrow \infty \quad (6.78)$$

Die Maxima, zwischen denen die Übertragungsfunktion wechselt, sind ausschließlich über das IF-Lastnetzwerk aus  $R_L$  und  $R_{IF}$  festgelegt (vgl. Gleichung (6.76)). Eine schaltungstechnische Lösung zur Verminderung des am IF-Ausgangs beobachtbaren Basisschrotrauschens ohne Beeinträchtigung des Mischergewinns scheidet demnach aus. Bei näherer Betrachtung des Umschaltzeitpunktes in Bild 6.42 (gestrichelte Linie) erkennt man eine leichte Asymmetrie zwischen dem positiven und negativen Wertebereich der Übertragungsfunktion. Der über den Basiswiderstand abfließende Rauschstrom erzeugt einen Spannungsabfall, der sich je nach Polarität konstruktiv bzw. destruktiv mit dem LO-Signal überlagert und somit zu einer Verschiebung des Umschaltzeitpunktes führt

Entwickelt man  $h_{IB\_Q1}$  in einer Fourierreihe, ergeben sich die in Bild 6.43 gezeigten Fourierkoeffizienten in Abhängigkeit der LO-Aussteuerung. Eine symmetrisch-periodische Rechteckfunktion weist ausschließlich ungerade Harmonische der Grundfrequenz auf, da die Nullstellen der Spektraldichte der primitiven Periode (Rechteckfunktion) und die geradzahigen Harmonischen zusammenfallen. Weist das Tastverhältnis jedoch Werte abweichend von 50% auf, fallen die geradzahigen LO-Harmonischen und die Nullstellen nicht mehr zusammen und lassen sich demnach nicht mehr vernachlässigen. In Bild 6.43 sind die geradzahigen und ungeradzahigen Fourierkoeffizienten jeweils in getrennten Diagrammen über der LO-Aussteuerung

aufgetragen. Es zeigt sich, dass für hohe V-Werte die geradzahligen gegenüber den ungeradzahligen Harmonischen vernachlässigt werden können, da mit zunehmender Flankensteilheit das Tastverhältnis aufgrund des verschobenen Umschaltlevels nicht



**Bild 6.43 Fourierkoeffizienten von  $h_{IB\_Q1}$  in Abhängigkeit vom LO-Aussteuerfaktor V**

mehr beeinflusst wird. Die Fourierkoeffizienten der ungeradzahligen Harmonischen streben für hohe LO-Aussteuerungen denen der Rechteckfunktion entgegen.

Der Anteil des am IF-Ausgang auftretenden Basisschrotrauschens aller vier Umschalttransistoren ( $Q_{1...4}$ ) ergibt sich unter Verwendung der  $h_{IB\_Q1}$  Fourierkoeffizienten zu :

$$\langle |u_{IF\_IB}|^2 \rangle = \frac{8 \cdot e \cdot I_0}{\beta} \cdot \left[ \left( \frac{a_0}{2} \right)^2 + 2 \cdot \sum_{N=1}^{\infty} \left( \frac{a_N}{2} \right)^2 \right] \quad (6.79)$$

Aufgrund der nicht vorhandenen Korrelation zwischen den Schrotrauschquellen der Basisströme ergibt sich das Gesamtrauschen durch Addition der Rauschspannungsquadrate. Ist das IF-Rauschen infolge einer Basisschrotrauschquelle des Transistors  $Q_1$  bekannt, kann unter Verwendung der Schaltungssymmetrie das Gesamtrauschen berechnet werden (vgl. Gl. (6.79)).

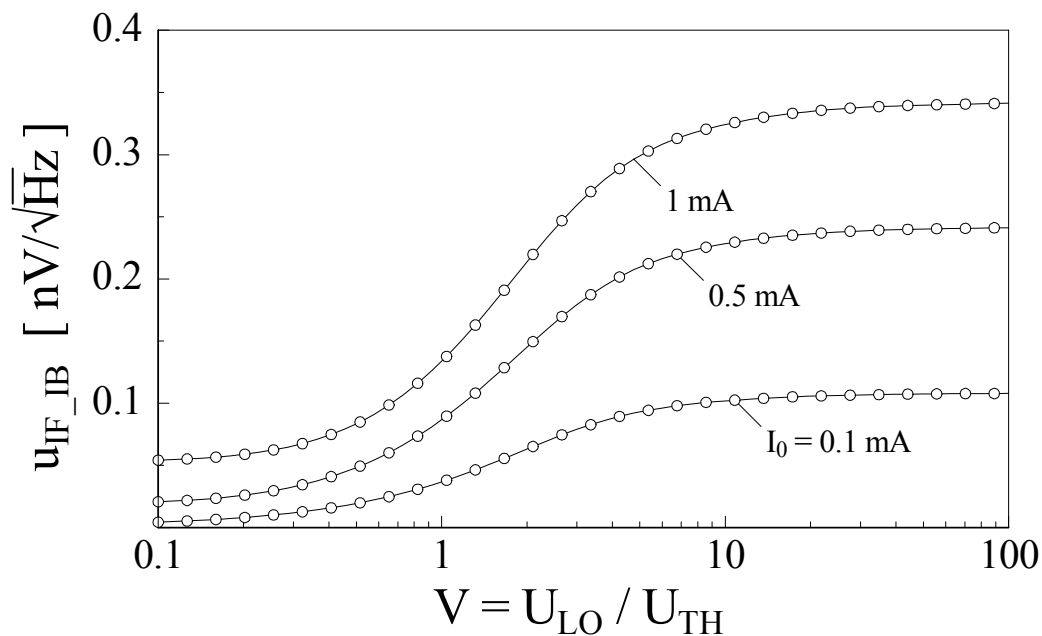
Die Auftragung der IF-Rauschspannung über der LO-Aussteuerung zeigt einen Anstieg für höhere V-Werte. Arbeitet die Mischstufe im Schaltbetrieb ( $V > 10$ ) ist eine Sättigung des Ausgangsrauschens beobachtbar. In diesem Fall wechseln die Werte der Übertragungsfunktion  $h_{IB\_Q1}$  nur noch zwischen den in Gleichung (6.76/6.77) gegebenen Extremwerten. Ein weiteres Ansteigen der V-Werte verringert die Umschaltzeit und bewirkt den in Bild 6.43 gezeigten Anstieg der höheren Harmonischen der Fourierreihe. Die vergleichsweise kleinen Beträge der höheren Fourierkoeffizienten leisten jedoch nur einen vernachlässigbaren Beitrag zum Gesamtrauschen. Weitaus stärkeren Einfluss hat die Wahl des Ruhestroms, da das Schrotrauschen direkt proportional zu  $I_0$  ist und die Übertragungsfunktion  $h_{IB\_Q1}$  nur eine geringfügige Stromabhängigkeit zeigt.

Eine Minimierung des am IF-Ausgang erscheinenden Schrotrauschens des Basisstromes wird somit durch

1. geringe LO-Aussteuerung (d.h. Mischstufe arbeitet als Multiplizierer)
2. geringe Zweigruhestrome

erzielt.

Eine Minimierung des Schrotrauschens mittels geringerer LO-Aussteuerung scheidet in der Praxis jedoch aus, da dann der Mischgewinn ebenfalls sinken würde.



**Bild 6.44** IF-Ausgangsrauschspannung als Funktion der LO-Aussteuerung für 3 verschiedene Zellenruhestrome bei aktiven Basisstrom-Schrotrauschquellen ( $R_L = 300\Omega$  & IF-Anpassung)

#### 6.4.2.4 Schrotrauschen der Kollektorgleichströme

Eine wesentliche Rauschquelle in aktiven Schaltmischern mit Bipolartransistoren stellt das Schrotrauschen der Kollektorströme dar.

Die Übertragungsfunktion für deterministische Signale von der Kollektorstromquelle  $I_{IC\_shot}$  des Transistors  $Q_1$  (vgl. Bild 6.36) zum IF-Ausgang lautet :

$$u_{IF\_IC\_shot\_Q1}(t) = h_{IC\_Q1}(t) \cdot I_{IC\_shot} \quad (6.80)$$

mit

$$h_{IC\_Q1}(t) = \frac{-R_L R_{IF}}{2R_L + R_{IF}} \cdot \left\{ \frac{\frac{2 \cdot V_{TH}}{i_1(t)} + \frac{2 \cdot r_B}{\beta}}{V_{TH} \cdot \frac{i_1(t) + i_2(t)}{i_1(t) \cdot i_2(t)} + \frac{2 \cdot r_B}{\beta}} \right\} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot i_1(t)}{I_0}} \quad (6.81)$$

Ersetzt man  $i_1(t)$  und  $i_2(t)$  durch den normierten Strom  $i_N(t)$ , folgt :

$$h_{IC\_Q1}(t) = \frac{R_L R_{IF}}{2R_L + R_{IF}} \cdot \frac{\frac{2 \cdot V_{TH}}{I_0} \cdot [i_N(t) - 1] + \frac{2 \cdot r_B}{\beta} \cdot i_N(t) \cdot [i_N(t) - 1]}{\frac{V_{TH}}{I_0} - \frac{2 \cdot r_B}{\beta} \cdot i_N(t) \cdot [i_N(t) - 1]} \cdot \sqrt{2 \cdot i_N(t)} \quad (6.82)$$

Stellt sich durch genügend hohe LO-Aussteuerung der Schaltbetrieb ein, nimmt die Übertragungsfunktion  $h_{IC\_Q1}(t)$  die nachfolgenden Extremwerte innerhalb eines LO-Zyklus an :

für  $i_1 = I_0$ ,  $i_2 = 0$  bzw.  $i_1 = 0$ ,  $i_2 = I_0$

$$\left| h_{IC\_Q1}(t) \right|_{MIN} = 0 \quad (6.83)$$

für  $i_1 = \frac{I_0}{2}$ ,  $i_2 = \frac{I_0}{2}$  bzw.  $i_N = \frac{1}{2}$

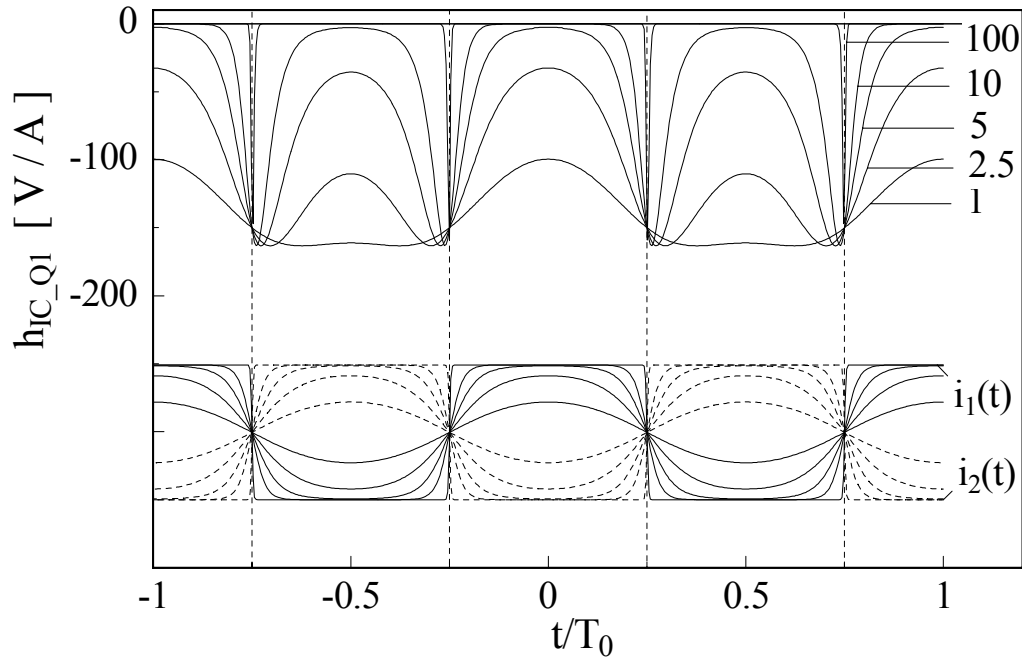
$$\left| h_{IC\_Q1}(t) \right|_{MAX} = \frac{R_L R_{IF}}{2R_L + R_{IF}} \quad (6.84)$$

Man erkennt, dass diese Rauschquelle nur im Umschaltmoment der LO-Halbperiode zum Ausgangsrauschen beiträgt.

Ist der Transistor infolge der Basisansteuerung niederohmig geschaltet, wird die Kollektorstromrauschquelle kurzgeschlossen und tritt somit am IF-Ausgang nicht mehr in Erscheinung.

Die Übertragungsfunktion im Fall des gesperrten Transistors wird zu Null, da das Schrotrauschen über dem Kollektor-Basisübergang infolge des fehlenden Gleichstromflusses nicht auftritt.

Im Bild 6.45 sind für unterschiedlich starke LO-Aussteuerungen die Zeitverläufe der Übertragungsfunktion aus Gleichung (6.82) dargestellt :



**Bild 6.45** Zeitverlauf der Übertragungsfunktion  $h_{IC\_Q1}$  des Kollektorschrotrauschens zum Mischerausgang mit ohmschen Lastwiderständen  $R_L = 300 \, \Omega$  sowie IF-Anpassung bei  $I_0 = 1 \, \text{mA}$

Entwickelt man  $h_{IC\_Q1}$  in einer Fourierreihe, ergeben sich die in Bild 6.46 gezeigten Fourierkoeffizienten in Abhängigkeit der LO-Aussteuerung.

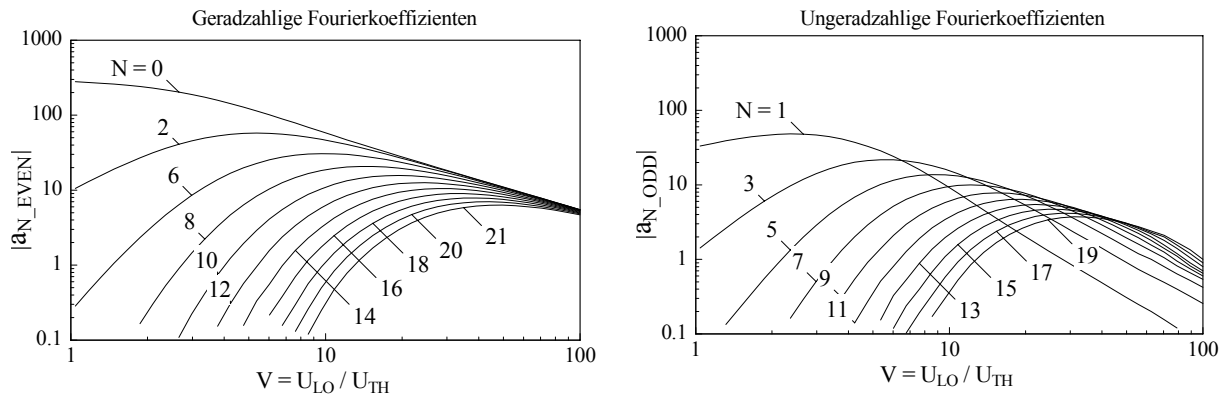
Die Fourierkoeffizienten streben für hohe LO-Aussteuerungen denen einer Pulsfolge entgegen. Aufgrund der bei ansteigendem LO-Pegel verminderten Übergangszeit, in der alle Schalttransistoren leiten, nimmt das Kollektorstrom bedingte IF-Rauschen entsprechend ab.

Der Anteil des am IF-Ausgang auftretenden Kollektorrauschens der gesamten Mischerzelle berechnet sich wie folgt :

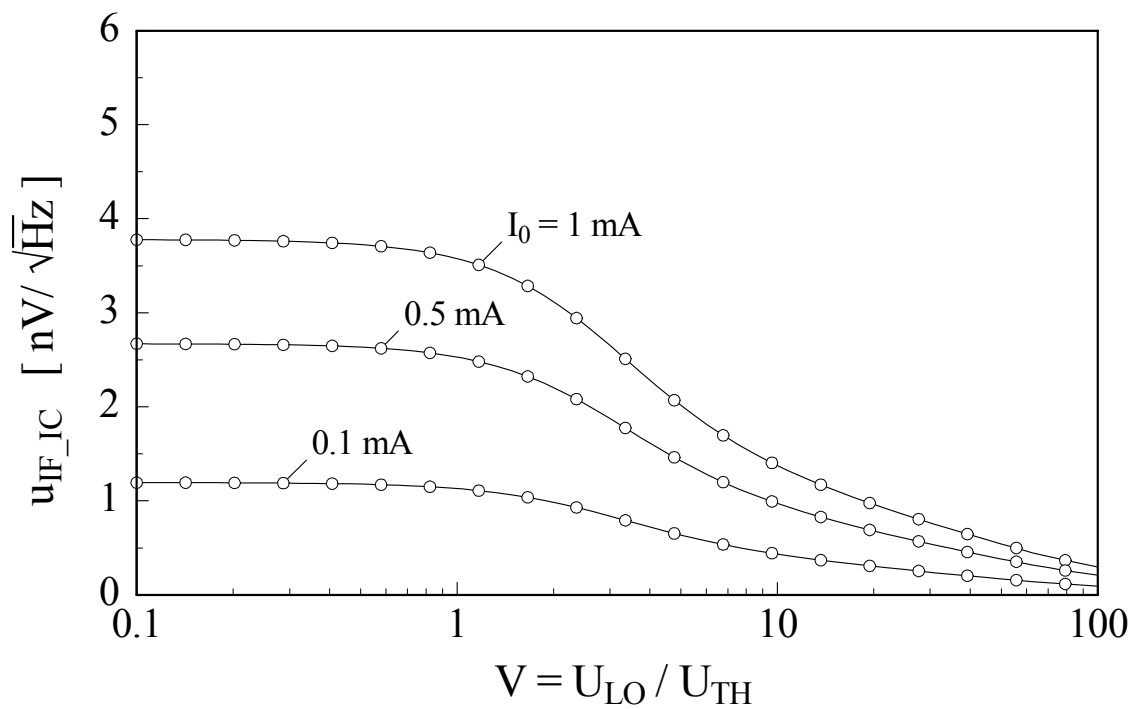
$$\langle |u_{IF\_IC}|^2 \rangle = 8 \cdot e \cdot I_0 \cdot \left[ \left( \frac{a_0}{2} \right)^2 + 2 \cdot \sum_{N=1}^{\infty} \left( \frac{a_N}{2} \right)^2 \right] \quad (6.85)$$

Zur Verringerung des am IF-Ausgang erscheinenden Kollektorschrotrauschens gelten somit folgende Regeln :

1. hohe LO-Aussteuerung (d.h. Mischstufe arbeitet als idealer Umschalter)
2. geringe Kollektorruheströme



**Bild 6.46** Fourierkoeffizienten von  $h_{IC\_Q1}$  in Abhängigkeit vom LO-Aussteuerfaktor  $V$



**Bild 6.47** IF-Ausgangsrauschspannung als Funktion der LO-Aussteuerung für 3 verschiedene Zellenruhestrome bei aktiven Kollektorschrotrauschquellen ( $R_L = 300\Omega$  & IF-Anpassung)

### 6.4.2.5 Thermisches Rauschen des LO-Quellwiderstandes

Thermisches Rauschen des Innenwiderstandes der Lokaloszillatorquelle wird aufgrund des doppelt-balancierten Mischerprinzips, wie auch das LO-Signal selbst, nicht an den IF-Ausgang transformiert.

### 6.4.2.6 Thermisches Rauschen der ausgangsseitigen Lastwiderstände

Die Last der Mischerzelle wird in dieser Arbeit durch rein ohmsche Widerstände ( $R_L$ ) gebildet. Zur Vermeidung des thermischen Rauschens und Erhöhung der RF-IF und LO-IF Isolation findet man häufig auf die IF-Frequenz abgestimmte Parallelschwingkreise. Wegen der Bandpaßcharakteristik der Schwingkreisimpedanz und des hohen On-Chip-Flächenbedarfs von Induktivitäten ist der Einsatz von reaktiven Lasten in MMIC Breitbandmischern nicht vertretbar.

Im Gegensatz zu den übrigen Mischerrauschquellen wird der am IF-Ausgang messbare Rauschbeitrag ausschließlich durch das Verhältnis des inneren ( $R_L$ ) und des externen Lastwiderstands ( $R_{IF}$ ) bestimmt :

$$\langle |u_{IF\_RL}|^2 \rangle = \frac{2R_{IF}^2}{2R_L + R_{IF}} \cdot \langle |u_{RL\_TH}|^2 \rangle \quad (6.86)$$

mit

$$\langle |u_{RL\_TH}|^2 \rangle = 4 \cdot k \cdot T \cdot R_L$$

Bei Anpassung zwischen Mischerausgang und der IF-Last ergibt sich die Ausgangsrauschspannung zu :

$$\langle |u_{IF\_RL}|^2 \rangle = \sqrt{2 \cdot k \cdot T \cdot R_{IF}} \quad (6.87)$$

Setzt man eine für differentielle SAW-IF Filter gängige Eingangsimpedanz von  $600\Omega$  ein, beträgt dieser Rauschanteil etwa  $2.2\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$  und liegt damit unterhalb des Kollektorstromrauschens (vgl. Bild 6.47) bei Zellgleichströmen oberhalb von  $0.4\text{ mA}$ .

### 6.4.2.7 Stromrauschen der gm-Stufe

Neben den bisher betrachteten Rauschquellen der Mischerzelle selbst, tritt auch das im Abschnitt 6.3.2 untersuchte Rauschen der gm-Stufe am IF-Ausgang in Erscheinung. Die teilweise Korrelation der Stromrauschquellen  $\langle |i_{gm\_pos}| \rangle$  und  $\langle |i_{gm\_neg}| \rangle$  muss bei der Überlagerung am IF-Lastwiderstand unbedingt beachtet werden. Die linearen, zeitvarianten Übertragungsfunktionen der deterministischen Stromquellen sind betragsmäßig identisch und lauten:

$$u_{IF\_I\_gm\_pos}(t) = +h_{I\_gm}(t) \cdot I_{I\_gm\_pos} \quad (6.88)$$

$$u_{IF\_I\_gm\_neg}(t) = -h_{I\_gm}(t) \cdot I_{I\_gm\_neg} \quad (6.89)$$

mit

$$h_{I\_gm}(t) = \frac{R_L R_{IF}}{2R_L + R_{IF}} \left[ \frac{r_B + \frac{\beta \cdot V_{TH}}{i_2(t)}}{r_B + \frac{\beta \cdot V_{TH}}{2} \cdot \left( \frac{i_1(t) + i_2(t)}{i_1(t) \cdot i_2(t)} \right)} - \frac{r_B + \frac{\beta \cdot V_{TH}}{2} \cdot \left( \frac{i_1(t) + i_2(t)}{i_1(t) \cdot i_2(t)} \right)}{R_0 + r_B + \frac{\beta \cdot V_{TH}}{2} \cdot \left( \frac{i_1(t) + i_2(t)}{i_1(t) \cdot i_2(t)} \right)} \right] \quad (6.90)$$

Ersetzt man  $i_1(t)$  und  $i_2(t)$  durch den normierten Strom  $i_N(t)$  (vgl. Gl. (6.66)), folgt:

$$h_{I\_gm}(t) = \quad (6.91)$$

$$\frac{R_L R_{IF}}{2R_L + R_{IF}} \left[ \frac{r_B \cdot i_N(t) \cdot (1 - i_N(t)) + \frac{\beta \cdot V_{TH}}{I_0} \cdot i_N(t)}{r_B \cdot i_N(t) \cdot (1 - i_N(t)) + \frac{\beta \cdot V_{TH}}{2I_0}} - \frac{r_B \cdot i_N(t) \cdot (1 - i_N(t)) + \frac{\beta \cdot V_{TH}}{2I_0}}{(R_0 + r_B) \cdot i_N(t) \cdot (1 - i_N(t)) + \frac{\beta \cdot V_{TH}}{2I_0}} \right]$$

Bei genügend starker LO-Aussteuerung erreicht der Momentanstrom  $i_N(t)$  innerhalb einer Periode seine Maximalwerte  $\{0 \dots +1\}$  und führt zu den folgenden Extremwerten der Übertragungsfunktion  $h_{I\_gm}(t)$ :

für  $i_1 = I_0, i_2 = 0$  bzw.  $i_N = 1$

$$h_{I\_gm}(t)|_{MAX} = + \frac{R_L R_{IF}}{2R_L + R_{IF}} \quad (6.92)$$

für  $i_1 = 0, i_2 = I_0$  bzw.  $i_N = 0$

$$h_{I\_gm}(t)|_{MIN} = - \frac{R_L R_{IF}}{2R_L + R_{IF}} \quad (6.93)$$

Dieses Verhalten entspricht dem der Vorzeichenwechselfunktion, die den Kern des Frequenzumsatzes im Mischer darstellt (vgl. Abs. 6.1). Infolge der direkten Überlagerung zum Nutzsignalstrom der gm-Stufe werden die gm-Rauschstromquellen analog zum RF-Signal in die IF-Seitenbänder umgesetzt. Das Verhältnis des IF-Signals zu diesem Rauschanteil lässt sich demnach nicht durch die LO-Aussteuerung ändern. Ein infolge höherer LO-Aussteuerung zunehmender Rauschpegel am IF-Port ist somit nicht grundsätzlich als negativ zu bewerten, da auch das Nutzsignal proportional ansteigt und somit den Signal-Rauschabstand zum gesamten Rauschpegel am IF-Port ändert.

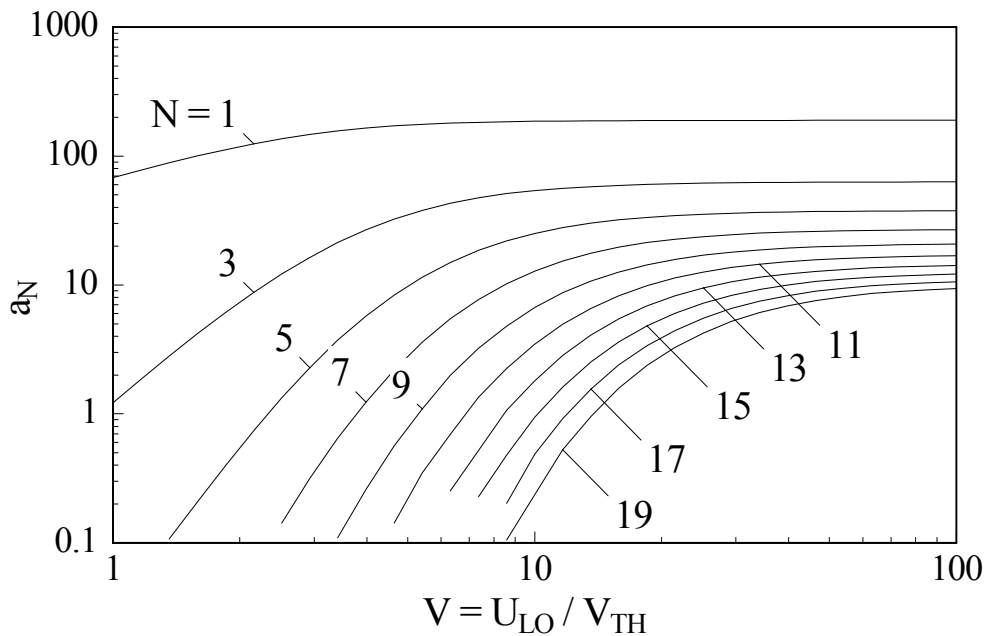
Der Zeitverlauf von  $h_{I\_gm}(t)$  entspricht qualitativ der im Bild 6.42 dargestellten Übertragungsfunktion des Basisschrotrauschens. Die Berechnung des IF-Rauschens

erfolgt wiederum über die aussteuerabhängigen Fourierkoeffizienten. Wie bereits erwähnt, muss die Korrelation zwischen den Rauschquellen der komplementären Stromzweige berücksichtigt werden. Aufgrund der gleichen Beträge der Übertragungsfunktionen zwischen den Stromquellen und dem IF-Ausgang werden die teilweise korrelierten Rauschstromquellen zu einer effektiven Gesamtquelle zusammengefasst.

$$\langle |i_{gm\_eff}|^2 \rangle = \langle |i_{gm\_pos} + i_{gm\_neg}|^2 \rangle \quad (6.94)$$

und anschließend die Berechnung der IF-Rauschspannung durchgeführt :

$$\langle |u_{IF\_I\_gm}|^2 \rangle = \langle |i_{gm\_eff}|^2 \rangle \cdot \left[ \left( \frac{a_0}{2} \right)^2 + 2 \cdot \sum_{N=1}^{\infty} \left( \frac{a_N}{2} \right)^2 \right] \quad (6.95)$$



**Bild 6.48** Fourierkoeffizienten von  $h_{l\_gm}$  in Abhängigkeit vom LO-Aussteuerfaktor  $V$

Innerhalb eines LO-Zyklus sind die Abschnitte der beiden Extremzustände gleich lang und das Tastverhältnis entspricht damit exakt 50%. Die geradzahigen Fourierkoeffizienten und der DC-Wert ( $a_0$ ) treten deshalb in Gleichung (6.95) nicht in Erscheinung. Arbeitet der Mischer im Umschaltbetrieb ( $V > 100$ ) können die Koeffizienten über die Fourierreihe der Rechteckfunktion direkt berechnet werden :

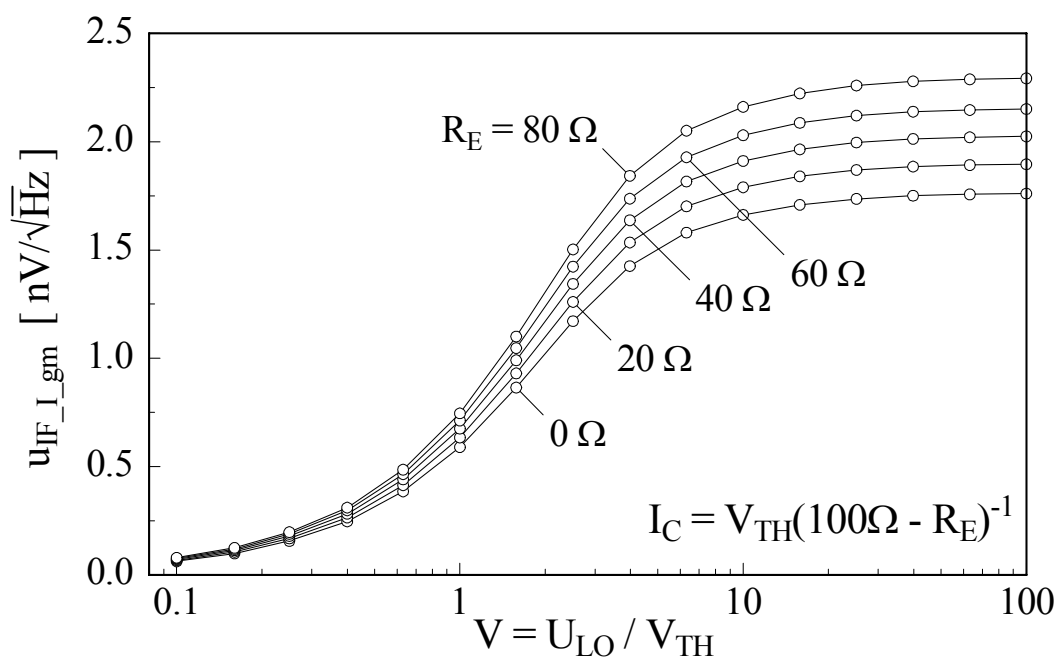
$$a_{N=2n+1} = \frac{4 \cdot R_L R_{IF}}{2R_L + R_{IF}} \cdot \frac{(-1)^n}{(2n+1) \cdot \pi} \quad \text{mit} \quad n = 0, 1, \dots \quad (6.96)$$

Setzt man diesen Wert in die Beziehung (6.95) ein und bildet den Grenzwert für  $N$  gegen unendlich, folgt :

$$\langle |u_{IF\_I\_gm}| \rangle = \langle |i_{gm\_eff}| \rangle \cdot \frac{R_L R_{IF}}{2R_L + R_{IF}} \quad (6.97)$$

Das Stromrauschen der gm-Stufe wird daher ausschließlich durch das Lastnetzwerk bestimmt, da im Grenzfall des Schaltbetriebes die Mischerzelle lediglich die Phasenlage periodisch ändert und somit keinen Einfluss auf stochastische Signale ausüben wird. In Bild 6.49 ist das Ausgangsrauschen infolge der gm-Stufe über der Aussteuerung  $V$  aufgetragen. Als Parameter tritt der die Linearität bestimmende Gegenkoppelwiderstand  $R_E$  auf. Zur Gewährleistung einer  $50 \, \Omega$  Eingangsimpedanz der gm-Stufe wurde der Ruhestrom gemäß der Gleichung (6.17) jeweils nachgeführt.

Mit zunehmendem Gewinn des Mixers steigt das Rauschen an und erreicht seine Sättigung bei Erreichen des Mischer-Schaltbetriebes. Die Erhöhung und Linearität infolge der  $R_E$ -Gegenkopplung geht zu Lasten der Empfindlichkeit, da sich das thermische Rauschen der  $R_E$ -Widerstände mit dem Eingangssignal überlagert.



**Bild 6.49** IF-Ausgangsrauschspannung als Funktion der LO-Aussteuerung für 5 verschiedene Gegenkoppelwiderstände,  $I_C$  für  $50 \, \Omega$  Eingangswiderstand ( $R_L = 300 \, \Omega$  & IF-Anpassung)

Wie im Kapitel 6.3.1 gezeigt, hat man bei der Dimensionierung der gm-Stufe nur den Freiheitsgrad der Wahl des  $R_E$  Widerstandes, da der Ruhestrom infolge der geforderten Anpassung bereits festliegt. Zur Erhöhung der Flexibilität beim Design der gm-Stufe kann die in Bild 6.50 gezeigte Modifikation der Eingangsbeschaltung zum Einsatz kommen. Es handelt sich dabei um eine Zwangsanpassung bei der die Eingangsimpedanz durch die Serienschaltung eines Vorwiderstandes mit der nachfolgenden gm-Stufe gebildet wird. Infolge dieser Abwandlung sind nun der Ruhestrom und der Wert des Gegenkoppelwiderstands in gewissen Grenzen frei wählbar.

$$R_E = 100 \, \Omega - 2R_{PAD} - \frac{V_{TH}}{I_0} \quad (6.98)$$

mit

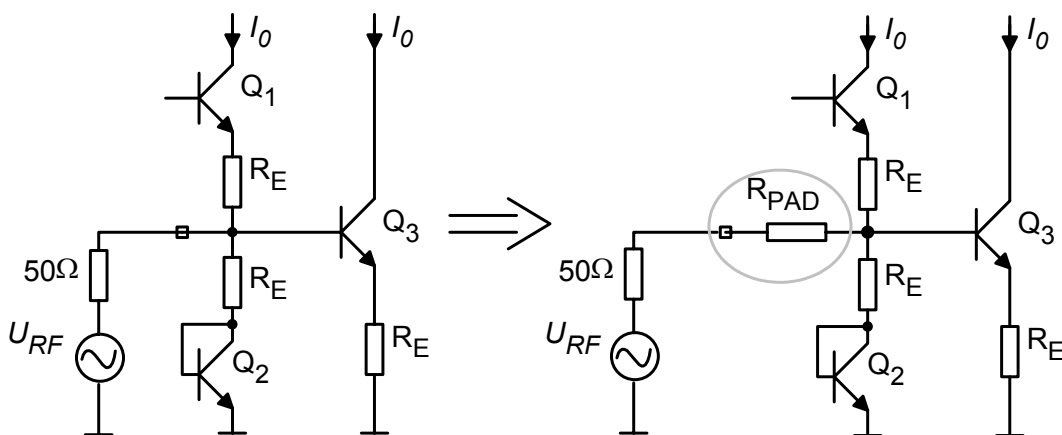
$$R_{PAD} = \frac{\alpha_{PAD}}{2} \cdot \left[ 100 \, \Omega - \frac{V_{TH}}{I_0} \right] \quad I_0 = \frac{V_{TH} \cdot [2\alpha_{PAD} - 1]}{R_E - 100 \, \Omega \cdot [2\alpha_{PAD} - 1]}$$

$$\alpha_{PAD} = 0 \dots 1$$

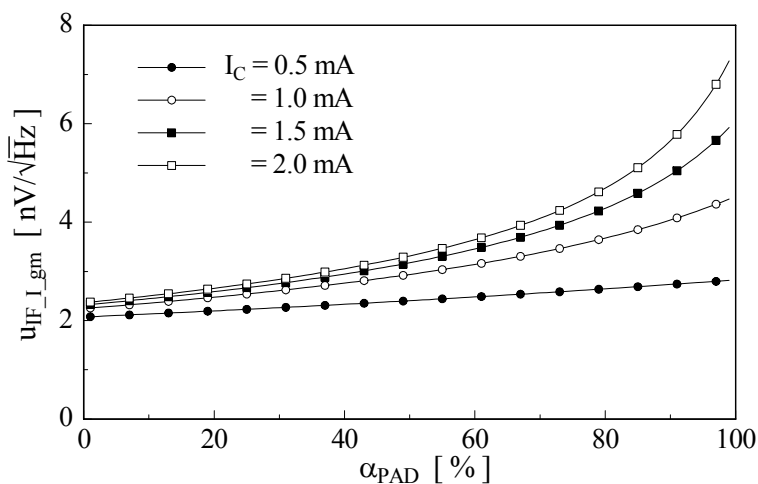
Unter Ausnutzung des zusätzlichen Freiheitsgrades ist es möglich die Intermodulationsprodukte 3.Ordnung zu minimieren. Dieser Linearitätsgewinn geht jedoch auf Kosten der Empfindlichkeit, da das thermische Rauschen des ohmschen Widerstandes  $R_{PAD}$  direkt am Eingang des Mischers anliegt.

In Bild 6.51 wurden die IF-Ausgangsrauschspannungen für unterschiedliche Ruhestrome im Schaltbetrieb des Mischers über dem Aufteilungsfaktor ( $\alpha_{PAD}$ ) aufgetragen. Es ist ein deutlicher Anstieg der Rauschpegel mit steigenden  $\alpha_{PAD}$ -Werten beobachtbar. Je höher der Ruhestrom gewählt wurde, desto stärker ändert sich das IF-Rauschen. Dies erklärt sich aus der mit ansteigendem Ruhestrom fallenden BE-Impedanz, die zur Gewährleistung der gewünschten Eingangsanpassung mit höheren  $R_E$ -Werten ausgeglichen werden muss und damit bei gleichen Aufteilungsfaktoren zu größeren  $R_{PAD}$ -Werten führt (vgl. Gl.(6.98)).

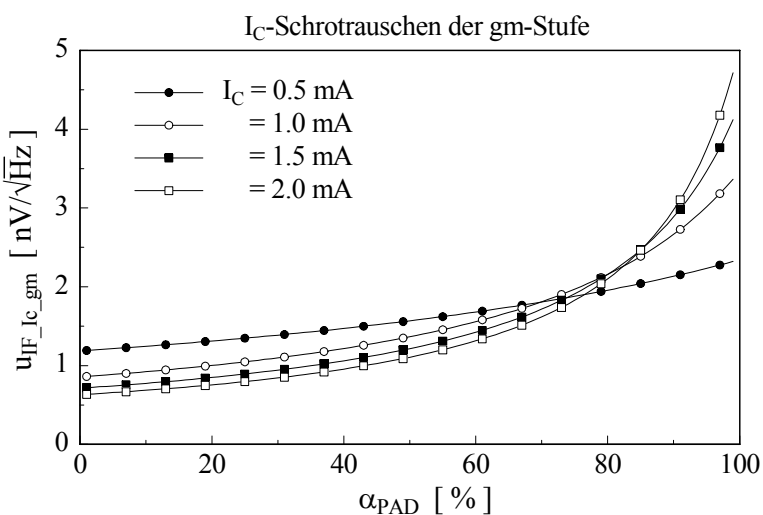
Aufgrund der zunächst nur geringen Zunahme des IF-Rauschpegels sollte man sich auf den Wertebereich  $\alpha_{PAD} < 50\%$  beschränken. Bei der Wahl von größeren Aufteilungsfaktoren steigt das IF-Rauschen exponentiell, da mit den  $R_{PAD}$ -Werten die thermische Eingangsrauschspannung steigt und die abnehmende  $R_E$  Gegenkopplung zu einem höheren Einfluss des  $I_C$ -Schrotrauschens der Transistoren  $Q_{1...3}$  führt (vgl. Bild 6.52).



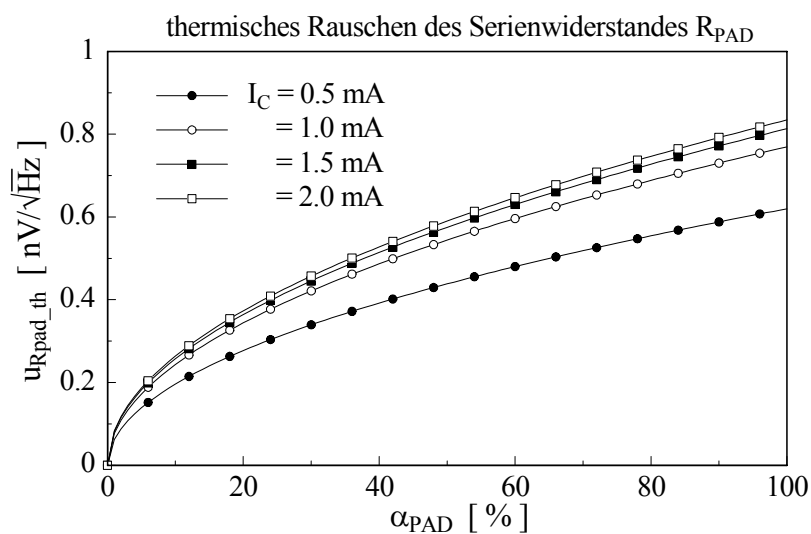
**Bild 6.50** Änderung der Eingangsstufe zur Gewinnung eines zusätzlichen Freiheitsgrades



**Bild 6.51 IF-Ausgangsrauschspannung als Funktion des Aufteilungsfaktors  $\alpha$  ( $R_L = 300\Omega$  & IF-Anpassung,  $V = 100$ )**



**Bild 6.52a  $I_C$ -Schrotrauschen der gm-Stufen-Transistoren am IF-Port als Funktion von  $\alpha$**



**Bild 6.52b therm. Rauschspannung über  $R_{PAD}$  am IF-Port als Funktion von  $\alpha$**

### 6.4.3 Vergleichende Gegenüberstellung der Mischer-Rauschquellen

Zur Beurteilung der einzelnen Rauschquellen sind in den Bildern 6.53 und 6.54 die am IF-Port messbaren Rauschspannungen über der LO-Aussteuerung und dem Ruhestrom aufgetragen. Den Hauptanteil des Ausgangsrauschens bilden bei geringem LO-Pegel ( $V < 1$ ) die Kollektorschrotrauschquellen der Mischerzelle. Dieser Anteil lässt sich ausschließlich über kleinere Ruhestrome durch die Umschalttransistoren der Mischerzelle verringern. Bei starker LO-Aussteuerung ( $V > 30$ ) sind die Schrotrauschquellen der Mischerzelle gegenüber dem thermische Rauschen der ohmschen Lastwiderstände und dem Rauschen der gm-Stufe vernachlässigbar. Üblicherweise betreibt man die Mischstufe hauptsächlich in diesem Arbeitsbereich (Schaltmischer) da der Konversionsgewinn hier sein Maximum erreicht und das Mischerrauschen bei hohem LO-Pegel abnimmt. Die Absenkung des Rauschpegels ist dabei auf die Verkürzung der Übergangszeit zwischen den beiden möglichen Schaltzuständen (Transistor aus bzw. ein) zurückzuführen. Infolge des höheren Konversionsgewinns steigt der Pegel des in der gm-Stufe erzeugten Rauschens am Mischerausgang an und dominiert ab einem Aussteuerfaktor von  $V=5$  schließlich das Mischerrauschen.

Das thermische Rauschen der ohmschen Lastwiderstände ( $R_L$ ) bildet einen über der LO-Aussteuerung konstanten IF-Rauschpegel. Dieser liegt bei geringer LO-Aussteuerung deutlich unterhalb des Kollektorschrotrauschens und verschlechtert für mittlerer Ruhestrome ( $I_C \sim 1$  mA) nur unwesentlich das Rauschverhalten des Mixers in diesem Arbeitsbereich (linearer Multiplizierer). Zur Vermeidung des Lastwiderstandsrauschens, welches im Schaltbetrieb merklichen Einfluss auf das Mischerrauschen ausübt, können reaktive Lasten eingesetzt werden, die häufig aus auf die IF-Frequenz abgestimmten Parallelschwingkreisen bestehen.

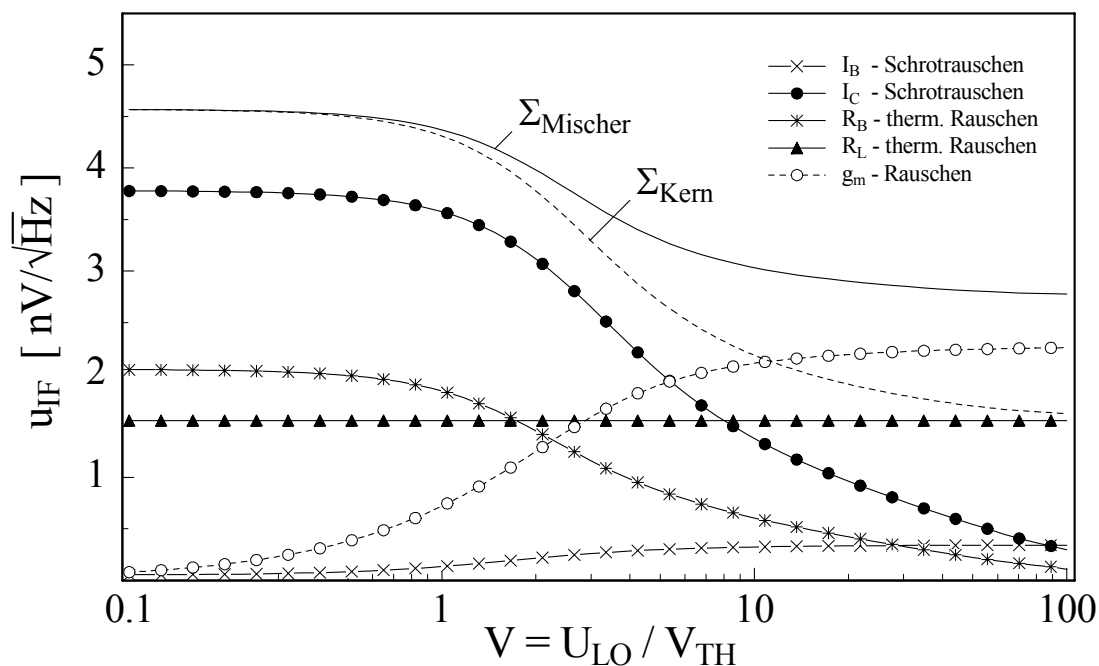
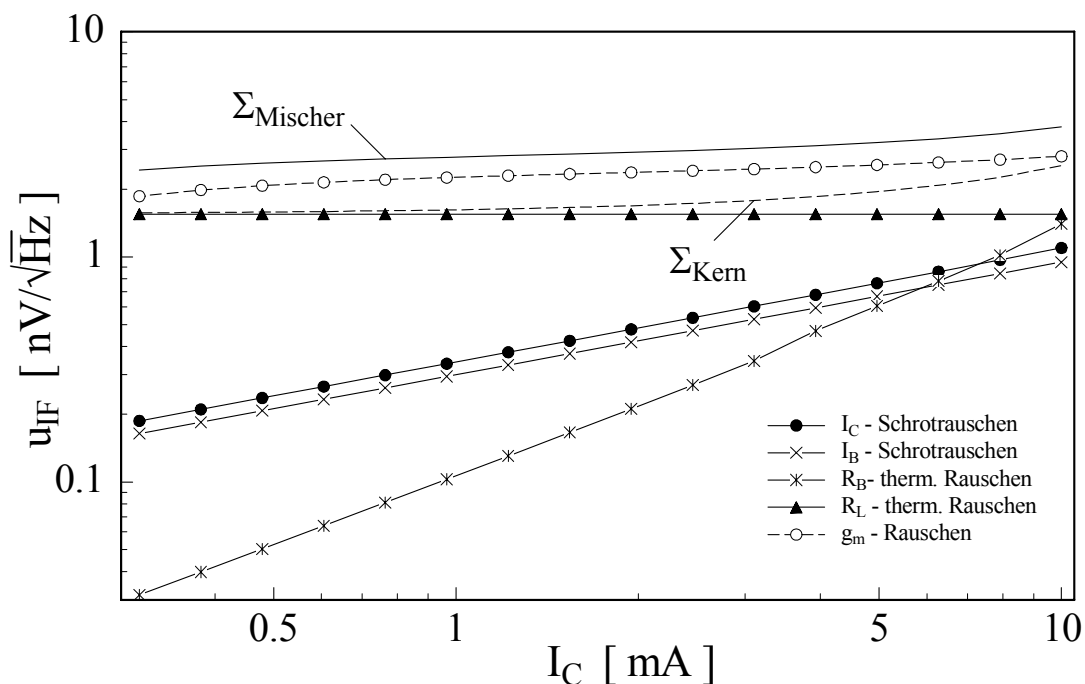


Bild 6.53 Gegenüberstellung der HF-Rauschquellen der aktiven Mischstufe in Abhängigkeit des LO-Aussteurfaktors  $V$  ( $R_L = 300\Omega$  & IF-Anpassung,  $I_C = 1$  mA)



**Bild 6.54** Gegenüberstellung der HF-Rauschquellen der aktiven Mischstufe in Abhängigkeit des Ruhestroms  $I_C$  ( $R_L = 300\Omega$  & IF-Anpassung,  $V = 100$ )

Dieser Lösung stehen die eingeschränkte IF-Bandbreite und der hohe Platzbedarf von integrierten Schwingkreisinduktivitäten entgegen.

Aufgrund der hohen Stromverstärkung der HBTs tragen die Basisschrotrauschquellen nur unwesentlich zum Ausgangsrauschen der Mischerzelle bei.

Ein Vergleich des in der Umschaltstufe erzeugten IF-Rauschens ( $\Sigma_{\text{Kern}}$ ) mit dem des Gesamtmischers ( $\Sigma_{\text{Mischer}}$ ) zeigt den überwiegenden Einfluss der  $g_m$ -Stufe im üblichen Schaltbetrieb. Erhöht man den Ruhestrom  $I_C$ , steigt das Schrotrauschen der Mischerzelle wesentlich stärker als das  $g_m$ -Rauschen am IF-Ausgang an (vgl. Bild 6.54). Eine Einflussnahme auf das Mischerrauschen ist somit insbesondere über die Wahl des Ruhestroms möglich. Da auch das Intermodulations- und das Kompressionsverhalten des Mixers vom Ruhestrom abhängig sind, ist eine Festlegung an dieser Stelle noch nicht möglich, sondern muss zur Optimierung des Dynamikbereiches im Einklang mit dem Großsignalverhalten gewählt werden.

#### 6.4.4 Rauschzahlberechnung von aktiven Mischerstufen

Zur Beschreibung der Empfindlichkeit von Empfangssystemen ist es üblich das Signal zu Rauschverhältnis ( $S/R$ ) am Ausgang anzugeben. Mit Hilfe dieser Größe sind Systemdesigner in der Lage benötigte Eingangspegel für ein vorgegebenes Modulationsverfahren und eine bestimmte Signalbandbreite anzugeben. Das minimal mögliche Signal-Rauschverhältnis bei den heutzutage weitverbreiteten digitalen Übertragungsstrecken wird durch die maximal tolerierbare Bitfehlerrate vorgegeben.

Zur Berechnung des  $S/R$ -Verhältnisses benötigt man neben dem Rauschen infolge der eingangsseitigen Abschlussimpedanz auch den vom Empfangssystem (Vorverstärker, Mischer, IF-Filter u.s.w.) beigefügten Rauschanteil. Im Falle eines linearen, rauschfreien Empfangssystems würden das Eingangsrauschen und das Eingangssignal

selbst in gleicher Weise zum Ausgang umgesetzt werden. Das S/R-Verhältnis sollte sich demnach beim Durchlaufen der idealen Empfangsschaltung nicht ändern.

Der die Änderung des Signal-Rauschverhältnisses angegebene Rauschfaktor wäre somit mit Eins anzusetzen. In den meisten Übertragungssystemen liegen jedoch Übertragungsband und Basisband in unterschiedlichen Frequenzbereichen. Zur Verarbeitung des Antennensignals werden demnach Mischstufen eingesetzt, deren Funktionsweise auf der Ausnutzung von nichtlinearen Effekten beruht.

Aufgrund der nichteindeutigen Frequenzumsetzung in heterodyn Systemen, d.h. die Existenz von Nebenempfangsfrequenzen im unteren und oberen Seitenband um die Harmonischen der LO-Frequenz (vgl. Bild 6.5), überlagern sich im IF-Frequenzband nichtkorrelierte Rauschleistungen durch Frequenzumsetzung aus diesen zumeist unerwünschten Frequenzbändern. Selbst für den hypothetischen Fall der rauschfreien Mischstufe steigt der Rauschpegel stärker als das gewünschte Eingangssignal an, da das thermische Rauschen der Eingangsimpedanz im allgemeinen bei allen Nebenempfangsfrequenzen auftritt und entsprechend der vorliegenden Mischercharakteristik zum IF-Band umgesetzt wird. Besitzt die Mischstufe nur zwei Empfangsbänder bei  $|f_{LO}+f_{IF}|$  und  $|f_{LO}-f_{IF}|$  und ist der Konversionsgewinn auf diesen Frequenzen identisch, beträgt das ausgangsseitige S/R-Verhältnis für den Einseitenbandbetrieb nur noch dem halben S/R-Verhältniss des Eingangs. Die Einseitenbandrauschzahl dieser hypothetischen Mischstufe muss somit bereits mit 3dB angegeben werden !

Die Vorgehensweisen zur Berechnung von Rauschzahlen in linearen Schaltungen und in Mischstufen unterscheiden sich daher grundlegend.

Die Definition der Rauschzahl geht auf eine IRE Veröffentlichung von 1960 [86] und eine Erweiterung auf Mischstufen aus dem Jahre 1963 [87] zurück. Letztere lautet :

*Bei einer festgelegten Eingangsfrequenz entspricht das Verhältnis von :*

- 1) *der verfügbaren Rauschleistungsdichte [ W/Hz ] am Ausgang, wenn sich die Quellimpedanzen aller Eingangsports auf der Standardrauschtemperatur von 290 K befinden.*

*zu*

- 2) *dem Anteil von 1) der ausschließlich von der Rauschleistungsdichte der Eingangsquellimpedanz auf der Standardrauschtemperatur (290K) und auf der Signalfrequenz erzeugt wird.*

*der Einseitenbandrauschzahl.*

Der **Zählerterm** (1) berücksichtigt demnach sämtliche Rauschquellen des Mischers, alle Transformationen des Rauschens der Eingangsimpedanz, sowie das durch die Abschlusslast am IF-Port generierte Rauschen. Im Gegensatz zu linearen Schaltungen tritt das Eingangsrauschen infolge der Nebenempfangsfrequenzen mehrfach in Erscheinung.

Der von der Quellimpedanz generierte Rauschanteil lässt sich wie folgt angeben :

$$N_{\text{Zähler\#1}} = kT_0 \cdot (G_0 + G_1 + G'_1 + \dots + G_n + G'_n) \quad (6.99)$$

Dabei entspricht der  $kT_0$ -Term der verfügbaren Rauschleistungsdichte der Quellimpedanz bei Standardrauschtemperatur  $T_0 = 290K$ . Der Klammerausdruck entspricht den Konversionsgewinnen auf den folgenden Empfangsbändern :

$$f_n = |n \cdot f_{LO} - f_{IF}| \quad f'_n = |n \cdot f_{LO} + f_{IF}| \quad \text{mit } n = 1, 2 \dots N \quad (6.100)$$

Der Wert  $G_0$  beschreibt das Übersprechen des Eingangsrauschens bei der IF-Frequenz zur Ausgangslast. In den meisten Mischerschaltungen nehmen  $G_1$  und  $G'_1$  annähernd gleiche Werte an, während die Konversionsgewinne bei den LO-Harmonischen weitaus kleiner ausfallen. Eine Vernachlässigung der Konversionsgewinne höherer Ordnung ist nur bei Schmalbandmischern mit guter Filterung möglich. Die in dieser Arbeit untersuchten aktiven, doppelt-balancierten Mischer weisen jedoch auch bei den höheren Harmonischen noch merkbliche Konversionsgewinne auf und dürfen daher nicht vernachlässigt werden.

Am Beispiel des idealen Schaltmischers lässt sich dies einfach zeigen :

$$V_{RF}(t) = 1 \cdot \cos[\omega_{RF} \cdot t] = \text{normiertes RF-Eingangssignal} \quad (6.101)$$

$$V_{IF}^n(t) = \frac{2}{\pi \cdot (-1)^{n+1} (2n-1)} \cdot \left\{ \underbrace{\cos[(\omega_{RF} + (2n-1)\omega_{LO}) \cdot t]}_{\text{oberes Seitenband}} + \underbrace{\cos[(\omega_{RF} - (2n-1)\omega_{LO}) \cdot t]}_{\text{unteres Seitenband}} \right\}$$

mit

$n = 1, 2 \dots$  Zählindex der LO-Harmonischen

$$G_n = G'_n = \frac{1}{4} \cdot \left| \frac{V_{IF}^n}{V_{RF}} \right|^2 = \frac{4}{\pi^2 \cdot (2n-1)^2} \quad (6.102)$$

$$G_1 = G'_1 = -3.92 \text{ dB} \quad \sum_{n=2}^{\infty} (G_n + G'_n) = \frac{8}{\pi^2} \cdot \sum_{n=2}^{\infty} \frac{1}{(2n-1)^2} = 0.1894$$

Die Summe der Konversionsgewinne höherer Ordnung ist damit eindeutig nicht vernachlässigbar. Da es sich bei diesem Beispiel um einen passiven, verlustlosen Frequenzumsetzer handelt, ergibt die Summe der Konversionsgewinne exakt den Wert Eins. Die innerhalb des Frequenzumsetzers generierte und am IF-Ausgang erscheinende Rauschleistung wird über den Spannungsabfall am Lastwiderstand  $R_L$  berücksichtigt :

$$N_{\text{Zähler\#2}} = \frac{v_n^2}{R_L} \quad (6.103)$$

Die Rauschspannung  $v_n$  kann darin aus Simulationen unter Verwendung von rauschfreien Abschlüssen an den Mischerports gewonnen werden.

Der **Nennerterm** (2) stellt denjenigen Anteil am Ausgangsrauschen dar, der über den prinzipiellen Transformationsweg, also vom Rauschen am RF-Eingang auf der RF-Frequenz, zum IF-Ausgangs gelangt :

$$N_{\text{Nenner}} = kT_0 \cdot G_1 \quad (6.104)$$

Aus den Beziehungen (6.99), (6.103) und (6.104) ergibt sich schließlich die Definitionsgleichung der Einseitenbandrauschzahl :

$$F_{SSB} = \frac{kT_0 \cdot (G_0 + G_1 + G'_1 + \dots + G_n + G'_n) + v_n^2 R_L^{-1}}{kT_0 \cdot G_1} \quad (6.105)$$

In dieser Gleichung wird das Rauschen in der IF-Ausgangslast vernachlässigt. Bei sehr rauscharmen Frequenzumsetzern mit ungenügender Signalverstärkung darf das Lastrauschen jedoch nicht unberücksichtigt bleiben.

In dieser Arbeit wird von einer angepassten Ausgangslast ausgegangen. D.h. breitbandiges Rauschen des Lastabschlusses wirkt sich nur minimal auf den Ausgangsrauschpegel aus. Des Weiteren können Selbstmischprozesse am IF-Ausgang von aktiven Frequenzumsetzern vernachlässigt werden. Diese führen besonders bei Diodenmischern zu einer merklichen Erhöhung der Rauschleistungsdichte auf der IF-Frequenz. Grund hierfür ist die nicht oder nur ungenügend vorhandene Isolation zwischen den RF- IF- und LO-Signalen. Kommen jedoch Transistoren zum Einsatz, so wird infolge der vorhandenen Isolation zwischen den Anschlusstoren eine erneute Prozessierung (Selbstmischung) des IF-Ausgangsrauschens unterbunden.

Ist die Vernachlässigung des Lastwiderstandsrauschens zulässig, kann analog zur linearen Zweitoren folgender Zusammenhang zwischen der effektiven Eingangsrauschtemperatur und der Einseitenbandrauschzahl angegeben werden :

$$T_e = T_0 \cdot (F_{SSB} - 1) = 290 K \cdot (F_{SSB} - 1) \quad (6.106)$$

Mit dieser Beziehung wird das Gesamtrauschen des Frequenzumsetzers einer hypothetischen Temperaturerhöhung der RF-Quellimpedanz zugeschrieben. Bei bekanntem Eigenrauschen der Quellimpedanz (z.B. Antennen-Rauschtemperatur  $T_A$ ), folgt für die *Betriebsrauschtemperatur*  $T_{OP}$  des Empfangssystems :

$$T_{OP} = T_0 \cdot (F_{SSB} - 1) + T_A \quad (6.107)$$

Unter Zuhilfenahme der Betriebsrauschtemperatur kann die *äquivalente Eingangsrauschleistung* (vgl. Abs. 6.2.3) ermittelt werden. Diese gibt die benötigte Empfangsleistung an, welche ein Signal-Rauschverhältnis von gerade Eins am Empfänger-ausgang erzeugt :

$$P_A = k \cdot B \cdot T_{OP} = k \cdot B \cdot \{ T_0 \cdot F_{SSB} - T_0 + T_A \} \quad (6.108)$$

Mit dieser Beziehung ist die Eingangsempfindlichkeit des Empfängers gegeben. Für schwach bündelnde Antennen im mitteleuropäischen Raum nähert sich  $T_A$  für Frequenzen  $> 1\text{GHz}$  der Standardrauschtemperatur von 290 K an [88].

Ein Gleichsetzen der Antennen-Rauschtemperatur  $T_A$  mit der Standardrauschtemperatur  $T_0$ , führt schließlich zu der in Gleichung (6.10) angegebenen Beziehung. Um aus der bereits angegebenen Rauschspannung  $v_n$  (siehe Kap. 6.4.3) die für ein Systemdesign benötigte Rauschzahl zu generieren, müssen zunächst die Konversionsgewinne  $G_{1...n}$  in Abhängigkeit der LO-Aussteuerung  $V$  und des Zellruhestromes ermittelt werden.

#### 6.4.4.1 Konversionsgewinne der aktiven Mischstufe

Zur Bestimmung der Konversionsgewinne kommt das in Bild 6.55 dargestellte Blockschaltbild zum Einsatz. Das Verhältnis aus verfügbarer IF-Ausgangsleistung zur verfügbaren RF-Eingangsleistung wird als Konversionsgewinn definiert :

$$G_n = \frac{P_{avl @ f_{IF}}}{P_{avl @ f_n}} \quad G'_n = \frac{P_{avl @ f_{IF}}}{P_{avl @ f'_n}} \quad (6.109)$$

Der Zählindex  $n$  gibt dabei die RF-Empfangsfrequenz gemäß der Gleichung (6.100) an. Die Konversionsgewinne sind über die Spannungsabfälle ermittelbar :

$$G_n = \frac{R_0}{2R_L} \cdot \left( \frac{\hat{u}_{IF @ f_{IF}}}{\hat{u}_{IN @ f_n}} \right)^2 \quad G'_n = \frac{R_0}{2R_L} \cdot \left( \frac{\hat{u}_{IF @ f_{IF}}}{\hat{u}_{IN @ f'_n}} \right)^2 \quad (6.110)$$

Der Quellwiderstand  $R_0$  wird in den nachfolgenden Betrachtungen mit  $50\Omega$  angesetzt. Damit liegt die Steilheit der gm-Stufe mit 10mS pro Stromzweig fest (vgl. Gl. (6.21)). Der Zeitverlauf der Spannung am IF-Ausgang berechnet sich wie folgt :

$$u_{IF}(t) = 2g_m u_{IN}(t) \cdot h_{I\_gm}(t) \quad (6.111)$$

Dabei ist die lineare, zeitvariante Übertragungsfunktion  $h_{I\_gm}(t)$  aus Gleichung (6.91) einzusetzen. Aufgrund Ihrer Periodizität kann  $h_{I\_gm}(t)$  als Fourierreihe angenähert werden :

$$u_{IF}(t) = 2g_m \cdot \hat{u}_{IN @ f_n} \cos([n\omega_{LO} + \omega_{IF}] \cdot t) \cdot \underbrace{\sum_k a_k \cdot \cos(k\omega_{LO} t)}_{h_{I\_GM}(t)} \quad (6.112)$$

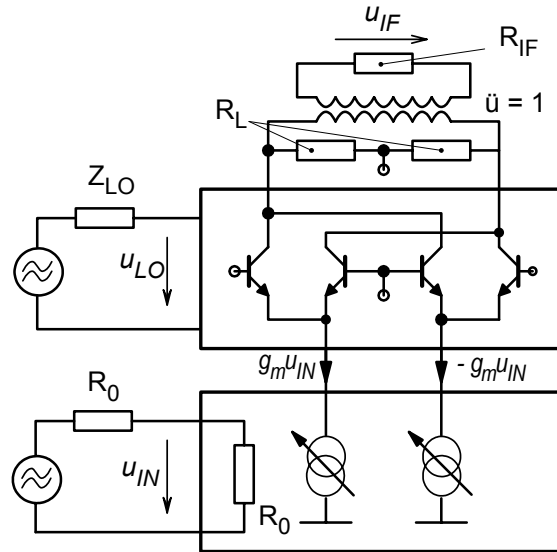


Bild 6.55 Blockschaltbild der Gegentaktmischstufe

Nach Anwendung des *cos*-Additionstheorems ergibt sich : ( 6.113 )

$$u_{IF}(t) = g_m \hat{u}_{IN@f_n} \cdot \sum_{k=1}^{\infty} \left\{ \underbrace{a_k \cos([k\omega_{LO} - n\omega_{LO} - \omega_{IF}] \cdot t)}_{\text{Abwärtsmischung}} + \underbrace{a_k \cos([k\omega_{LO} + n\omega_{LO} + \omega_{IF}] \cdot t)}_{\text{Aufwärtsmischung}} \right\}$$

Im untersuchten Fall der Abwärtsmischung wird nur der erste *cos*-Term berücksichtigt. Den von der RF-Eingangsfrequenz  $n\omega_{LO} + \omega_{IF}$  zur Zwischenfrequenz  $\omega_{IF}$  umgesetzten Anteil erhält man für  $k = n$  :

$$u_{IF@f_{IF}}(t) = g_m \cdot a_n \cdot \hat{u}_{IN@f_n} \cdot \cos(\omega_{IF} \cdot t) = \hat{u}_{IF@f_{IF}} \cdot \cos(\omega_{IF} \cdot t) \quad (6.114)$$

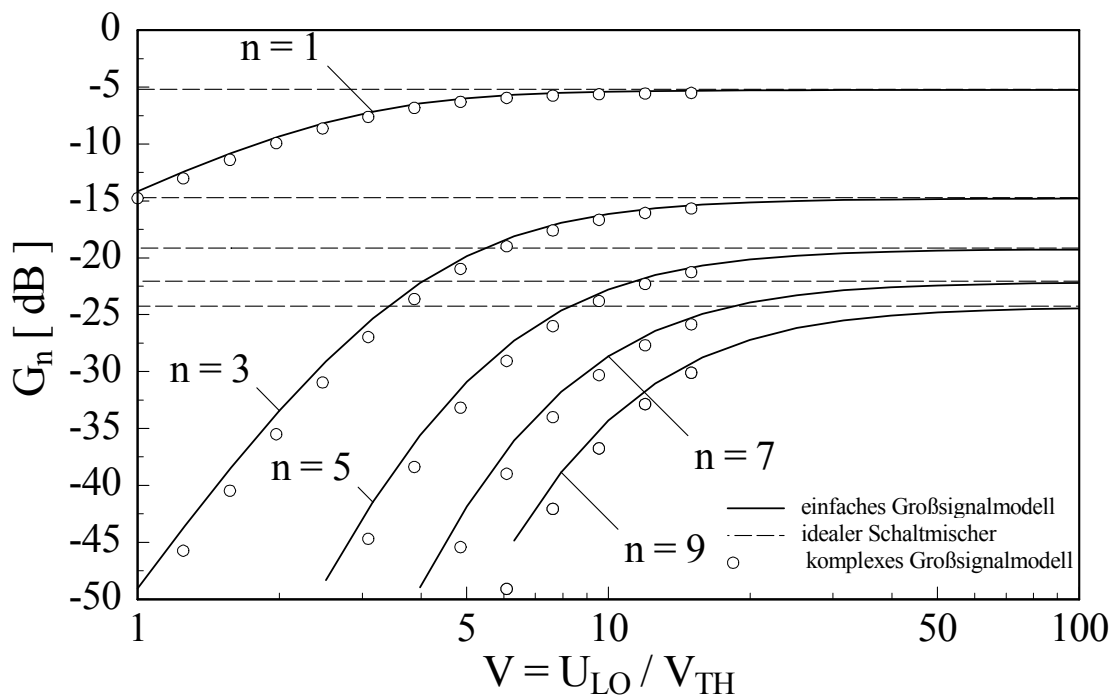
Die Konversionsgewinne ergeben sich durch Einsetzen des Ausdrucks (6.114) in die Gleichungen (6.110) zu :

$$G_n = G'_n = \frac{R_0}{2R_L} \cdot (g_m \cdot a_n)^2 = \frac{1}{8R_L R_0} \cdot a_n^2 \quad (6.115)$$

Darin steht  $a_n$  für die aussteuerabhängigen Fourierkoeffizienten der Übertragungsfunktion  $h_{l_{gm}}(t, V, I_0)$  mit den eingesetzten Widerstandswerten  $R_{IF} = 2R_L$  zur Gewährleistung einer ausgangsseitigen Anpassung.

Die Berechnung erfolgt über die in Abschnitt 6.4.1 bestimmten LO-periodischen Momentanströme, das Einsetzen dieser in die Bestimmungsgleichung für  $h_{l_{gm}}$  und einer anschließenden Fourierreihenentwicklung.

Im nachfolgenden Diagramm sind beispielhaft die so ermittelten Konversionsgewinne in Abhängigkeit des LO-Aussteuerfaktors  $V$  für  $R_L = 300\Omega$  /  $R_0 = 50\Omega$  aufgetragen.



**Bild 6.56 Konversionsgewinne in Abhängigkeit des Aussteuerfaktors  $V$ ,  
 $I_0 = 1 \text{ mA}$ ,  $R_L = 300 \Omega$  ( Frequenzen weit unterhalb der Mischergrenzfrequenz )**

Arbeitet die Mischstufe im Schaltbetrieb, so können die Fourierkoeffizienten der rechteckförmigen Übertragungsfunktion  $h_{l\_gm}(t)$  direkt angegeben werden und sind in Gleichung (6.115) einzusetzen :

$$G_{2n+1} = G'_{2n+1} = \frac{R_L}{2R_0\pi^2} \cdot \frac{1}{(2n+1)^2} \quad (6.116)$$

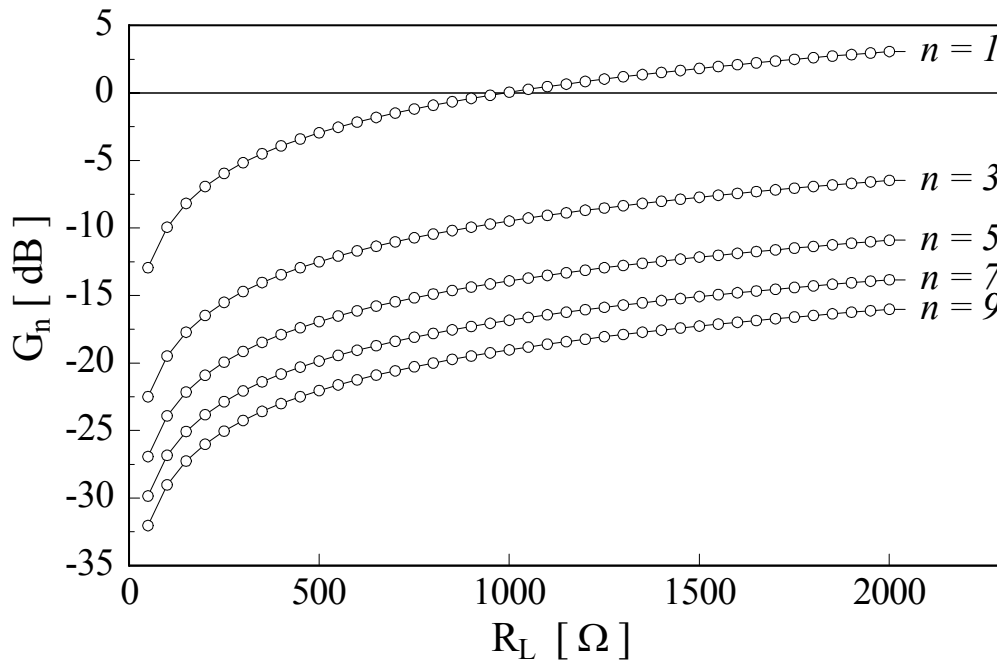
$$G_{2n} = G'_{2n} = 0 \quad n = 0, 1 \dots \infty$$

Die Konversionsgewinne sind damit direkt proportional zum verwendeten Lastwiderstand  $R_L$ . Aus Gleichung (6.116) geht hervor, dass bei LO-Grundwellenmischung ( $n = 0$ ) für  $R_L > 1 \text{ k}\Omega$  eine verstärkende Konversion auftritt.

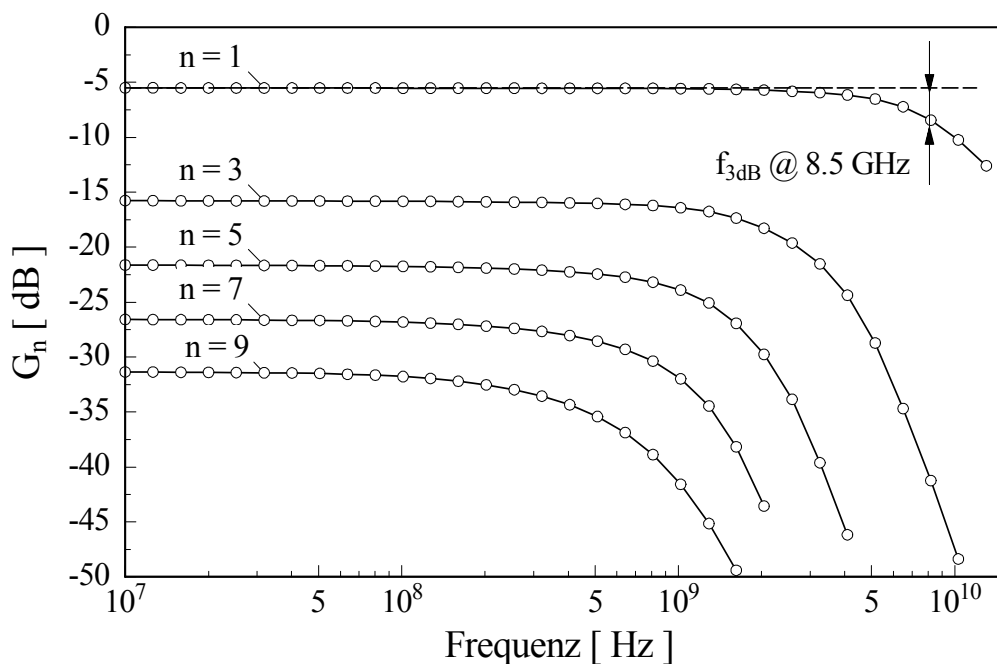
Im Diagramm 6.57 sind die logarithmierten Konversionsgewinne über dem Lastwiderstandswert gemäß der Gleichung (6.116) aufgetragen.

Die im Bild 6.57 gezeigten Konversionsgewinne gelten nur für den Betriebsfall weit unterhalb der Mischergrenzfrequenzen. Bei Verwendung eines Einfinger HBT mit einer Emittergrundfläche von  $3 \times 30 \mu\text{m}^2$  tritt ab etwa  $f_{LO} = 3 \text{ GHz}$  eine merkliche Abnahme des Konversionsgewinnes auf (vgl. Bild 6.58).

Dieser ist zum einen durch die im Abschnitt 6.3.1.2 gezeigte frequenzabhängige Steilheit und zum anderen infolge eines veränderten Schaltverhaltens in der Mischzelle aufgrund unvermeidlicher Transistorkapazitäten bedingt.



**Bild 6.57** Konversionsgewinn der Mischstufe im Schaltbetrieb als Funktion des Lastwiderstandes  $R_L$



**Bild 6.58** simulierte 3 dB Mischergrenzfrequenz,  
 $V = 15$ ,  $I_o = 4$  mA,  $R_L = 300\Omega$ ,  $f_{IF} = 50$  MHz

Zur Erhöhung der Grenzfrequenz müssen die Basis-Kollektor- und Basis-Emitterkapazitäten verringert werden. In der Mischerzelle bedingen diese eine frequenzabhängige Spannungsteilung des über den Quellwiderstand  $R_0$  zugefügten LO-Signals.

Eine Maximierung des Spannungsabfalls über den Basis-Emitterstrecken der Mischerzellentransistoren erreicht man durch Wahl einer möglichst niederohmigen LO-Quelle und unter Verwendung von kleineren Emitterflächen der Mischertransistoren.

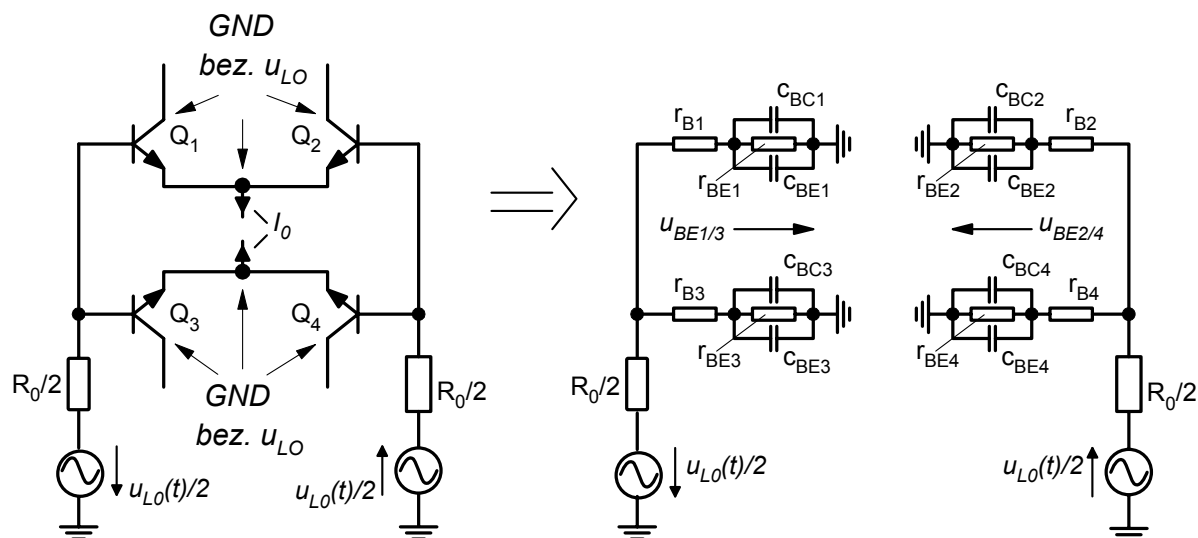


Bild 6.59 Kleinsignalersatzschaltbild der Mischerzellenansteuerung

Der Übertragungspfad zwischen der LO-Quelle und der steuernden Basis-Emitterspannung weist eine Tiefpaßcharakteristik 1.Ordnung auf und kann mit der Gleichung (6.117) beschrieben werden.

(6.117)

$$u_{BE} = \frac{u_{LO}}{2} \cdot \left[ \frac{r_{BE}}{R_0 + r_B + r_{BE}} \right] \cdot \frac{1}{1 + j\omega \cdot \left[ \frac{r_{BE} \cdot (R_0 + r_B)}{R_0 + r_B + r_{BE}} \right] \cdot (c_{BE} + c_{BC})}$$

Wie bereits in Abschnitt 6.3.1.2 gezeigt, hängt die Bandbreite der Mischereingangsstufe stark vom Wert des Abschlusswiderstandes ab. Dieser ist durch den Eingangswiderstand der Mischerzellentransistoren vorgegeben (vgl. Bild 6.60). Aufgrund der Gegentakteinspeisung bilden die Basisanschlüsse bezüglich des RF-Eingangssignals einen virtuellen Massepunkt.

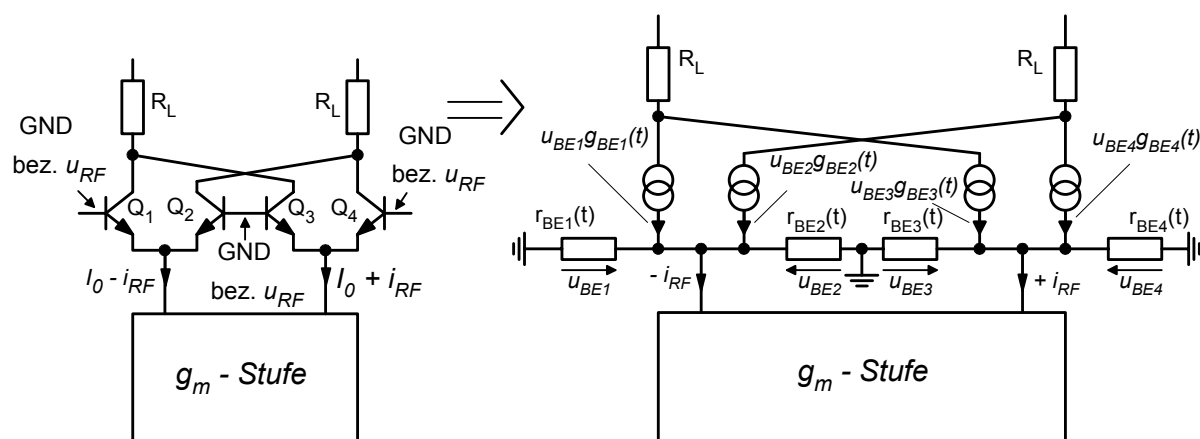


Bild 6.60 Kleinsignalersatzschaltbild zur Bestimmung des Lastwiderstandes der gm-Stufe

Mit den nachfolgenden Betrachtungen soll der Eingangswiderstand in erster Näherung abgeleitet werden. Die Kleinsignalersatzelemente der Mischerzelle sind aufgrund der LO-Aussteuerung zeitabhängig :

$$r_{BE}(t) \approx \frac{\beta \cdot V_{TH}}{I_C(t_{LO})} \quad g_m(t) \approx \frac{I_C(t_{LO})}{V_{TH}} \quad (6.118)$$

Aufgrund der Schaltungssymmetrie sind die Eingangswiderstände der beiden Signalzweige identisch. Aus Sicht des RF-Signals werden die Transistoren  $Q_{1...4}$  in Basis-schaltung betrieben. Der Eingangswiderstand eines einzelnen Transistors lautet somit :

$$r_{IN-B} = \frac{V_{TH}}{I_C(t)} \cdot \frac{1}{1 + \frac{1}{\beta}} \approx \frac{V_{TH}}{I_C(t)} \quad (6.119)$$

Der Zeitverlauf des Kollektorstromes  $I_C$  ist dabei durch die LO-Aussteuerung gegeben. Im Gegensatz zur Eingangsimpedanz eines einzelnen Transistors weisen die Zweigimpedanzen aus  $Q_1 / Q_2$  und  $Q_3 / Q_4$  keine Zeitabhängigkeit mehr auf :

$$r_{Q1-Q2} = \left\{ \frac{I_{C1}(t)}{V_{TH}} + \frac{I_0 - I_{C1}(t)}{V_{TH}} \right\}^{-1} = \frac{V_{TH}}{I_0} = r_{Q3-Q4} \quad (6.120)$$

Das Verhältnis aus Thermospannung und Zellruhestrom  $I_0$  gibt somit die Lastimpedanz der gm-Eingangsstufe an und verändert damit deren Bandbreite. Die Wahl der  $R_L$ -Lastwiderstandswerte führt aufgrund der Isolation der Basisschaltung zu keiner Veränderung der Lastimpedanz der gm-Stufe. Zur Abschätzung der erreichbaren Bandbreiten ist in Bild 6.61 der Betragsfrequenzgang der Steilheit für verschiedene Ruhestrome bei Verwendung des  $3 \times 30 \mu m^2$  HBT-Großsignalmodells dargestellt. Zur Vermeidung des Einflusses der Kollektor-Basis-Kapazität in den Ausgangstransistoren der Eingangsstufe wurde die Kollektor-Basisspannung konstant auf den Wert 1V gesetzt.

Neben den betrachteten Bandbegrenzungen der RF- und LO-Signale ist auch die IF-Ausgangsfrequenz durch die unvermeidlichen Transistorkapazitäten in ihrer Bandbreite begrenzt. Während bei Abwärtsmischern mit IF-Frequenzen unterhalb von 1GHz für Lastwiderstände mit  $R_L < 1k\Omega$  noch keine Bandbegrenzung auftritt, kann z.B. bei Aufwärtsmischern mit höheren IF-Frequenzen diese merklich gedämpft sein. Die Ursache des Tiefpaßverhaltens am IF-Ausgang ist in der frequenzabhängigen Aufteilung des IF-Ausgangsstromes zwischen Lastwiderstand und Kollektor-Basis-Kapazität der Mischerzellentransistoren begründet.

Die Übertragungsfunktion vom IF-Strom  $i_{IF}$  zur IF-Ausgangsspannung  $u_{IF}$  weist eine Tiefpaßcharakteristik 1.Ordnung auf :

$$u_{IF} = \frac{R_L \cdot i_{IF}}{1 + j\omega \cdot c_{BC} R_L} \quad f_{3dB\_IF} = \frac{1}{2\pi \cdot c_{BC} R_L} \quad (6.121)$$

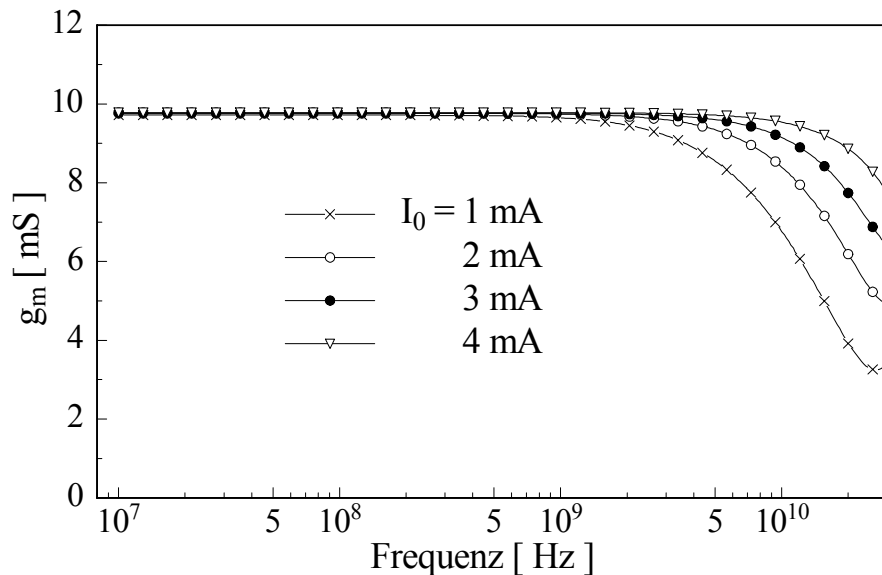


Bild 6.61  $g_m$ -Betragsfrequenzgang der Eingangsstufe mit  $3 \times 30 \mu\text{m}^2$  HBTs

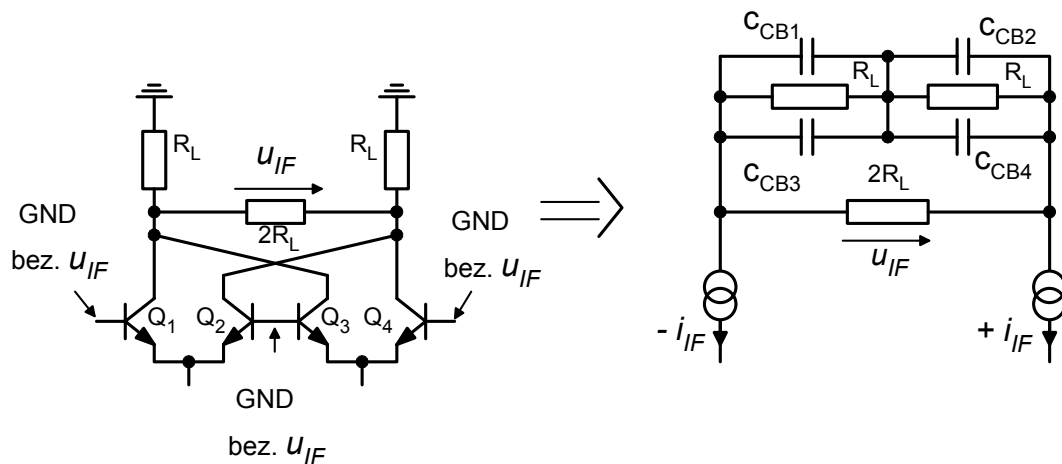
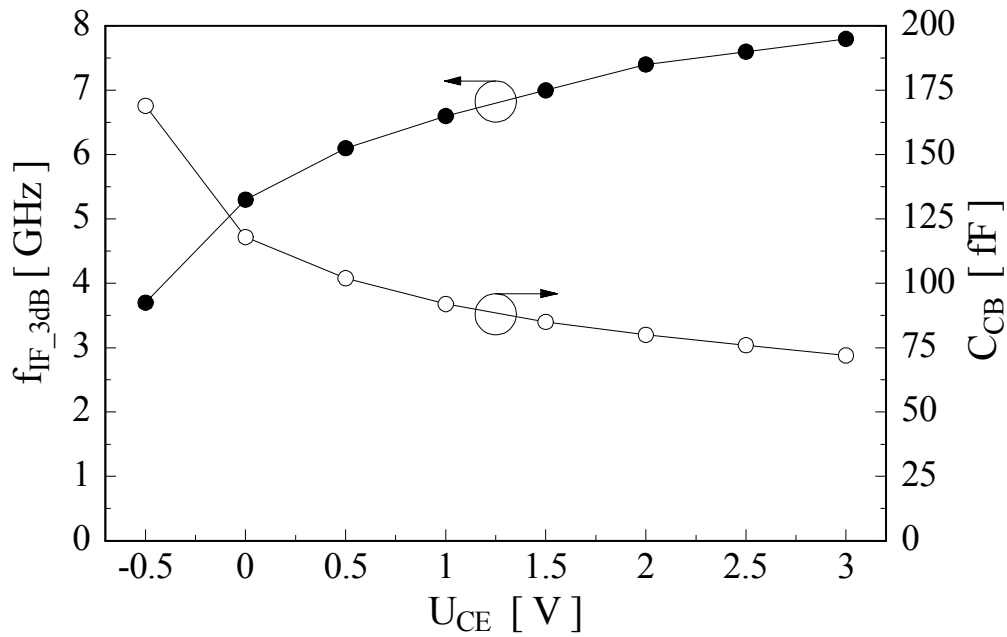
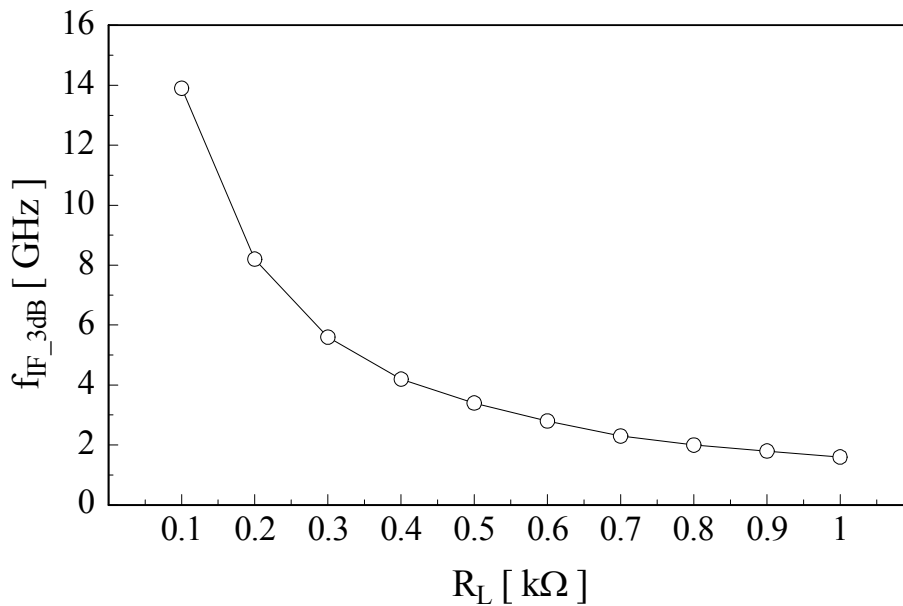


Bild 6.62 Kleinsignalersatzschaltbild des IF-Ausgangskreises

Aufgrund der Spannungsabhängigkeit der Kollektor-Basis-Sperrschichtkapazität ist die IF-Bandbreite vom gewählten Arbeitspunkt  $U_{CB}$  der Mischerzellentransistoren beeinflussbar :



**Bild 6.63** simulierte Mischerbandbreite in Abhängigkeit von der Kollektor-Basis-Spannung der  $3 \times 30 \mu\text{m}^2$  Mischerzellentransistoren,  $I_0 = 4 \text{ mA}$ ,  $R_L = 250 \Omega$ ,  $f_{LO} = 1 \text{ GHz}$ ,  $f_{RF} = f_{LO} + f_{IF}$



**Bild 6.64** simulierte Mischerbandbreite in Abhängigkeit vom Lastwiderstand  $R_L$ ,  $A_E = 3 \times 30 \mu\text{m}^2$ ,  $I_0 = 4 \text{ mA}$ ,  $U_{CE} = 1 \text{ V}$ ,  $f_{LO} = 1 \text{ GHz}$ ,  $f_{RF} = f_{LO} + f_{IF}$

Unter Zuhilfenahme einfacher Skalierungsgleichungen der Großsignalparameter wurde die 3dB-Grenzfrequenz der Mischstufe anhand von *Harmonic-Balance-Simulationen* als Funktion der Transistorgröße bestimmt. Dabei ist nur die Längenausdehnung des Emittierfingers unter Beibehaltung der  $3 \mu\text{m}$  Weite variiert worden.

Die verwendeten Skalierungsgleichungen lauten :

Sättigungsströme : ( 6.122 )

$$\begin{aligned} I_{SCC} &= I_{SCC\_3x30\mu m} \cdot Sk & I_{SEE} &= I_{SEE\_3x30\mu m} \cdot Sk \\ I_{SBE} &= I_{SBE\_3x30\mu m} \cdot Sk \end{aligned}$$

Sperrschichtkapazitäten :

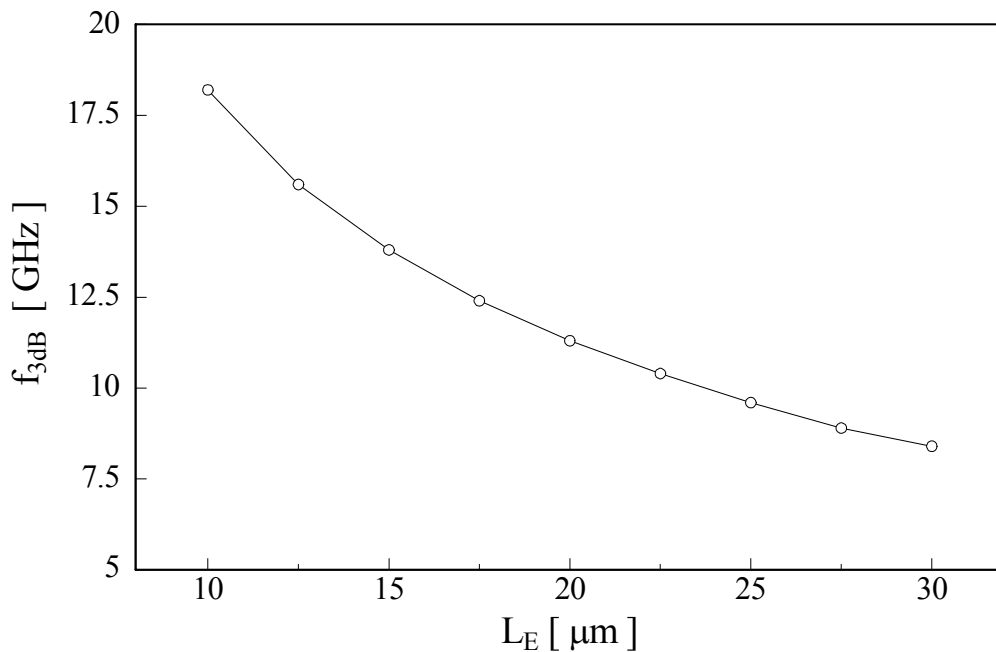
$$c_{BC} = c_{BC\_3x30\mu m} \cdot Sk \quad c_{BE} = c_{BE\_3x30\mu m} \cdot Sk \quad ( 6.123 )$$

Basiswiderstand :

$$r_B = r_B \cdot Sk^{-1} \quad \text{mit} \quad Sk = \frac{L_E [\mu m]}{30} \quad ( 6.124 )$$

In Bild 6.65 sind die simulierten Mischerbandbreiten über den Emitterabmaßen dargestellt. Um eine Vergleichbarkeit zu gewährleisten, wurden dabei die Arbeitspunkte aller Transistoren konstant gehalten ( $U_{CE} = 1V$ ,  $I_0 = 4mA$ ,  $R_L = 250\Omega$ ).

Mit den in dieser Arbeit verwendeten  $3x30\mu m^2$  HBTs lassen sich Schaltmischer mit Bandbreiten von etwa 8GHz realisieren.



**Bild 6.65** Mischerbandbreite in Abhängigkeit von der Emittergröße  $A_E = 3 \times L_E \mu m^2$ ,  
 $I_0 = 4 \text{ mA}$ ,  $U_{CE} = 1 \text{ V}$ ,  $f_{IF} = 50 \text{ MHz}$ ,  $f_{RF} = f_{LO} + f_{IF}$

### 6.4.4.2 Simulierte Rauschzahlen der aktiven Mischstufe

Nachdem die Konversionsgewinne der einzelnen LO-Harmonischen und die Ausgangsrauschspannungen bestimmt sind, ist die Einseitenbandrauschzahl mittels der Gleichung (6.105) berechenbar. Betreibt man die Mischstufe im Schaltbetrieb, sind die Konversionsgewinne in der geschlossenen Form (6.116) darstellbar und lassen sich direkt in die Definitionsgleichung der Rauschzahl einsetzen :

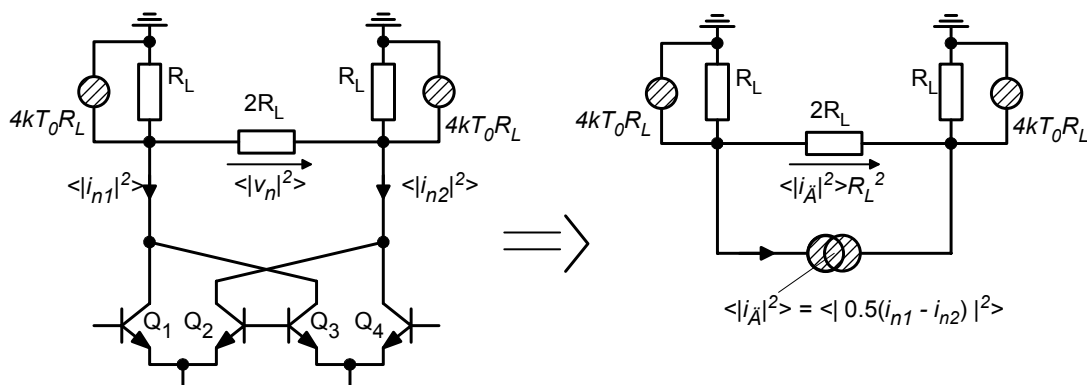
$$F_{SSB} = \frac{\frac{kT_0 \cdot R_L}{R_0 \cdot \pi^2} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(2n+1)^2} + \frac{v_n^2}{2R_L}}{kT_0 \cdot \frac{R_L}{2R_0 \cdot \pi^2}} \quad (6.125)$$

Führt man die Summation aus und vereinfacht, folgt :

$$F_{SSB} = \frac{\pi^2}{4} + \frac{v_n^2}{R_L^2} \cdot \frac{R_0 \cdot \pi^2}{kT_0} \quad (6.126)$$

Die Rauschzahl eines idealen Schaltmischers ( $v_n = 0$ ) beträgt aufgrund der Rauschleistungskonversion von den Nebenempfangsbändern bereits 3.9dB. Für reale Mischstufen ( $v_n > 0$ ) bewirkt der zweite Term den Anstieg der Rauschzahl infolge der internen Mischerrauschquellen. Die Rauschzahlbeschreibung in Form der Gleichung (6.126) lässt vermuten, dass man sich der 3.9dB Grenze beliebig durch Anheben des Konversionsgewinnes infolge großer  $R_L$ -Werte nähern kann. Dies ist jedoch nicht der Fall, da sowohl das Nutzsignal als auch das Rauschen am Ausgang des Schaltmischers in Stromform vorliegen und erst von den IF-Lastwiderständen ( $R_L$ ) in die Spannungsform überführt werden. Zur Trennung des thermischen Lastwiderstandsrauschens vom Rauschen des übrigen Mischers ist es günstig, die am IF-Ausgang anliegende Rauschspannung  $v_n$  durch einen äquivalenten Rauschstrom  $i_{\tilde{A}}$  zu ersetzen :

$$F_{SSB} = \frac{\pi^2}{4} + i_{\tilde{A}}^2 \cdot \frac{R_0 \cdot \pi^2}{kT_0} + \frac{2R_0 \cdot \pi^2}{R_L} \quad (6.127)$$



**Bild 6.66** Substitution der Ausgangsrauschspannung  $\langle |v_n|^2 \rangle$  durch eine äquivalente Rauschstromquelle innerhalb des IF-Ausgangsnetzwerkes

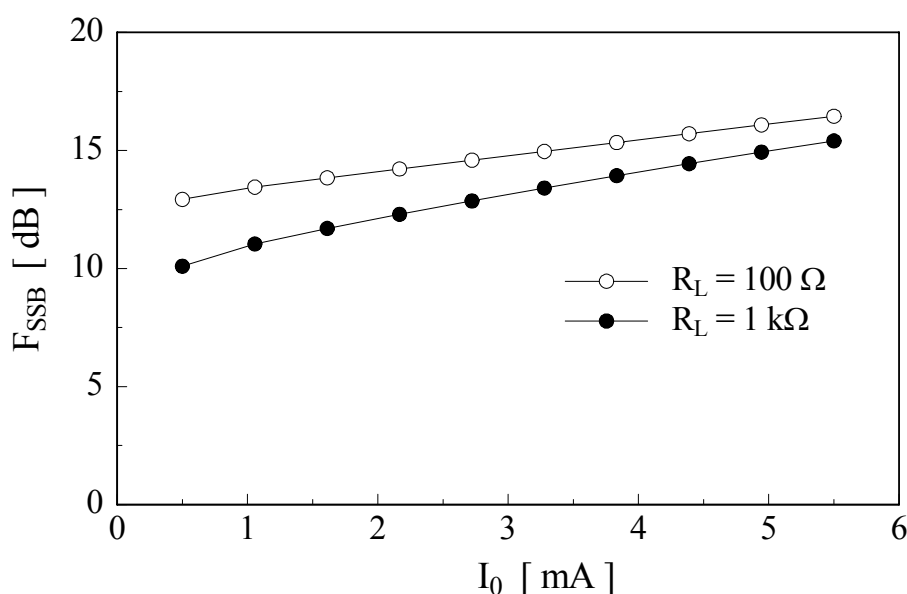
Nun wird deutlich, dass der Lastwiderstand  $R_L$  nur den Wert eines weiteren Terms bestimmt. Den größten Einfluss hat dieser Term für kleine  $R_L$ -Werte, da in diesem Fall der Konversionsgewinn gering ist und somit das thermische Rauschen der Lastwiderstände gegenüber dem schwächeren Nutzsignal stärker in Erscheinung tritt.

Für eine Eingangsimpedanz von  $R_0 = 50\Omega$  vermindert sich die Rauschzahl der Mischstufe bei einer Lastwiderstandsänderung von  $100\Omega$  auf  $1k\Omega$  um etwa 9, obwohl der Wert des thermischen Lastwiderstandsrauschens am IF-Ausgang angestiegen ist.

In den folgenden Diagrammen sind Simulationsergebnisse der Einseitenbandrauschzahl über einzelnen Arbeitspunktparametern der Mischstufe aufgetragen.

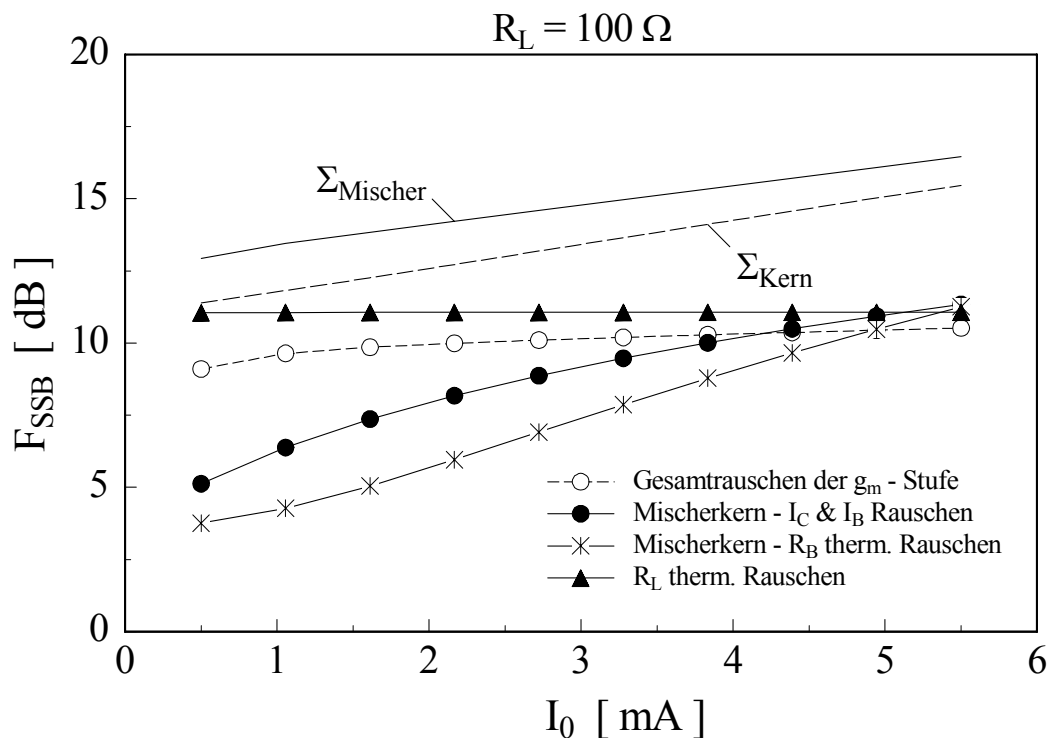
Die Bilder 6.67 bis 6.69 zeigen die Abhängigkeit der Rauschzahl vom Gleichstrom durch die Mischerzelle für je zwei Lastwiderstandswerte. Mit dem Stromwerten steigt die Rauschzahl stetig an, wobei für  $R_L = 1k\Omega$  das thermische Lastwiderstandsrauschen gegenüber den übrigen Rauschquellen der Mischerzelle aufgrund des höheren Konversionsgewinns zunehmend vernachlässigbar wird.

Das Schrotrauschen nimmt mit dem Ruhestrom  $I_0$  zu und wird schließlich zur dominierenden Rauschquelle. Dies äußert sich in der Annäherung der logarithmierten Rauschzahlkurven der beiden Lastwiderstandswerte ( $R_L = 100\Omega$  &  $1k\Omega$ ) wie in Bild 6.67 gezeigt:

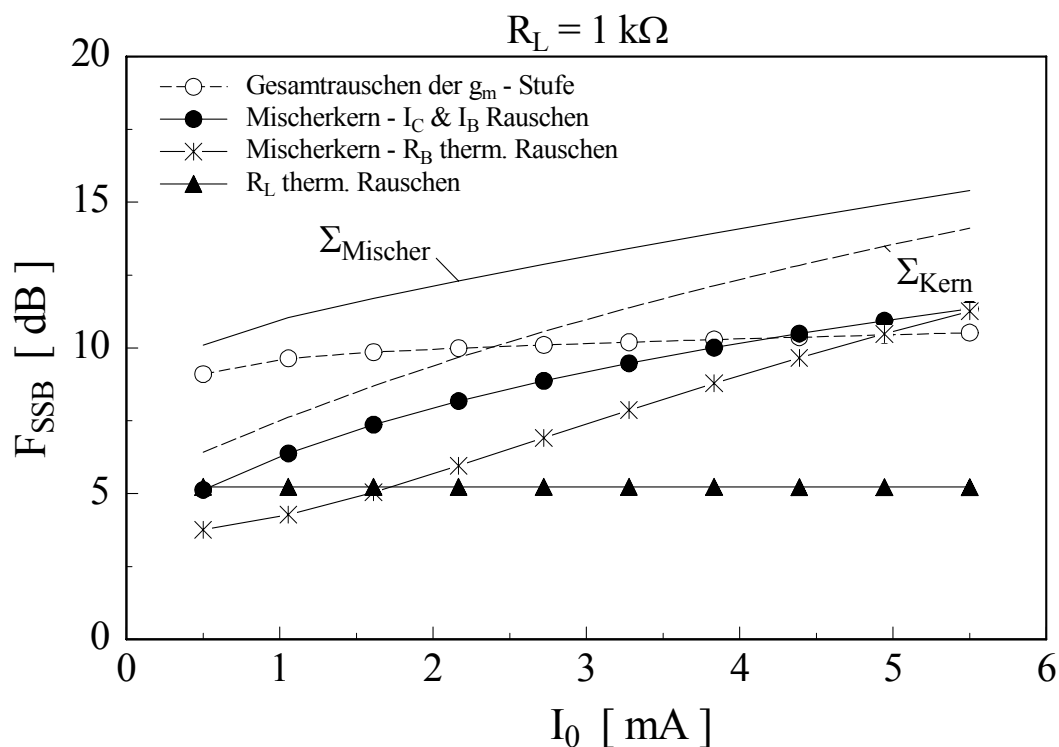


**Bild 6.67** ADS-Simulation der Einseitenband-Rauschzahl der Mischstufe in Abhängigkeit vom Zellruhestrom  $I_0$ ,  $U_{LO} = 15V_{TH}$ ,  $f_{LO} = 100$  MHz,  $f_{IF} = 5$  MHz

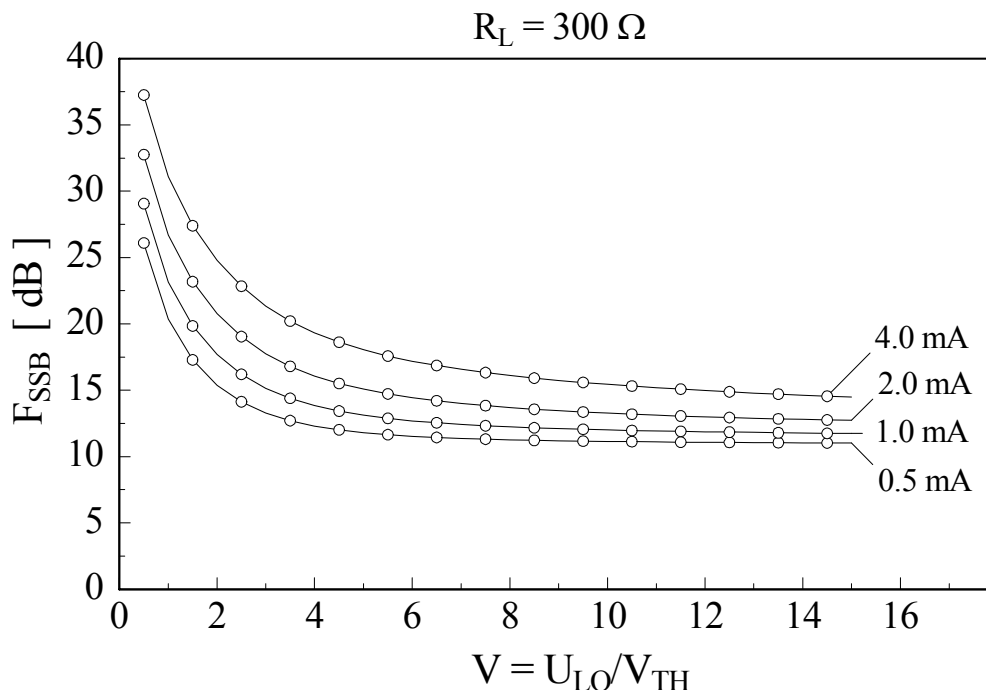
Zur Bestimmung des Einflusses der einzelnen Rauschquellen zeigen die Bilder 6.68 und 6.69 die Zusammensetzung der Rauschzahlwerte. Dabei wurden jeweils nur das Rauschen der gm-Stufe, das thermische Rauschen der Basiswiderstände sowie die Schrotrauschquellen der Mischerzellen-HBTs in der Simulation berücksichtigt.



**Bild 6.68** Simulierte Einseitenband-Rauschzahl der Mischstufe in Abhängigkeit vom Zellruhestrom  $I_0$  – Unterscheidung nach Rauschursachen,  
 $U_{LO} = 15V_{TH}$ ,  $f_{LO} = 100 \text{ MHz}$ ,  $f_{IF} = 5 \text{ MHz}$ ,  $R_0 = 50\Omega$ ,  $R_L = 100 \, \Omega$



**Bild 6.69** Simulierte Einseitenband-Rauschzahl der Mischstufe in Abhängigkeit vom Zellruhestrom  $I_0$  – Unterscheidung nach Rauschursachen,  
 $U_{LO} = 15 V_{TH}$ ,  $f_{LO} = 100 \text{ MHz}$ ,  $f_{IF} = 5 \text{ MHz}$ ,  $R_0 = 50\Omega$ ,  $R_L = 1\text{k}\Omega$  ( Legende s. Bild 6.68 )



**Bild 6.70** Simulierte Einseitenband-Rauschzahl der Mischstufe in Abhängigkeit vom der LO-Aussteuerung ,  $U_{LO} = 15V_{TH}$ ,  $f_{LO} = 100 \text{ MHz}$ ,  $f_{IF} = 5 \text{ MHz}$ ,  $R_0 = 50 \, \Omega$ ,  $R_L = 300 \, \Omega$

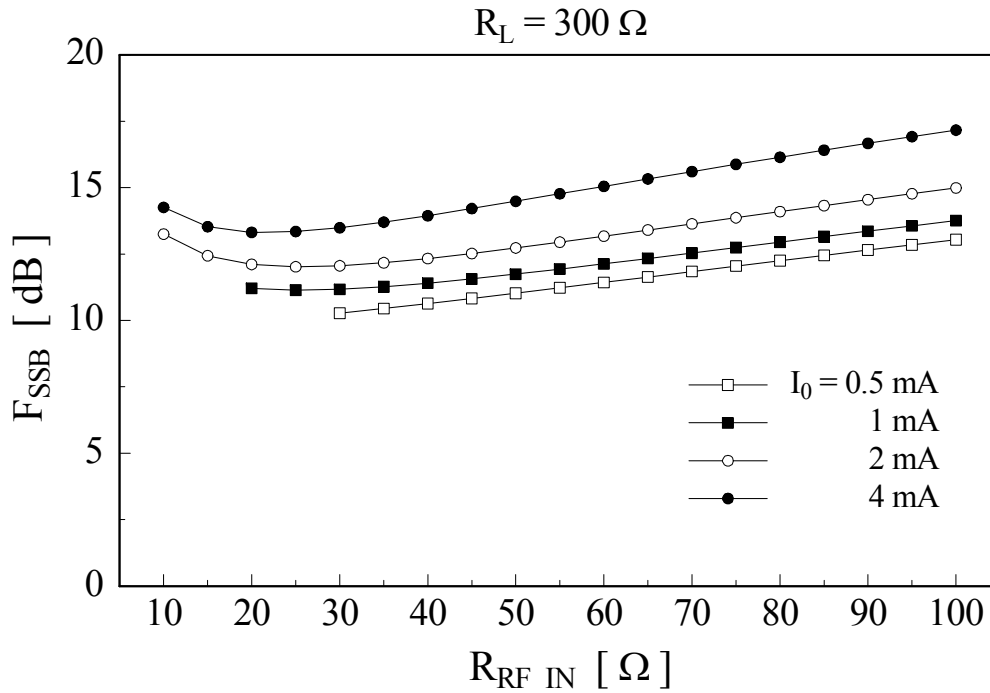
Die Absenkung des Stromes bewirkt geringere Schrotrauschströme und damit kleinere Rauschzahlen. Beim Design von aktiven Mixern mit Bipolartransistoren sollten die Ruhestrome deshalb möglichst gering gehalten werden.

Ist es möglich die RF-Quellimpedanz und damit die Eingangsimpedanz der aktiven Mischstufe zu wählen, dann wird das Design mit der geringeren Impedanz  $R_0$  die bessere Rauschperformance haben. Bild 6.71 zeigt eine Auftragung von  $F_{SSB}$  über der Eingangsimpedanz. Die Abnahme der Rauschzahl zu kleineren  $R_{IN}$ -Werten erklärt sich aus dem damit verbundenen Steilheitsanstieg. Dieser sorgt für eine Anhebung sowohl des Nutzsignals, als auch des Eingangsrauschens. Da der anschließend in der Mischzelle zugefügte Schrotrauschstrom nicht dieser Verstärkung unterliegt, verändert sich das Signal-Rauschverhältnis zugunsten einer geringeren Rauschzahl. Aufgrund der Abhängigkeit der Eingangsanpassung vom Ruhestrom  $I_0$  können die  $R_{IN}$ -Werte nicht beliebig gewählt werden, sondern unterliegen der folgenden unteren Begrenzung :

$$R_{IN} > \frac{1}{2} \cdot \frac{V_{TH}}{I_0} \quad (6.128)$$

Kleinere Quellwiderstandswerte sind durch Wahl der  $R_E$  Widerstände nicht mehr an die Eingangsimpedanz der gm-Stufe anpassbar.

Eine teilweise Entkopplung zwischen der Eingangsimpedanz und den  $R_E$ -Widerstandswerten erreicht man durch die Serienschaltung eines Widerstandes an den Eingang der gm-Stufe. Dieser zusätzliche Freiheitsgrad kann, wie noch gezeigt wird, zur Einstellung eines optimalen Großsignalverhaltens verwendet werden.



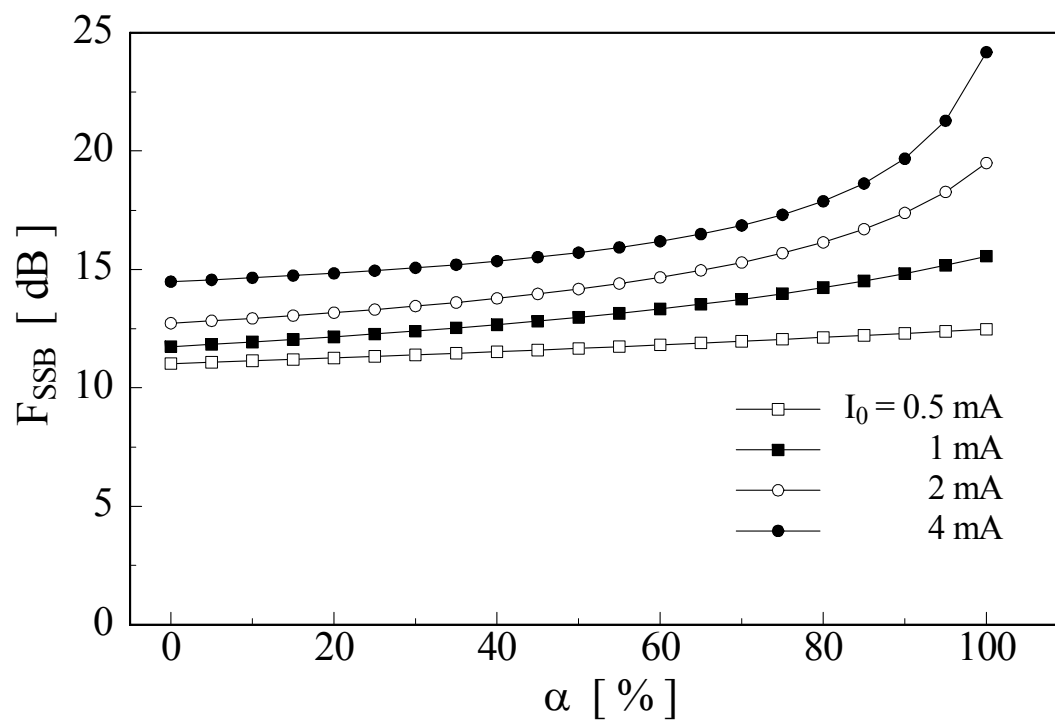
**Bild 6.71** Simulierte Einseitenband-Rauschzahl der Mischstufe in Abhängigkeit vom der Eingangsimpedanz  $R_{IN}$ ,  $U_{LO} = 15V_{TH}$ ,  $f_{LO} = 100 \text{ MHz}$ ,  $f_{IF} = 5 \text{ MHz}$ ,  $R_0 = 50\Omega$ ,  $R_L = 300\Omega$

Zur Sicherstellung der Eingangsanpassung gelten die folgenden Dimensionierungsgleichungen :

$$R_{PAD} = \alpha \cdot \left[ R_0 - \frac{V_{TH}}{2I_0} \right] \quad R_E = (1 - \alpha) \cdot \left[ 2R_0 - \frac{V_{TH}}{I_0} \right] \quad (6.129)$$

$$(6.130) \quad \text{mit } \alpha = 0 \dots 1$$

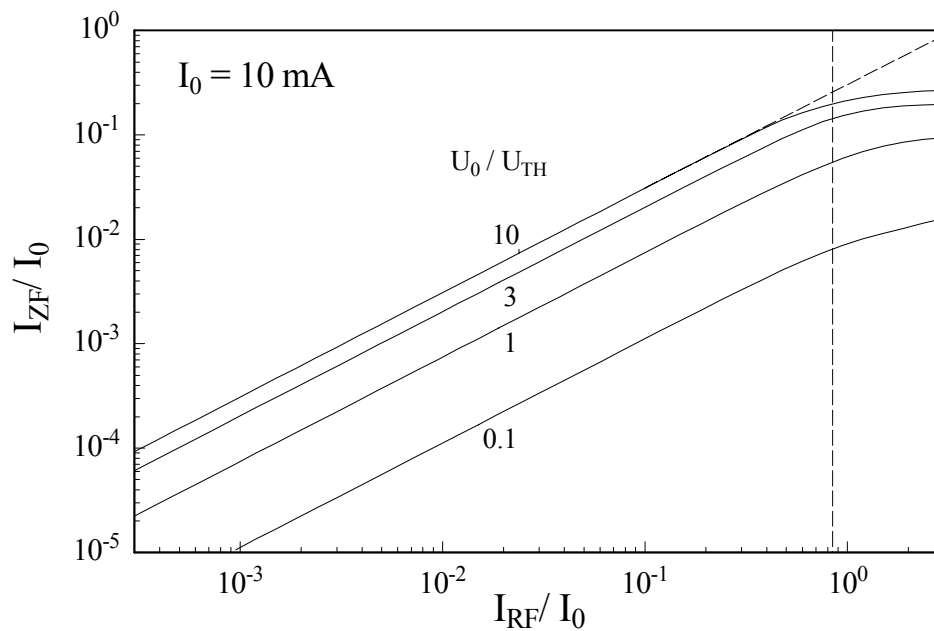
Zur Abschätzung des Einflusses dieser verteilten Anpassung auf die Mischerrauschzahl zeigt Bild 6.72 eine Auftragung über dem Aufteilungsfaktor  $\alpha$ . Für kleine bis mittlere Gleichströme (0.5...2 mA) wirkt sich eine Verlagerung der Eingangsimpedanz von  $R_E$  zu  $R_{PAD}$  nur marginal auf die Mischerrauschzahl aus. Erst für höhere Ströme ( $I_0 > 3 \text{ mA}$ ) und  $\alpha$ -Werte bewirken die Schrotrauschquellen der gm-Stufe einen deutlichen Anstieg der Rauschzahl.



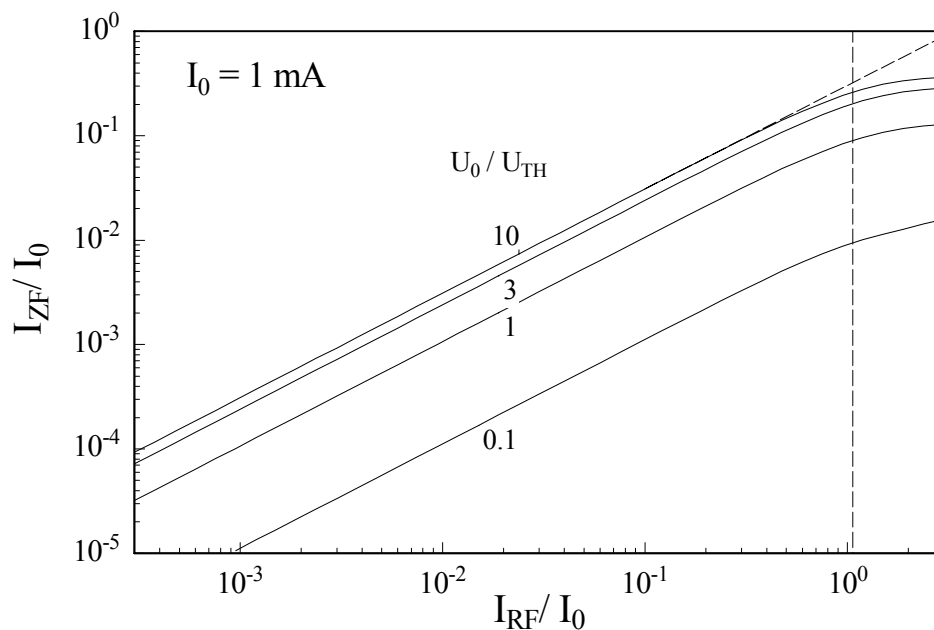
**Bild 6.72** Simulierte Einseitenband-Rauschzahl der Mischstufe in Abhängigkeit vom Aufteilungsfaktor  $\alpha$ ,  $U_{LO} = 15V_{TH}$ ,  $f_{LO} = 100$  MHz,  $f_{IF} = 5$  MHz,  $R_0 = 50\Omega$ ,  $R_L = 300\Omega$



Stromquellen mit dem im Bild 6.74 gezeigten *tanh*-Übertragungsverhalten ersetzt. Aus der Auftragung des normierten IF-Stromes über dem ebenfalls auf den Ruhestrom normierten RF-Strom der Bilder 6.75 und 6.76 ersieht man, dass der Wert des 1-dB-Kompressionspunktes nahezu unabhängig von der LO-Aussteuerung ist und etwa bei  $I_{RF} = I_0$  erreicht wird. Das Kompressionsverhalten der aktiven Mischstufe ist somit nur von den RF-Stromquellen  $i_1(t)$  und  $i_2(t)$  bestimmt, da deren maximale Ausgangsströme durch den Zellruhestrom begrenzt sind.



**Bild 6.75 ADS-Simulation der Kompression des IF-Stromes der aktiven Mischstufe aus Bild 6.73 für  $I_0 = 10 \text{ mA}$**



**Bild 6.76 ADS-Simulation der Kompression des IF-Stromes der aktiven Mischstufe aus Bild 6.73 für  $I_0 = 1 \text{ mA}$**

Für RF-Ströme oberhalb dieser Aussteuerergrenze treten entsprechende Verzerrungen auf, die sich in einer Abnahme des IF-Stromes niederschlagen. Damit ist gezeigt, dass der 1-dB-Kompressionspunkt der aktiven Mischstufe nicht durch die Mischerzelle begrenzt wird, sondern durch den Wert des Ruhestromes  $I_0$ . Die Höhe des Ruhestromes, der durch den maximal zulässigen Verlustleistungsabfall über den Schalttransistoren begrenzt ist, bestimmt damit das Aussteuerverhalten eines Schaltmischers mit idealer gm-Eingangsstufe.

### 6.5.2 Kompressionsverhalten der gm-Eingangsstufe

Die Eingangsstufe des in dieser Arbeit untersuchten Mischers besteht im Wesentlichen aus einer gegengekoppelten Basisschaltung (Q1 vgl. Bild 6.77) und einer Stromspiegelschaltung. Zur Untersuchung der Begrenzungseigenschaften wird zunächst versucht, einen geschlossenen Ausdruck für die Abhängigkeit des Ausgangsstromes von der Eingangsspannung zu entwickeln. In Bild 6.77 ist eine stark vereinfachte Ersatzschaltung zur Analyse der Basisschaltung gezeigt.

Die Auswertung der Spannungsmasche zwischen BE-Anschluss und der Masse ergibt :

$$u_{IN} = -i_{OUT} \cdot \left[ (1 + \beta^{-1}) \cdot R_E + \beta^{-1} r_B \right] - u_{BE} = -i_{OUT} \cdot R_\Sigma - u_{BE} \quad (6.131)$$

Da der Ausgangsstrom  $i_{OUT}$  identisch mit dem Kollektorstrom ist, kann dieser als Funktion der BE-Spannung geschrieben werden :

$$u_{IN} = -I_S \exp\left(\frac{u_{BE}}{V_{TH}}\right) \cdot R_\Sigma - u_{BE} \quad (6.132)$$

Bei dieser Gleichung handelt es sich um eine transzendente Funktion bezüglich der Variablen  $u_{IN}$  und  $u_{BE}$ . Eine direkte Bestimmung des Ausgangsstromes über  $u_{BE}$  bei bekannter Eingangsspannung  $u_{IN}$  ist demnach nicht möglich.

Nähert man die Exponentialfunktion jedoch durch eine abgebrochene Potenzreihe an, lässt sich der Ausdruck 6.132 wie in Gleichung (6.133) gezeigt auflösen.

$$u_{IN} = a \cdot \frac{u_{BE}}{V_{TH}} + b \cdot \left(\frac{u_{BE}}{V_{TH}}\right)^2 + c \cdot \left(\frac{u_{BE}}{V_{TH}}\right)^3 + d \cdot \left(\frac{u_{BE}}{V_{TH}}\right)^4 + e \cdot \left(\frac{u_{BE}}{V_{TH}}\right)^5 \quad (6.133)$$

mit

$$a = I_0 R_\Sigma + V_{TH} \quad b = \frac{I_0 R_\Sigma}{2} \quad c = \frac{I_0 R_\Sigma}{6} \quad d = \frac{I_0 R_\Sigma}{24} \quad e = \frac{I_0 R_\Sigma}{120}$$

Dabei handelt es sich um eine Näherungsbeziehung die Ihre Gültigkeit für hohe  $u_{BE}$  Pegel verliert, da eine Konvergenz der verkürzten Potenzreihe dann nicht mehr gewährleistet ist. Es muss also unbedingt geprüft werden, ob die Konvergenz der Gleichung (6.133) im Fall der 1-dB-Kompression gewährleistet ist.

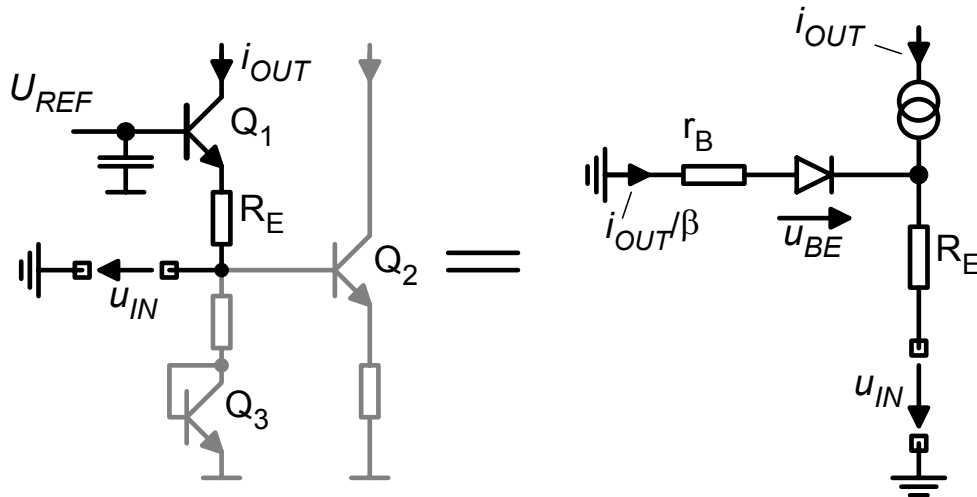


Bild 6.77 vereinfachtes Großsignalersatzschaltbild der gm-Eingangsstufe

Ist dies der Fall, erhält man durch Umkehrung der Potenzreihe die gewünschte Beziehung zwischen der angelegten Eingangsspannung und dem Steuerterm  $u_{BE} / V_{TH}$ .

$$\left( \frac{u_{BE}}{V_{TH}} \right) = A \cdot u_{IN} + B \cdot u_{IN}^2 + C \cdot u_{IN}^3 + D \cdot u_{IN}^4 + E \cdot u_{IN}^5 \quad (6.134)$$

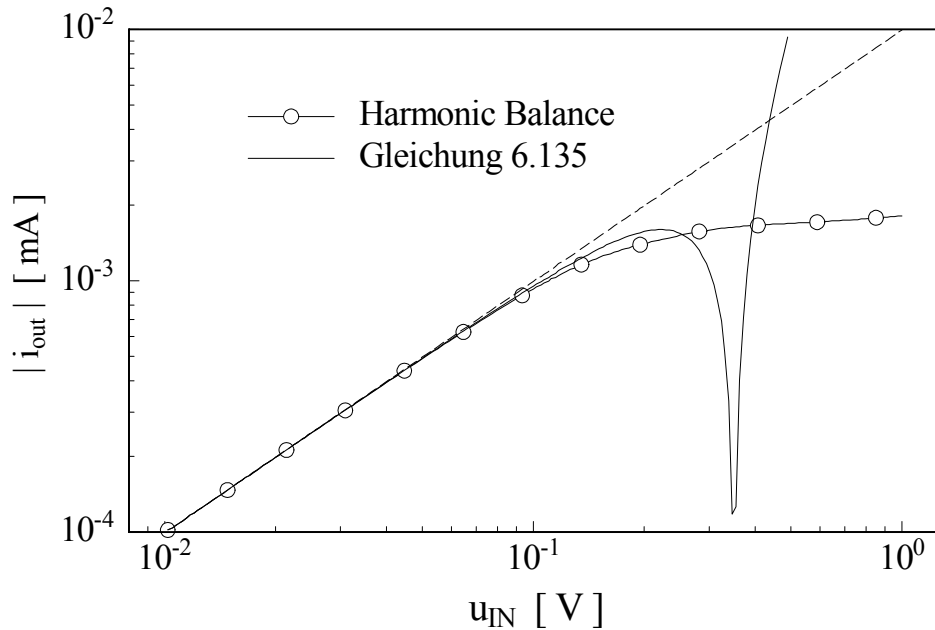
Die Koeffizienten  $A$  bis  $E$  dieser inversen Funktion lassen sich aus den Koeffizienten  $a$  bis  $e$  ermitteln [91]. Den Zusammenhang zwischen der Eingangsspannung und dem Ausgangsstrom erhält man schließlich durch Einsetzen der Gleichung (6.134) in die verkürzte Potenzreihe der *exp*-Funktion (Transistorgleichung) in Form von :

$$i_{OUT} = C_1 \cdot u_{IN} + C_2 \cdot u_{IN}^2 + C_3 \cdot u_{IN}^3 + C_4 \cdot u_{IN}^4 + C_5 \cdot u_{IN}^5 \quad (6.135)$$

$C_{1...5}$  sind Funktionen von  $A \dots E$  und damit auch von  $a \dots e$

Zur Ermittlung des Konvergenzbereiches der Gleichung (6.135) zeigt Bild 6.78 die Auftragung der Signalstromamplitude über der RF-Eingangsspannung im Vergleich zu den Ergebnissen einer Harmonic Balance Simulation.

Aufgrund des sehr großen Aussteuerbereichs der gm-Eingangsstufe zeigt sich für den dargestellten Fall schon eine deutliche Abweichung zu den simulierten Werten im Bereich der 1-dB-Kompression. Dies bedeutet, dass der Steuerterm  $u_{BE} / V_{TH}$  Werte größer 1 aufweist und damit zur Konvergenz der Gleichung (6.133) die verkürzte Potenzreihe wesentlich mehr Terme enthalten muss. Der damit verbundene mathematische Aufwand lässt eine sinnvolle Auswertung der sehr komplexen Gleichungen leider nicht mehr zu. Aus diesem Grund basieren die nachfolgenden Betrachtungen zur Aussteuerbegrenzung ausschließlich auf Harmonic Balance Simulationen unter Verwendung des HBT-Großsignalmodells aus Abschnitt 4.2.

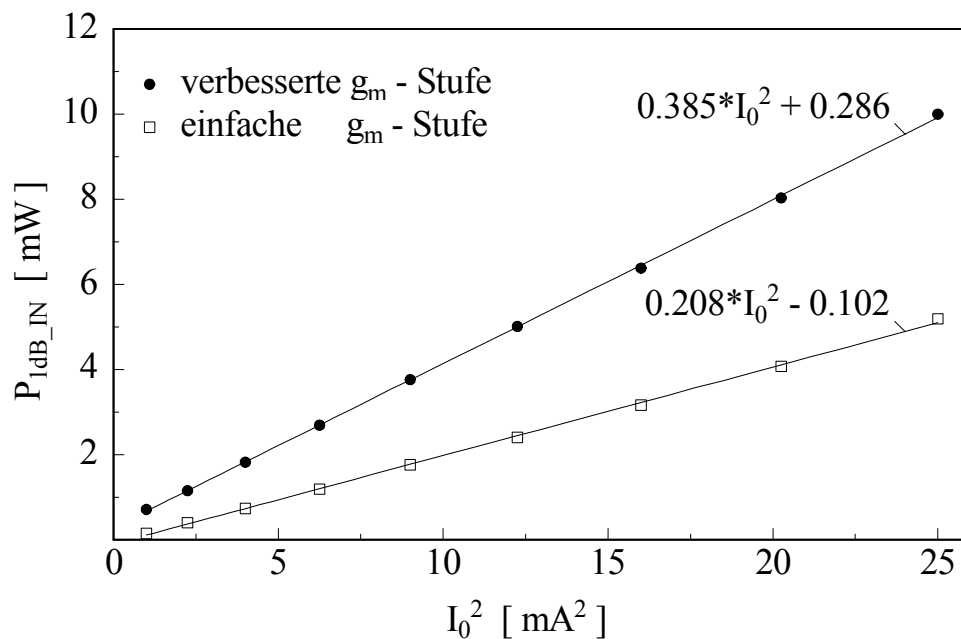


**Bild 6.78** Test auf Konvergenz der verkürzten Potenzreihe ( 6.135 ) unter Verwendung von Harmonic Balance Simulationen,  $I_0 = 1 \text{ mA}$

Die Ergebnisse der Simulationen zum eingangsbezogenen 1-dB-Kompressionspunkt sind in Bild 6.79 über dem Quadrat des Ruhestromes aufgetragen. Die dargestellten Geraden weisen auf eine quadratische Abhängigkeit vom Ruhestrom hin. Zur Abschätzung der RF-Eingangsleistung, bei der die 1-dB-Kompression auftritt, kann die folgende Beziehung verwendet werden :

$$P_{1dB\_IN} = 0.385 \cdot I_0^2 + 0.286 \quad I_0 \quad [\text{mA}] \quad (6.136)$$

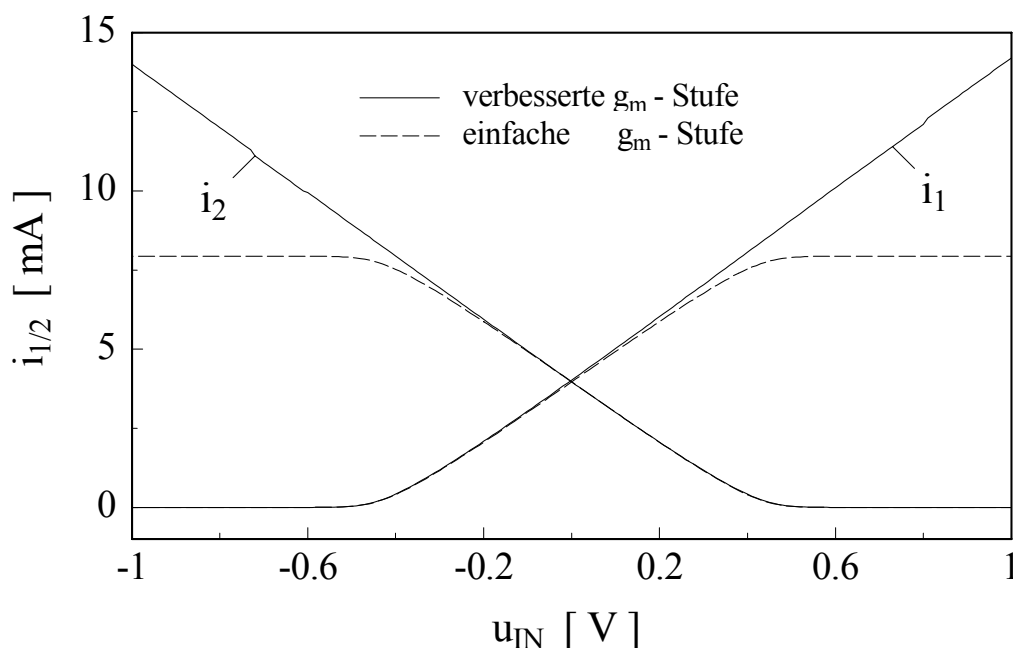
$$P_{1dB\_IN} \quad [\text{mW}]$$



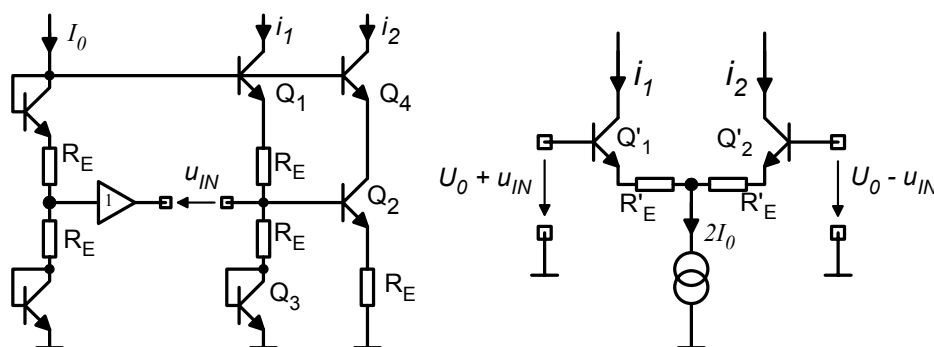
**Bild 6.79** Auftragung des eingangsbezogenen 1-dB-Kompressionspunktes der  $g_m$ -Stufe über dem Quadrat des Zellenruhestroms  $I_0$ ,  $R_0 = 50 \Omega$

Im Vergleich mit einer emittergekoppelten gm-Stufe, deren Steilheit durch Emitterwiderstände angepasst wurde ( $g_m \sim 10 \text{ mS}$ ), hat sich der Aussteuerbereich der im AB-Betrieb arbeitenden Eingangsstufe etwa verdoppelt.

Die Ursache dieser Erweiterung ist aus den in Bild 6.80 gezeigten Aussteuerkennlinien ersichtlich. Während der maximale Ausgangsstrom bei der emittergekoppelten gm-Eingangsstufe durch die speisende Ruhestromquelle begrenzt ist, können sowohl der in Basisschaltung betriebene Transistor  $Q_1$  (vgl. Bild 6.77) als auch die Stromspiegelanordnung aus  $Q_2$  und  $Q_3$  wesentlich höhere Ströme als den doppelten Ruhestromwert liefern. Damit wirkt sich in diesem Fall lediglich die untere Hubbegrenzung, die dem einfachen Ruhestrom entspricht, auf den Kompressionspunkt aus.



**Bild 6.80** Vergleich des Aussteuerverhaltens der einfachen, emittergekoppelten gm-Stufe mit der im AB-Betrieb arbeitenden gm-Stufe,  $I_0 = 4 \text{ mA}$



**Bild 6.81** Simulationsanordnung zum Vergleich des Aussteuerverhaltens der einfachen emittergekoppelten gm-Stufe mit der im AB-Betrieb arbeitenden gm-Stufe

## 6.6 Kleinsignalverzerrungen der aktiven Mischstufe

Der nutzbare Aussteuerbereich einer Mischstufe kann neben dem 1-dB-Kompressionspunkt schon bei weit kleineren Pegeln infolge von Intermodulationsverzerrungen begrenzt sein. Besonders in Breitbandsystemen mit eng benachbarten Kanälen ist die Linearität der Systemkomponenten von großer Bedeutung. Hierbei wirken sich die Intermodulationsprodukte 3. Ordnung besonders negativ aus, da diese zu unerwünschten Übersprechen benachbarter Kanäle führen. Bei Empfangssystemen mit Direktkonversion ins Basisband spielen hingegen die Intermodulationsprodukte 2. Ordnung eine entscheidende Rolle, da diese durch die Erzeugung von Offsetspannungen/-strömen zu einer Arbeitspunktverschiebung in den Eingangsstufen führen können [92]. In dieser Arbeit werden ausschließlich die in Breitbandsystemen begrenzenden Intermodulationen 3. Ordnung untersucht.

Innerhalb der aktiven Mischstufe entstehen Signalverzerrungen zunächst bei der Umwandlung der RF-Eingangsspannung in äquivalent, komplementäre Signalströme und beim nichtidealen Umschaltprozess innerhalb des Mischerkerns. Damit setzen sich Intermodulationsprodukte in den IF-Ausgangsströmen aus Anteilen der gm-Stufe und des Mischerkerns zusammen. Die ausgangsseitige Strom-/Spannungswandlung innerhalb der IF-Last sei als idealer Prozess intermodulationsfrei angenommen. Dies gilt für kleine bis mittlere Ausgangspegel, bei denen die integrierten Halbleiterwiderstände noch keine merklichen passiven Intermodulationseffekte aufweisen [93]. Aus der in Bild 6.82 gezeigten Kaskadierung soll zunächst eine Abschätzung des eingangsbezogenen Interceptpoint 3. Ordnung der Gesamtanordnung unter Verwend-

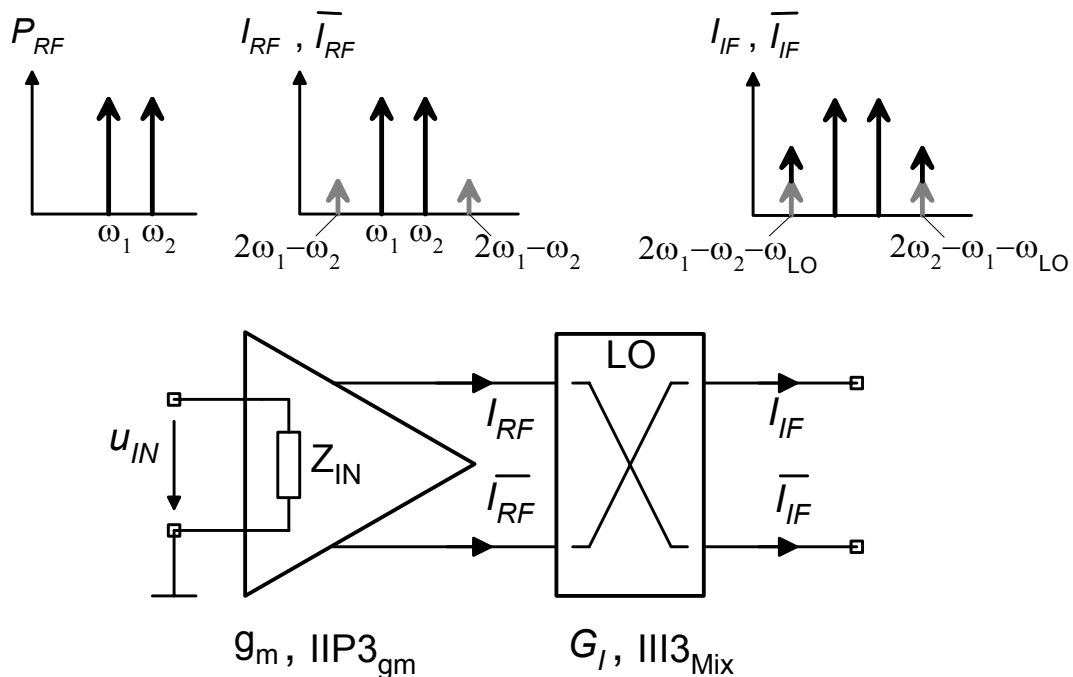


Bild 6.82 Entstehung von Intermodulationsprodukten 3. Ordnung innerhalb der Mischstufe

ung der Kenngrößen der Einzelstufen abgeleitet werden. Im Gegensatz zur Kaskadierung von rauschenden Komponenten, bei denen aufgrund der stochastischen Natur des Rauschens die Phasenlage keine Rolle spielt, muss bei der Addition von Intermodulationsprodukten die Phasenbeziehung der Störsignale berücksichtigt werden. D.h. man darf nicht einfach die Leistungen aufsummieren, sondern muss anstelle dessen Strom- oder Spannungsvektoren addieren.

Die zur Beschreibung der Linearität gebräuchlichen Interceptpunkte 3.Ordnung lassen jedoch keine Rückschlüsse auf die Phasenlage der ausgangsseitigen Intermodulationsprodukte zu. Dazu kann man entweder die Gesamtstruktur aus gm-Stufe und Mischerkern analysieren oder aber auf die Beschreibung der Nichtlinearitäten mittels *Volterrareihen* zurückgreifen [79, 94]. Aufgrund der Schaltungskomplexität ist dies mit einfachen mathematischen Mitteln, also ohne Zuhilfenahme von spezieller Software [95], nicht mehr handhabbar. Löst man sich jedoch von der Forderung nach absoluten Werten durch Vernachlässigung von Laufzeiteffekten innerhalb der Mischerkomponenten, kann zu einer „worst-case“ Abschätzung übergegangen werden. Dabei wird von einer ausschließlich konstruktiven Überlagerung der Intermodulationsprodukte ausgegangen.

Die Nichtlinearität der gm-Stufe sei in Form des Interceptpoint 3.Ordnung  $IIP3$  gegeben. Dieser Wert gibt die Eingangsleistung  $P_{RF}$  an, bei der sich die extrapolierten Geraden des logarithmierten Ausgangsstromes der Grundwelle und des Verzerrungsstromes 3.Ordnung schneiden. Für die am Ausgang der gm-Stufe auftretenden Stromamplituden gilt :

$$I_{RF\_ \omega 1} = I_{RF\_ \omega 2} = \sqrt{2} \cdot \sqrt{P_{RF} Z_{IN}} \cdot g_m \quad (6.137)$$

$$I_{RF\_ 2\omega 1-\omega 2} = I_{RF\_ 2\omega 2-\omega 1} = \sqrt{2} \cdot \sqrt{\frac{P_{RF}^3 \cdot Z_{IN}}{IIP3_{gm}^2}} \cdot g_m \quad (6.138)$$

Wie in Bild 6.82 gezeigt, durchlaufen diese Ströme die Mischerzelle, wobei die Grundwelle (Gl. (6.137)) erneut verzerrt wird und somit weitere Intermodulationsprodukte ausgebildet werden. Aufgrund der „worst-case“ Abschätzung werden diese nun zu den Verzerrungsströmen der gm-Stufe addiert. Der Interceptpoint der Mischerzelle ist nicht wie bei der gm-Stufe über die Eingangsleistung sondern nur über den Eingangsstrom definierbar. Der Wert  $III3$  gibt denjenigen Eingangsstrom an, der sich durch den Schnittpunkt der extrapolierten Geraden des gewünschten IF-Stromes (Gl. (6.139)) und des Verzerrungsstromes 3.Ordnung (Gl. (6.140)) in der logarithmischen Auftragung über dem Eingangsstrom ergibt. Verluste infolge der Frequenzumsetzung finden durch den  $G_I$ -Stromverstärkungsfaktor Berücksichtigung.

Die IF-Stromamplituden lauten :

$$I_{IF\_ \omega 1-\omega_{LO}} = I_{IF\_ \omega 2-\omega_{LO}} = \sqrt{2} \cdot \sqrt{P_{RF} Z_{IN}} \cdot g_m \cdot G_I \quad (6.139)$$

$$I_{IF\_2\omega 1-\omega 2-\omega_{LO}} = I_{IF\_2\omega 2-\omega 1-\omega_{LO}} = \sqrt{2} \cdot \sqrt{P_{RF}^3 Z_{IN}} \cdot g_m \cdot G_I \cdot \left[ \frac{1}{IIP3_{gm}} + \frac{2g_m^2 \cdot Z_{IN}}{III3_{Mix}} \right] \quad (6.140)$$

$$\text{mit } G_I = \frac{2}{\pi} \quad (\text{idealer Schaltmischer})$$

Bildet man aus den Gleichungen (6.139) und (6.140) den Intermodulationsabstand und setzt diesen zu Eins, ergibt sich die gesuchte „worst-case“ Abschätzung für den Interceptpunkt 3.Ordnung des Gesamtmischers:

$$IIP3_{GES} \leq \left[ \frac{1}{IIP3_{gm}} + \frac{2g_m^2 \cdot Z_{IN}}{III3_{Mix}} \right]^{-1} \quad (6.141)$$

Aus dieser Gleichung ist ersichtlich, dass für eine absolut lineare Mischerzelle also  $III3_{Mix} \rightarrow \infty$  der Interceptpoint der aktiven Mischstufe durch den  $IIP3$  der gm-Stufe gegeben ist. Außerdem nimmt der Einfluss der Mischerzelle mit geringeren gm-Werten ab, da die damit verbundenen kleineren RF-Ströme weniger Intermodulationsverzerrungen in der Mischerzelle erzeugen.

### 6.6.1 Kleinsignalverzerrungen in der gm-Eingangsstufe

Die Analyse der Kleinsignalverzerrungen in der Eingangsstufe basiert auf dem im Bild 6.83 gezeigten Großsignalersatzschaltbild. Dabei wurde der Basisstrom des zweiten Teils des Stromspiegels ( $Q_2$  vgl. Bild 6.81) vernachlässigt. Nach Auswertung der Spannungsmasche und des Stromknotens erhält man das folgende Gleichungssystem :

$$0 = \left[ R_E \left( 1 + \frac{1}{\beta} \right) + \frac{r_B}{\beta} \right] \cdot (I_{C1} + I_{C2}) + (u_{\pi 1} + u_{\pi 2}) \quad (6.142)$$

$$-u_{IN} = \left[ \frac{R_E}{2} \left( 1 + \frac{1}{\beta} \right) + \frac{r_B}{2\beta} + R_{IN} \left( 1 + \frac{1}{\beta} \right) \right] \cdot (I_{C1} - I_{C2}) + \frac{1}{2} \cdot (u_{\pi 1} - u_{\pi 2}) \quad (6.143)$$

Die Auflösung dieses Gleichungssystems erfolgt in zwei Schritten. *Zuerst* wird ein funktionaler Zusammenhang zwischen der Eingangsspannung und den beiden Steuerspannungen  $u_{\pi 1}$  und  $u_{\pi 2}$  ermittelt. Diesen erhält man durch Substitution der Kollektorströme mit einer Potenzreihenapproximation der exponentiellen Steuerkennlinie des Bipolartransistors :

$$I_{C1} = I_0 \cdot \exp\left(\frac{u_{\pi 1}}{V_{TH}}\right) \approx I_0 \cdot \left[ \left(\frac{u_{\pi 1}}{V_{TH}}\right) + \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{u_{\pi 1}}{V_{TH}}\right)^2 + \frac{1}{6} \cdot \left(\frac{u_{\pi 1}}{V_{TH}}\right)^3 + \dots \right] \quad (6.144)$$

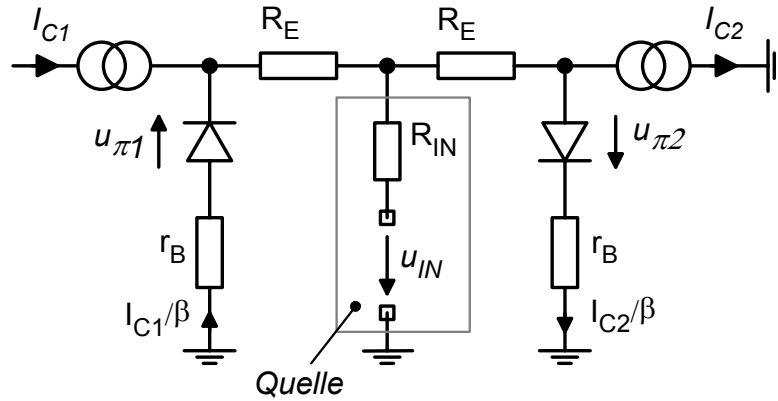


Bild 6.83 Großsignalersatzschaltbild zur Ermittlung der Verzerrungen innerhalb der gm-Stufe

$$I_{C2} = I_0 \cdot \exp\left(\frac{u_{\pi1}}{V_{TH}}\right) \approx I_0 \cdot \left[ \left(\frac{u_{\pi2}}{V_{TH}}\right) + \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{u_{\pi2}}{V_{TH}}\right)^2 + \frac{1}{6} \cdot \left(\frac{u_{\pi2}}{V_{TH}}\right)^3 + \dots \right] \quad (6.145)$$

Eine Auflösung nach den Steuerspannungen unter Verwendung der Schaltungssymmetrie ergibt die gesuchte Eingangsspannungsabhängigkeit in Form der folgenden verkürzten Potenzreihen :

$$\frac{u_{\pi1}}{V_{TH}} \approx A \cdot u_{IN} + B \cdot u_{IN}^2 + C \cdot u_{IN}^3 \quad \frac{u_{\pi2}}{V_{TH}} \approx -A \cdot u_{IN} + B \cdot u_{IN}^2 - C \cdot u_{IN}^3 \quad (6.146)$$

$$A = \left(\frac{-1}{V_{TH}}\right) \cdot \frac{1}{2R1 \cdot gm + 1} \quad B = \left(\frac{-A^2}{2 \cdot V_{TH}^2}\right) \cdot \frac{R2 \cdot gm}{R2 \cdot gm + 1}$$

$$C = \left(\frac{A^2}{3 \cdot V_{TH}^3}\right) \cdot R1 \cdot gm \cdot [A^2 + 6 \cdot B \cdot V_{TH}]$$

mit

$$R1 = R_E \cdot \left(1 + \frac{1}{\beta}\right) + \frac{r_B}{\beta} \quad R2 = \frac{R_E}{2} \cdot \left(1 + \frac{1}{\beta}\right) + \frac{r_B}{2\beta} + R_{IN} \cdot \left(1 + \frac{1}{\beta}\right)$$

$$gm = \frac{I_0}{V_{TH}}$$

Der Zusammenhang zwischen Eingangsspannung  $u_{IN}$  und Ausgangsstrom  $I_{C1}$  ergibt sich im zweiten Schritt durch Einsetzen von Gleichung (6.146) in die verkürzte Potenzreihe der Gleichung (6.144) :

$$I_{C1} \approx C_1 \cdot u_{IN} + C_2 \cdot u_{IN}^2 + C_3 \cdot u_{IN}^3 \quad (6.147)$$

mit

$$C_1 = gm \cdot A \quad C_2 = gm \cdot \left(B + \frac{A^2}{2 \cdot V_{TH}}\right) \quad C_3 = gm \cdot \left(C + \frac{AB}{V_{TH}} + \frac{A^3}{6 \cdot V_{TH}^2}\right)$$

Zur Vereinfachung der Gleichung (6.147) soll von einer genügend hohen Stromverstärkung ( $\beta \gg 1$ ), der Vernachlässigung der Basiswiderstände und einer  $50\Omega$  Eingangsimpedanz ausgegangen werden :

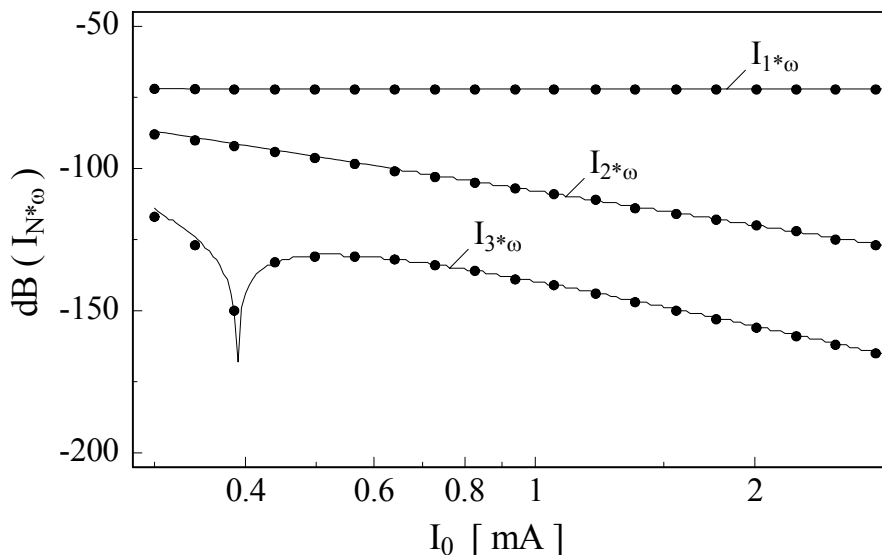
$$C_1 \approx \frac{1}{4R_{IN}} \quad C_2 \approx \frac{V_{TH}}{8 \cdot 10^6 \cdot I_0^2} \quad C_3 \approx \frac{V_{TH}}{(263 \cdot I_0)^4} \cdot \left[ I_0 - \frac{V_{TH}}{66,6} \right] \quad (6.148)$$

Näherung für  $\beta \gg 1$  und  $r_B = 0$  sowie  $50\Omega$  Eingangsanpassung

Die Ausbildung von Intermodulationsprodukten 3.Ordnung wird vom kubischen Term der Taylorapproximation der Gleichung (6.147) bei kleinen Aussteuerspannungen bestimmt. Für geringe Kleinsignalverzerrungen muss der Wert des  $C_3$  Koeffizienten minimiert werden. Die Analyse der Näherungsbeziehungen (Gl. (6.148)) ergibt, dass sowohl die Verzerrungen 2. als auch 3.Ordnung durch ansteigenden Ruhestrom  $I_0$  stark reduzierbar sind. Außerdem existiert ein optimaler Arbeitspunkt, bei dem die Verzerrungen 3.Ordnung gänzlich unterdrückt werden :

$$C_3 = 0 \quad \text{für} \quad I_0 = \frac{V_{TH}}{66,6} \approx 390 \mu A \quad \Big|_{T=290K} \quad (6.149)$$

In Bild 6.84 sind die ersten drei Harmonischen des RF-Ausgangsstromes über dem Ruhestromwert aufgetragen. Die Unterdrückung der 3.Harmonischen für den optimalen Ruhestrom und die starke Abnahme mit steigenden Stromwerten ist deutlich erkennbar.



**Bild 6.84** Harmonische Verzerrungen der gm-Stufen-Ausgangsströme in Abhängigkeit des Ruhestromes  $I_0$ ,  $f_{RF} = 10 \text{ MHz}$ ,  $u_{IN} = 50 \text{ mV} \cdot \cos(\omega_{RF}t)$ ,

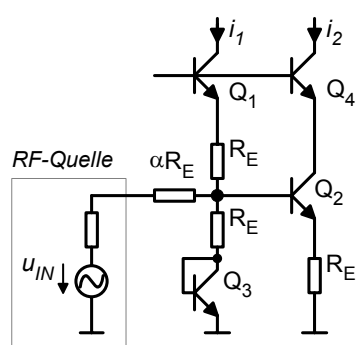
Symbol = vollständiges Großsignalmodell, Kurven = Näherungsbeziehung Gl. (6.148)

Unter Verwendung der Taylorapproximation (6.149) ergibt sich der durch die Zweiton-Messmethode ermittelbare, eingangsbezogene Interceptpoint 3.Ordnung zu :

$$IIP3 = \frac{1}{6 \cdot R_{IN}} \cdot \frac{C_1}{C_3} \approx \frac{(263 \cdot I_0)^4}{24 \cdot R_{IN}^2 \cdot V_{TH} \cdot \left( I_0 - \frac{V_{TH}}{66,6} \right)} \quad (6.150)$$

Wobei der zweite Term die *IIP3*-Näherung für  $\beta \gg 1$  und  $r_B = 0$  sowie  $50\Omega$  Eingangs-impedanz darstellt. Im Kompensationsfall (vgl. Gl. (6.149)), also unterdrückten  $C_3$  Term, strebt der *IIP3* gegen Unendlich. Des Weiteren bewirken hohe Ruhestrome und möglichst geringe Eingangsimpedanzen ein Ansteigen des *IIP3*-Wertes.

Die Wahl des Arbeitspunktes gemäß der Gleichung (6.149) zu  $I_0 = 390\mu A$  ist hinsichtlich des geringen 1-dB-Kompressionspunktes und Bandbreite nicht als optimal einzustufen. Es wäre also wünschenswert, die Unterdrückung der Nichtlinearitäten 3.Ordnung auch bei höheren Ruhestromwerten zu erreichen. Die unmittelbare Verkopplung zwischen Ruhestrom und  $R_E$ -Widerstand infolge der Forderung nach Eingangs-anpassung lässt eine Variation des Strom-Widerstandsverhältnisses nicht zu. Ein zusätzlicher Freiheitsgrad bei der Dimensionierung der Eingangsstufe kann jedoch durch einen Serienwiderstand  $R_{PAD}$  am RF-Eingang erreicht werden [96] :



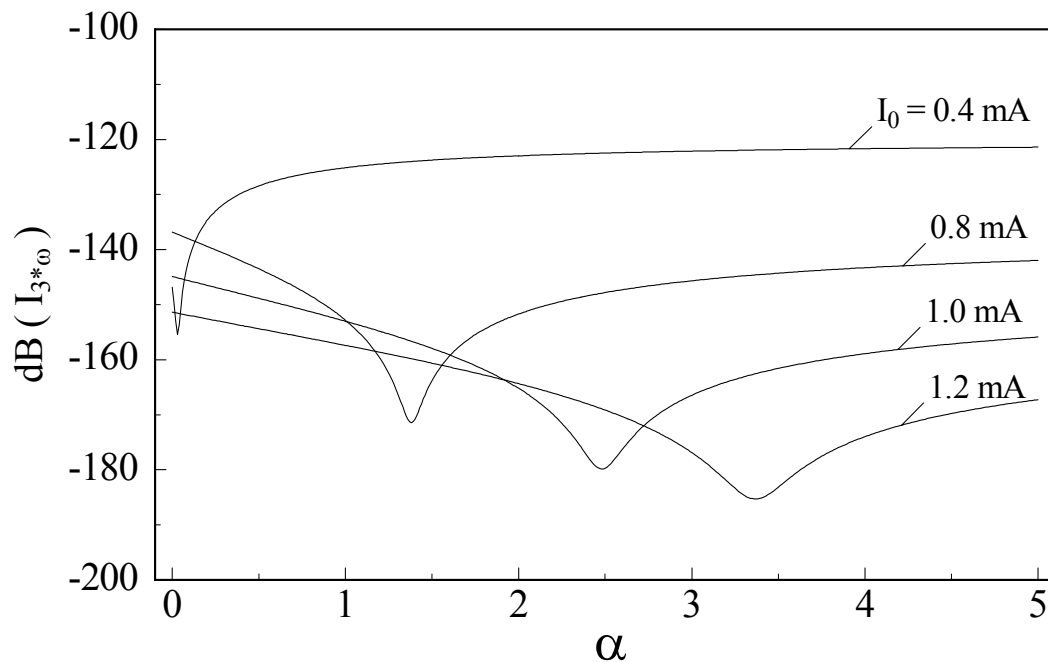
Aufteilungsfaktor für  
Kompensation :

$$\alpha = 2R_{IN} \cdot \frac{I_0}{V_{TH}} - 1,5 \quad (6.151)$$

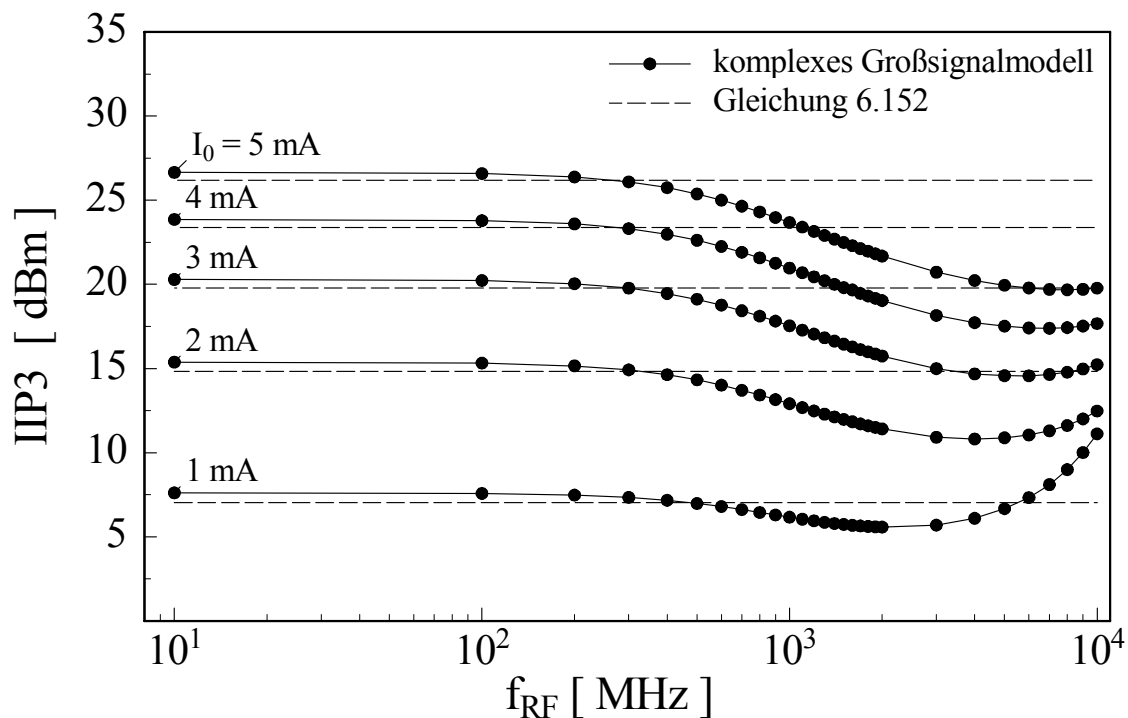
$$R_E = \frac{\frac{V_{TH}}{I_0} - 2R_{IN}}{2\alpha + 1}$$

**Bild 6.85 Verschiebung des Kompensationspunktes  
durch den Serienwiderstand am RF-Port**

Die Vernachlässigung der Kapazitäten bei der Untersuchung der Nichtlinearitäten innerhalb der gm-Stufe führt zu einer Beschränkung des Gültigkeitsbereiches der Gleichung (6.150). Im Bild 6.87 wurden für 5 verschiedene Ruhestrome die simulierten *IIP3*-Werte über der RF-Signalfrequenz aufgetragen. Es zeigt sich, dass bis etwa 600MHz die Näherungsbeziehung sehr gut mit den simulierten *IIP3*-Werten übereinstimmt. Oberhalb dieser Grenzfrequenz gewinnen die von den BE-Kapazitäten erzeugten nichtlinearen Verzerrungen zunehmend an Einfluss und führen zu einer entsprechenden Verringerung des Interceptpunktes. Der Anstieg der *IIP3*-Werte oberhalb von 5GHz ist durch die Bandbreitenbegrenzung der Eingangsstufe bedingt.



**Bild 6.86** Verschiebung des Kompensationspunktes infolge eines zusätzlichen Serienwiderstandes am RF-Eingang:  $R_{\text{PAD}} = \alpha R_E$  unter Beibehaltung einer  $50\Omega$  Eingangsanpassung,  $f_{\text{RF}} = 10 \text{ MHz}$ ,  $u_{\text{IN}} = 50 \text{ mV}$



**Bild 6.87** Frequenzabhängigkeit des  $IIP3$  der gm-Eingangsstufe für verschiedene Ruhestrome, HBT Emitterfläche =  $3 \times 30 \mu\text{m}^2$ ,  $\alpha = 0$ ,  $R_{\text{IN}} = 50\Omega$

Aus der Auftragung der auf den Maximalwert normierten  $IIP3$ -Werte über dem Ruhestrom in Bild 6.88 ist ersichtlich, dass für RF-Frequenzen oberhalb des Gültigkeitsbereiches der Gleichung (6.150) die funktionale Abhängigkeit vom Ruhestrom bis zur Bandbreitenbegrenzung erhalten bleibt. Für diesen Frequenzbereich kann der  $IIP3$  also wie folgt beschrieben werden :

$$IIP3 \propto f(\omega_{RF}) \cdot \frac{I_0^4}{\left(I_0 - \frac{V_{TH}}{66,6}\right)} \quad (6.152)$$

Wobei über den Term  $f(\omega_{RF})$  der Frequenzgang des  $IIP3$  nachgebildet wird.

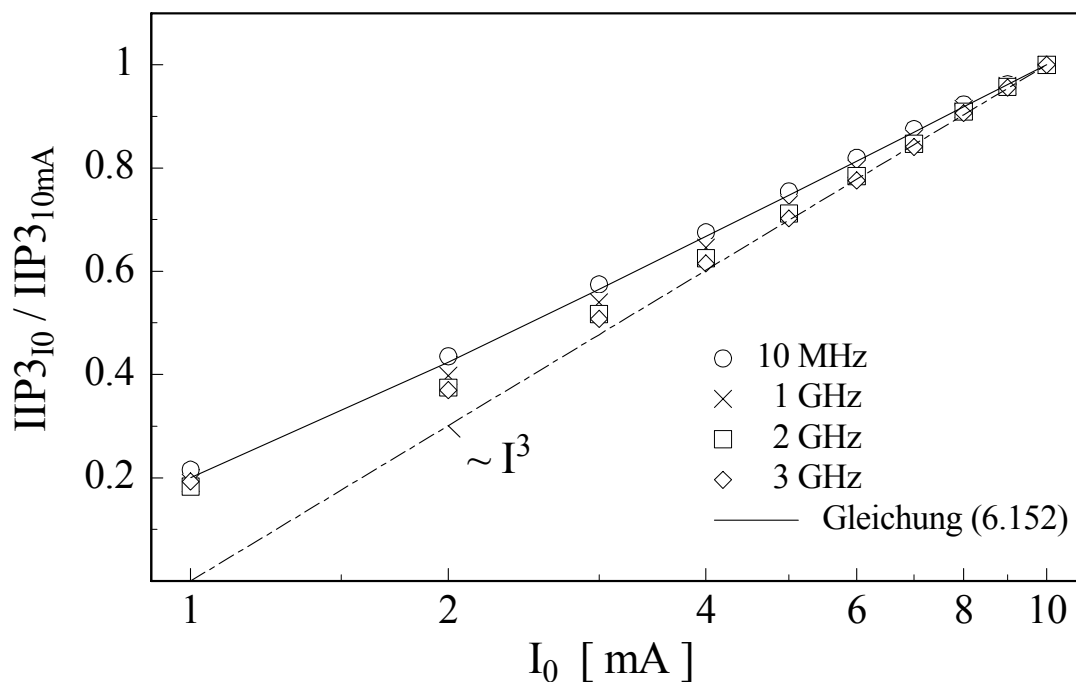
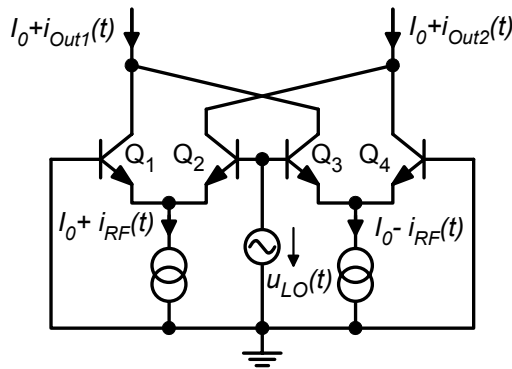


Bild 6.88 Auftragung des normierten  $IIP3$  über dem Ruhestrom  $I_0$

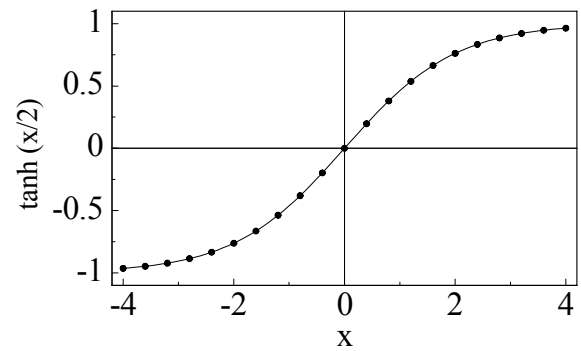
### 6.6.2 Kleinsignalverzerrungen in der Gegentaktmischstufe

Die Übertragungsfunktion einer idealisierten Gegentaktmischstufe bei Spannungssteuerung ( $r_B = R_0 = 0$ ) und idealer Stromeinprägung ist ausschließlich durch die nichtlinearen Steuerkennlinien der Schalttransistoren  $Q_{1...4}$  gegeben. Durch Analyse des in Bild 6.89 gezeigten Schaltbildes erhält man :

$$i_{Out1}(t) = -i_{Out2}(t) = i_{RF}(t) \cdot \tanh\left(\frac{U_{LO}(t)}{2 \cdot V_{TH}}\right) \quad (6.153)$$



**Bild 6.89** Schaltbild einer Gegentaktmischstufe mit idealer Spannungssteuerung



**Bild 6.90** Übertragungsfunktion einer idealen Gegentaktmischstufe

Entwickelt man die *tanh*-förmige Übertragungsfunktion in einer Taylorreihe,

$$\tanh\left(\frac{U_{LO}}{V_{TH}}\right) = \left(\frac{U_{LO}}{V_{TH}}\right) - \frac{1}{3}\left(\frac{U_{LO}}{V_{TH}}\right)^3 + \frac{2}{15}\left(\frac{U_{LO}}{V_{TH}}\right)^5 - \frac{17}{315}\left(\frac{U_{LO}}{V_{TH}}\right)^7 + \dots \quad (6.154)$$

$$\text{für } \frac{U_{LO}}{V_{TH}} < \frac{\pi}{2}$$

so wird deutlich, dass nur ungeradzahlige Potenzen auftreten. Diese bedingen ausschließlich die Entstehung von ungeradzahligen LO-Harmonischen und erzeugen nach Gleichung (6.153) folgendes IF-Spektrum :

$$\omega_{IF} = \omega_{RF} \pm (2n+1) \cdot \omega_{LO} \quad (6.155)$$

Es entstehen demnach keine Intermodulationsprodukte höherer Ordnung ( $> 1$ ) bei der Frequenzkonversion mit einer idealen Gegentaktmischstufe. Damit sind auch keine Kleinsignalverzerrungen im IF-Ausgangsstrom vorhanden ( $IIP3 \Rightarrow \infty$ ).

In der Praxis ist es jedoch nicht möglich das in Gleichung (6.153) beschriebene ideale Umschaltverhalten zu realisieren. Die in realen Gegentaktmischstufen (vgl. Bild 6.91) unvermeidlichen Basiswiderstände, Halbleiterkapazitäten ( $C_{BE}$ ) und Ladungsspeichereffekte ( $\tau$ ) führen zur Ausbildung von unerwünschten Intermodulationsprodukten im Ausgangsstrom [97].

Die Aufstellung eines mathematischen Zusammenhanges zwischen Intermodulationsverzerrungen und den Ersatzschaltbildelementen  $r_B$ ,  $C_{BE}$ ,  $\tau$  und  $R_0$  ist aufgrund der transzendenten Natur der entstehenden Gleichungen nicht möglich. Auch die Analyse mittels Voltterrareihen scheitert aus, da die Grundvoraussetzung einer schwachen Aussteuerung der nichtlinearen Elemente infolge der hohen LO-Pegel verletzt ist [79].

Alle nachfolgenden Betrachtungen basieren somit auf *Harmonic Balance Simulationen* unter Verwendung des vollständigen HBT-Großsignalmodells. Ziel ist es, einfache Abhängigkeiten des  $IIP3$  vom Ruhestrom aufzustellen. Die Gegentaktmischstufe wird dabei ausschließlich im Schaltbetrieb ( $U_{LO} \gg V_{TH}$ ) eingesetzt.

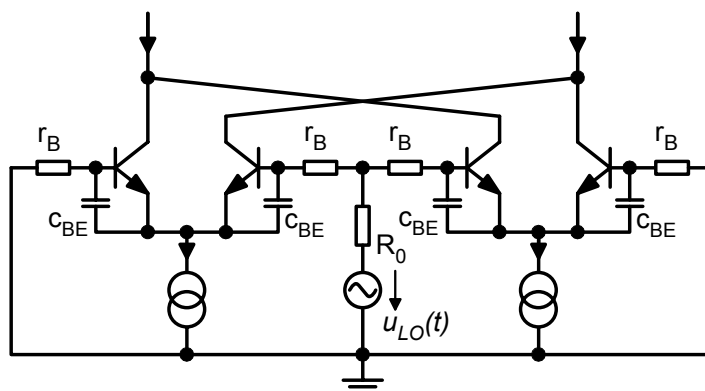


Bild 6.91 Schaltbild einer realen Gegentaktmischstufe

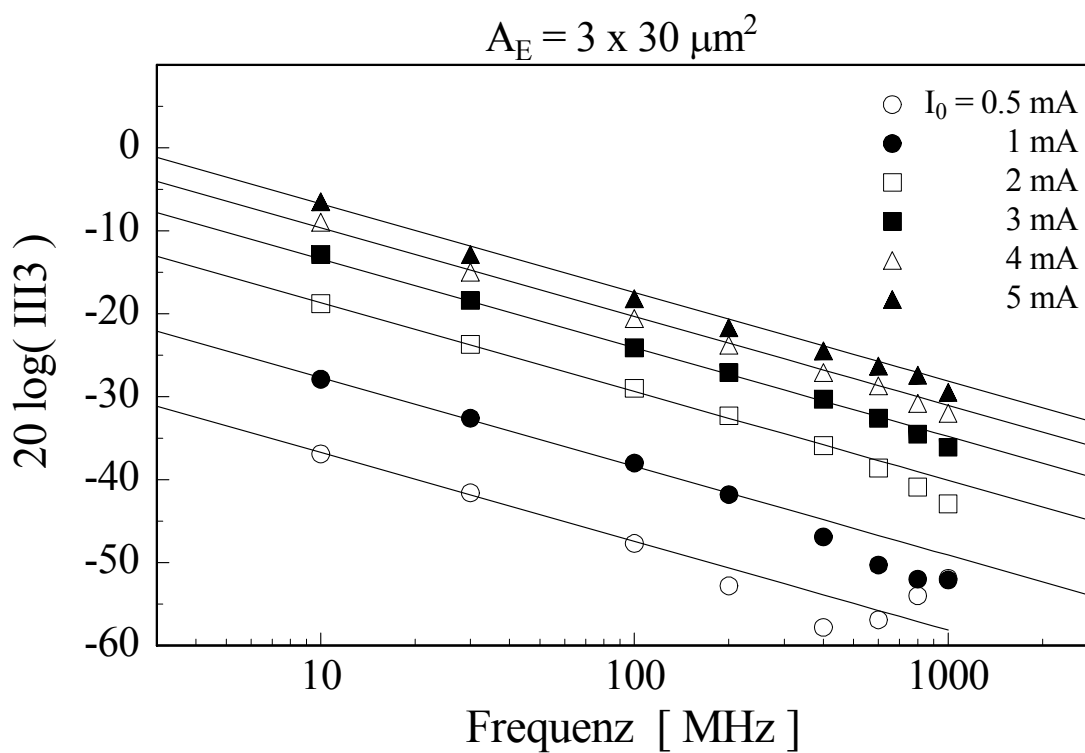
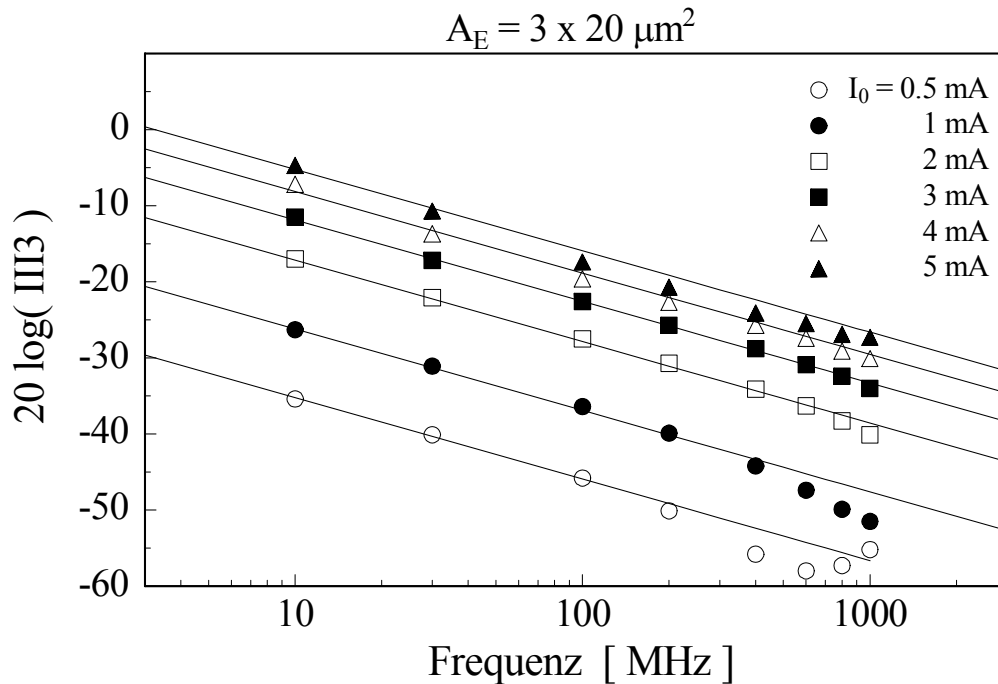


Bild 6.92 Eingangsstrom bezogener Interceptpunkt 3. Ordnung in Abhängigkeit von der LO-Frequenz ( $f_{RF} = f_{LO} + 1 \text{ MHz}$ ), Emitterfläche der eingesetzten HBTs  $A_E = 3 \times 30 \mu\text{m}^2$ ,  
Symbole = Harmonic Balance Simulation, Linie = Gleichung (6.156)



**Bild 6.93** Auf den Eingangsstrom bezogener Interzeptpunkt 3.Ordnung in Abhängigkeit von der LO-Frequenz ( $f_{RF} = f_{LO} + 1 \text{ MHz}$ ), Emitterfläche der eingesetzten HBT  $A_E = 3 \times 20 \mu\text{m}^2$   
Symbole = Harmonic Balance Simulation, Linie = Gleichung (6.156)

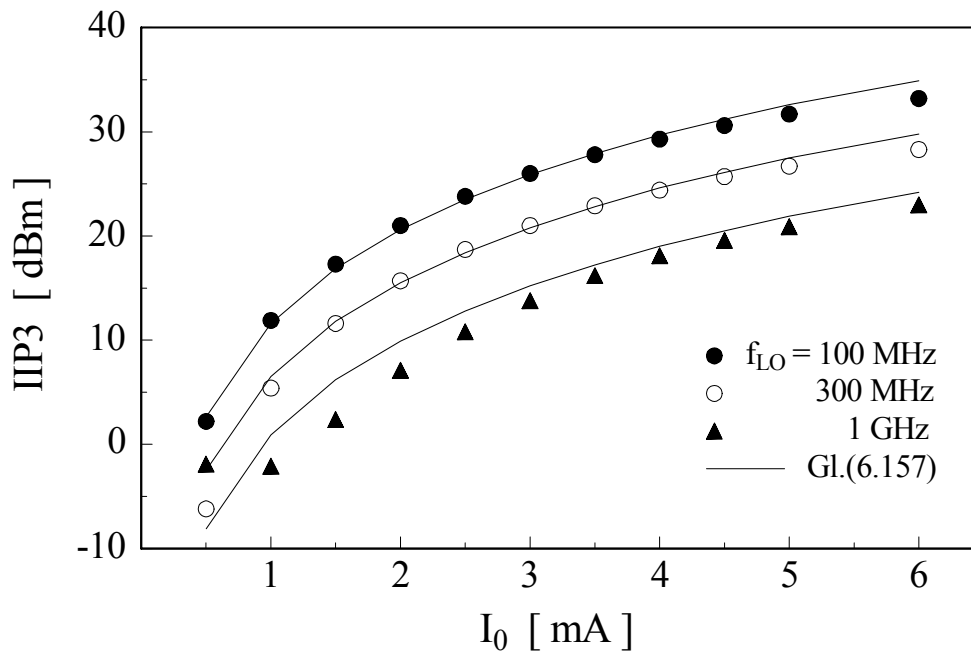
Im Gegensatz zur gm-Eingangsstufe ist die Entstehung von Intermodulationsprodukten 3.Ordnung innerhalb der Gegentaktmischstufe stark frequenzabhängig. Simulationen mit vereinfachten Großsignalmodellen zeigen, dass die BE-Kapazität Ursprung dieser mit der Frequenz ansteigenden Verzerrungen ist. Eine Variation der Basiswiderstandswerte ergab keine Änderung des Intermodulationsverhaltens. In der doppelt-logarithmischen Auftragung des auf den Eingangssignalstrom bezogenen Interzeptpunktes ( $III3$  in Bild 6.92/93) zeigt sich bis etwa 1GHz ein linearer Kurvenverlauf. Eine Erhöhung des Ruhestromes führt zu einer Parallelverschiebung der  $III3$ -Gerade. Wie auch bei der gm-Eingangsstufe verringern höhere Ruhestrome die Intermodulationsverzerrungen 3.Ordnung. Unter Verwendung von einfachen Skalierungsgleichungen (Gl.(6.122)...(6.124)) wurden die Simulationen für die Emitterflächen  $A_E = 3 \times 30 \mu\text{m}^2$  und  $3 \times 20 \mu\text{m}^2$  durchgeführt. Die 30%ige Verringerung der Emitterfläche bewirkte nur eine unwesentliche Erhöhung des  $III3$ .

Anhand der Simulationsergebnisse konnten die folgenden Näherungsbeziehungen aufgestellt werden :

$$\underline{3 \times 30 \mu\text{m}^2} \quad III3^2 = 10^{13,72} \cdot \frac{I_0^3}{f^{1,07}} \quad \underline{3 \times 20 \mu\text{m}^2} \quad III3^2 = 10^{13,87} \cdot \frac{I_0^3}{f^{1,07}} \quad (6.156)$$

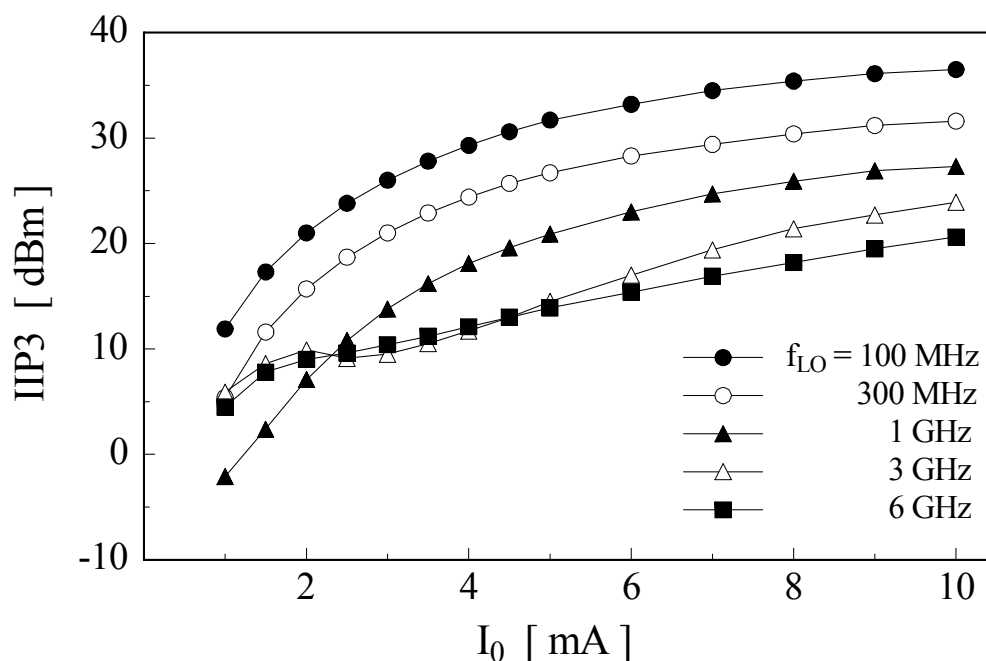
Der  $IIP3_{ges}$  einer Mischstufe mit idealer gm-Eingangsstufe ( $IIP3_{gm} \rightarrow \infty$ ) kann unter Verwendung der Gleichung (6.141) ermittelt werden :

$$IIP3 = \frac{III3}{2 \cdot gm \cdot Z_{IN}^2} \quad (6.157)$$



**Bild 6.94** Auf die Eingangsleistung bezogener Interzeptpunkt 3.Ordnung einer Gegentaktmischstufe mit verzerrungsfreier Eingangsstufe ( $g_m = 10 \text{ mS}$ ;  $Z_{IN} = 50\Omega$ ) in Abhängigkeit vom Ruhestrom, Emitterfläche der eingesetzten HBT  $A_E = 3 \times 30 \mu\text{m}^2$

In Bild 6.94 wurden die simulierten und berechneten IIP3-Werte über dem Ruhestrom aufgetragen. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung für LO-Frequenzen unterhalb von 1GHz. Bei höheren Frequenzen gewinnen Laufzeiteffekte und parasitäre Anschlüsselemente zunehmend an Einfluss, so dass die Näherungsbeziehungen ihre Gültigkeit verlieren (vgl. Bild 6.95).



**Bild 6.95** Auf die Eingangsleistung bezogener Interzeptpunkt 3.Ordnung einer Gegentaktmischstufe mit verzerrungsfreier Eingangsstufe ( $g_m = 10 \text{ mS}$ ;  $Z_{IN} = 50\Omega$ ) in Abhängigkeit vom Ruhestrom, Emitterfläche der eingesetzten HBT  $A_E = 3 \times 30 \mu\text{m}^2$

### 6.6.3 Aufteilung der Kleinsignalverzerrungen der aktiven Mischstufe

In den Bildern 6.96 bis 6.99 sind die simulierten  $IIP3$ -Werte der gesamten Mischstufe mit den  $IIP3$ -Werten der Eingangs- und der Umschaltstufe für verschiedene LO-Frequenzbereiche vergleichend dargestellt. Bis etwa 300MHz limitieren die Nicht-linearitäten der gm-Stufe den  $IIP3$ -Wert des Gesamtmischers. Wird der Mischer mit höheren LO-Frequenzen angesteuert, nehmen die Verzerrungen innerhalb der Umschaltstufe wesentlich stärker als in der Eingangsstufe zu und begrenzen schließlich die Linearität der gesamten Mischstufe.

Sind an den Mischer hohe Linearitätsanforderungen gestellt, darf der Ruhestrom nicht zu gering bemessen werden. Aus den Simulationen der mit  $3 \times 30 \mu\text{m}^2$  HBTs aufgebauten Mischstufe ist ersichtlich, dass der Mischer oberhalb von 4mA sehr verzerrungsarm arbeitet. So werden selbst bei 3GHz noch  $IIP3$ -Werte oberhalb von 10dBm erreicht.

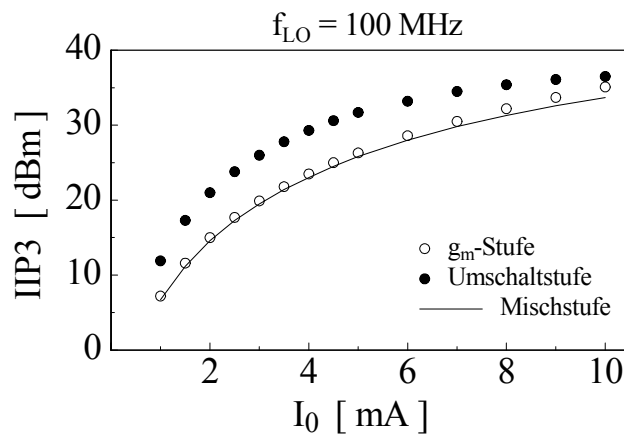


Bild 6.96 Simulierter  $IIP3(I_0)$ ,  $f_{LO}=100$  MHz

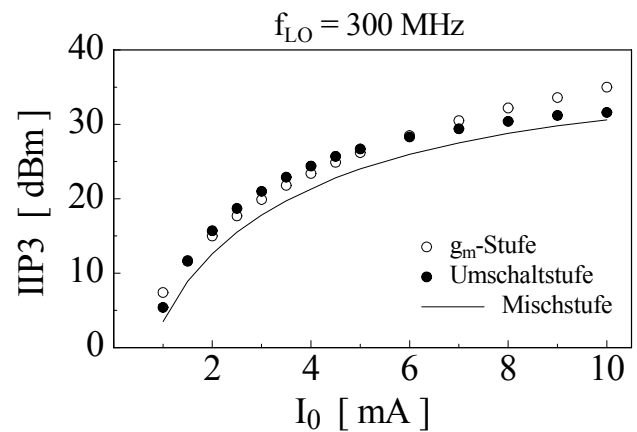


Bild 6.97 Simulierter  $IIP3(I_0)$ ,  $f_{LO}=300$  MHz

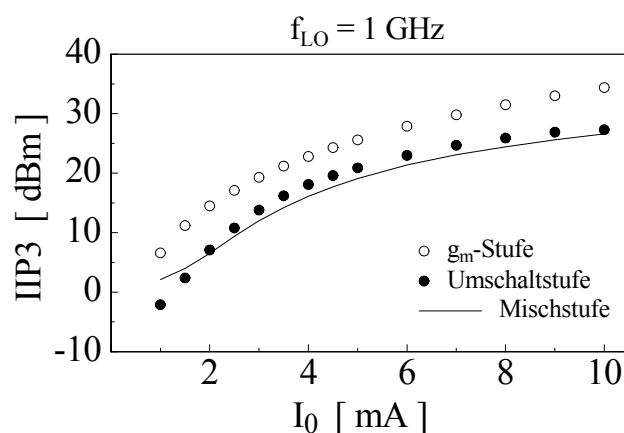


Bild 6.98 Simulierter  $IIP3(I_0)$ ,  $f_{LO}=1$  GHz

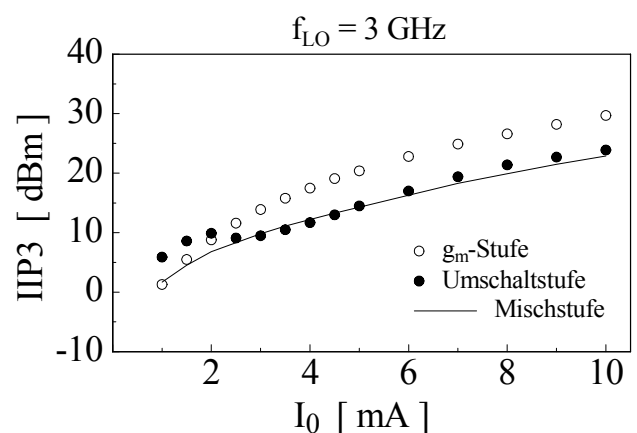


Bild 6.99 Simulierter  $IIP3(I_0)$ ,  $f_{LO}=3$  GHz

## 6.7 Kleinsignaldynamikbereich 3.Ordnung der aktiven Mischstufe

Bei Eingangsleistungen weit unterhalb des 1-dB-Kompressionspunktes begrenzt die Intermodulationsfestigkeit maßgeblich den maximal möglichen Eingangspegel. So ist der tolerierbare Verzerrungsgrad innerhalb eines Empfangssystems beispielsweise von der verwendeten Modulationstechnik und den Anforderungen hinsichtlich des Kanalübersprechens abhängig.

Eine für die Systemcharakterisierung ausschlaggebende Kenngröße ist der Kleinsignaldynamikbereich 3.Ordnung ( $DR_F$ , vgl. Bild 6.100). Dieser ist als Differenz zwischen der minimal nötigen Eingangsleistung und dem Pegel zweier gleich großer Störer, deren Intermodulationsprodukt 3.Ordnung am IF-Ausgang die gleiche Störleistung hervorruft wie das Eigenrauschen der Mischstufe, definiert. Je größer der Wert von  $DR_F$  ist, desto größer ist die Intermodulationsfestigkeit der Mischstufe.

Die Berechnung dieser Kenngröße kann aus der Rauschzahl, der Systembandbreite und dem Interceptpunkt 3.Ordnung abgeleitet werden. In der doppelt-logarithmischen Auftragung der IF-Leistung und der Intermodulationsprodukte 3.Ordnung zweier Störsignale (Bild 6.100) ergeben sich Geraden mit dem Anstieg 1 ( $P1$ ) und 3 ( $P3$ ), die als Funktion der Eingangsleistung beschrieben werden können :

$$P1 = G \cdot P_{IN} \qquad P3 = \frac{G \cdot P_{IN}^3}{IIP3^2} \qquad (6.158)$$

Setzt man die Intermodulationsverzerrungen 3.Ordnung ( $P3$ ) mit der aus Rauschzahl und Bandbreite berechenbaren Rauschleistung gleich und stellt anschließend nach der Eingangsleistung um, folgt :

$$P3_N = \sqrt[3]{\frac{P_{N\_OUT} \cdot IIP3^2}{G}} = \sqrt[3]{kT_0 \cdot B \cdot F \cdot IIP3^2} \qquad (6.159)$$

$P3_N$  ist der maximale Eingangspegel gleich großer Störsignale, bis zu dem sich Intermodulationsprodukte 3.Ordnung nur unterhalb des Ausgangsrauschpegels ausbilden werden. Der Kleinsignaldynamikbereich ergibt sich aus dem Verhältnis dieses definierten oberen Grenzpegels zum Rauschpegel :

$$DR_F = 10 \cdot \log\left(\frac{P3_N}{P_{N\_IN}}\right) = 10 \cdot \log\left(\frac{IIP3}{kT_0 \cdot B \cdot F}\right)^{\frac{2}{3}} \qquad (6.160)$$

Liegt der Interceptpunkt 3.Ordnung in dBm und die Rauschzahl in dB vor, erhält man :

$$DR_F = \frac{2}{3} \cdot [IIP3[dBm] - F[dB] + 174 dBm - 10 \cdot \log(B)] \qquad (6.161)$$

mit der IF-Bandbreite  $B$  [Hz]. Alle nachfolgenden Abbildungen zeigen einen auf 1Hz Bandbreite normierte Kleinsignaldynamikbereich.

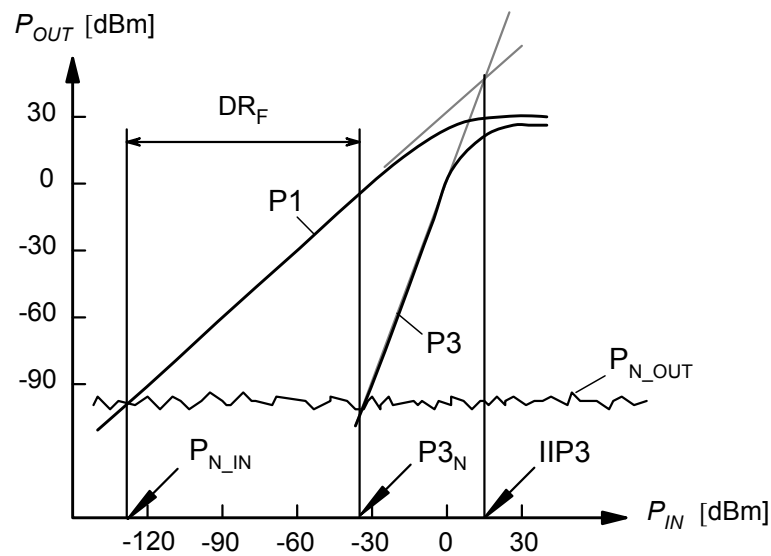


Bild 6.100 Eingangs- und Ausgangsleistungen in doppelt-logarithmischem Maßstab

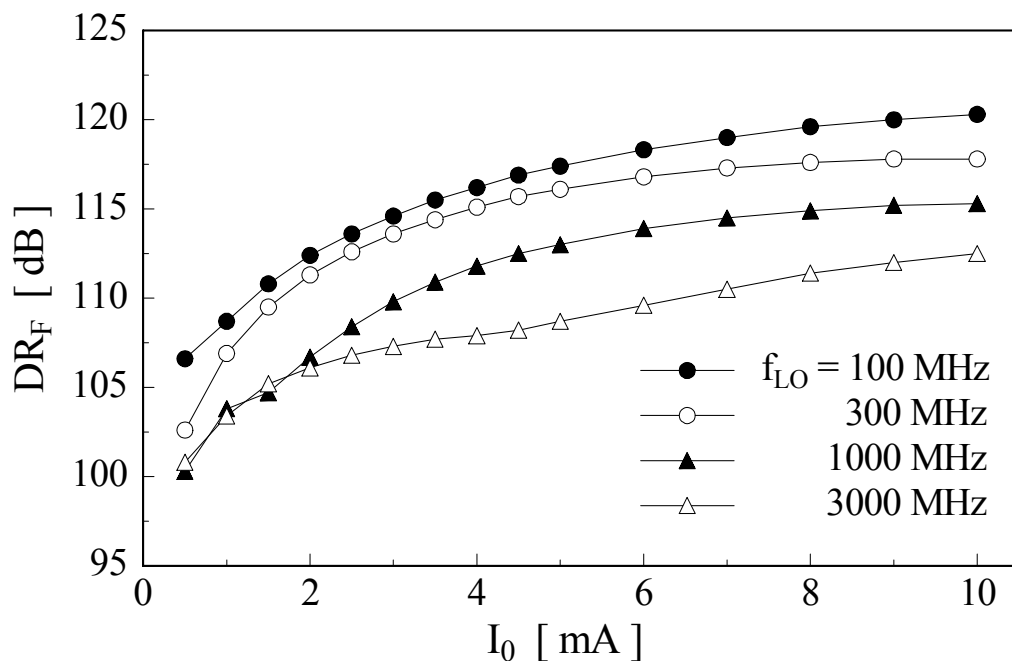


Bild 6.101 Kleinsignaldynamikbereich 3. Ordnung in Abhängigkeit vom Ruhestrom,  $R_L = 100\Omega$ ,  $V = U_{LO} / V_{TH} = 15$ ,  $3 \times 30\mu m^2$  HBTs

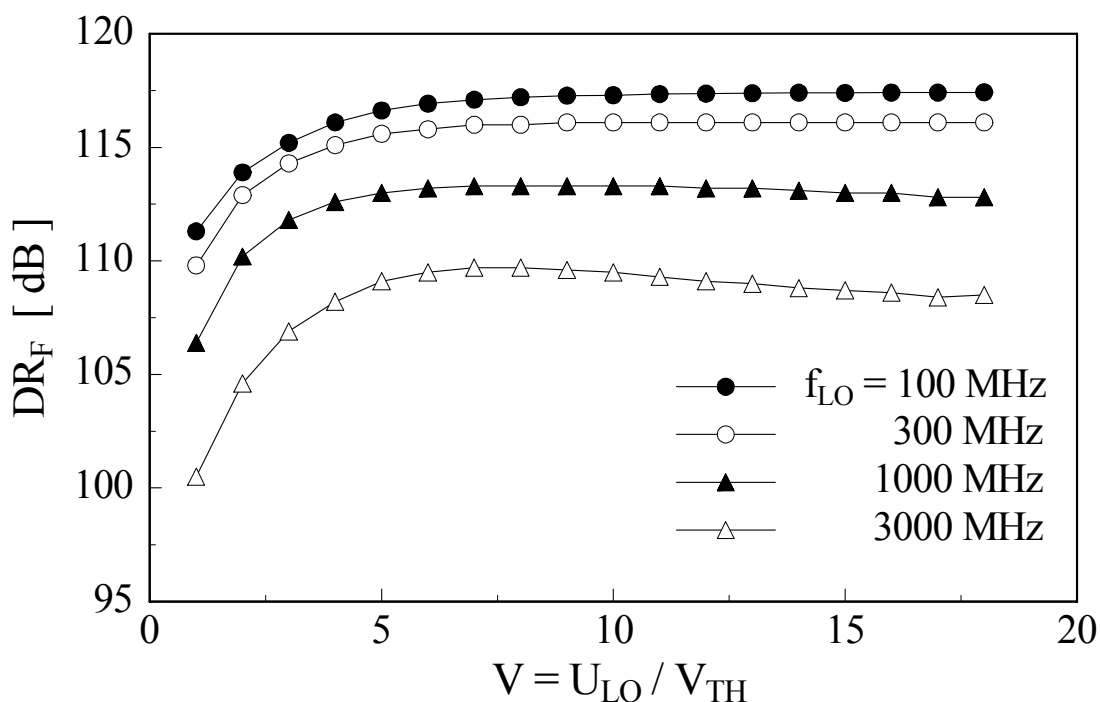
Sowohl die Analyse des Rauschens als auch der Kleinsignalverzerrungen der aktiven Mischstufe ermittelte den Ruhestrom als wesentlichen Einflussfaktor. Während die Mischerrauschzahl überwiegend von den Schrotrauschquellen der Umschaltstufe bestimmt wird, d.h. sich eine Erhöhung des Ruhestromes in einem Anstieg des IF-Rauschpegels äußert, verringern sich die nichtlinearen Verzerrungen mit steigendem Ruhestrom. Die Auftragung des Kleinsignaldynamikbereichs 3. Ordnung zeigt (vgl. Bild 6.101), dass trotz sinkender Eingangsempfindlichkeit die linearisierende Wirkung

eines höheren Ruhestromes den Dynamikbereich erhöht. Besonders unterhalb von 5mA ist der Dynamikbereich stark durch veränderte Ruhestromwerte beeinflussbar. Dieses Verhalten deckt sich mit den ermittelten  $IIP3$ -Werten der Gesamtmischstufe (vgl. Bild 6.96...6.99). Ein Anstieg des Ruhestromes über 5mA hinaus, bewirkt nur eine unwesentliche Dynamikverbesserung und ist infolge des steigenden Empfindlichkeitsverlustes fragwürdig.

Die dargestellten Kurvenverläufe bei unterschiedlichen LO-Frequenzen zeigen eine deutliche Abnahme des Kleinsignaldynamikbereiches mit ansteigenden Frequenzwerten. Diese erklärt sich aus der starken Zunahme der Intermodulationsverzerrungen infolge der frequenzabhängigen BE-Impedanz ( $C_{BE}, \tau$ ) der Umschaltstufe, da die Rauschzahl im untersuchten Frequenzbereich annähernd konstant bleibt.

Der Kleinsignaldynamikbereich 3.Ordnung der untersuchten aktiven Mischstufe ist weitgehend unabhängig von der Wahl des Lastwiderstandes  $R_L$ , da dessen thermisches Rauschen nur unwesentlich zum Gesamtrauschen beiträgt (vgl. Bild 6.67) und keinen Einfluss auf die nichtlinearen Verzerrungen ausüben kann. Somit kann der Konversionsgewinn (Gl. (6.116)) eingestellt werden, ohne den Kleinsignaldynamikbereich der Mischstufe zu ändern.

In Bild 6.102 ist die Abhängigkeit des Kleinsignaldynamikbereiches von der normierten LO-Aussteueramplitude  $V$  dargestellt. Es zeigt sich, dass bereits für Oszillatoramplituden von  $U_{LO} / V_{TH} = 6$  der maximale  $DR_F$ -Wert erreicht wird. Es genügt also eine Lokaloszillatorleistung von nur  $-6\text{dBm}$  ( @  $50\Omega$  Lastwiderstand ), um die Mischstufe im optimalen Linearitätsbereich zu betreiben.



**Bild 6.102 Kleinsignaldynamikbereich 3.Ordnung in Abhängigkeit vom Lokaloszillatorpegel**  
 $I_0 = 5 \text{ mA}$ ,  $R_L = 100\Omega$ ,  $R_{LO} = 50\Omega$ ,  $3 \times 30\mu\text{m}^2$  HBTs

## 6.8 Großsignaldynamikbereich der aktiven Mischstufe

Für Systeme bei denen die Intermodulationsprodukte eine untergeordnete Rolle spielen, kann man den 1-dB-Kompressionspunkt als maximalen Eingangspegel der aktiven Mischstufe ansetzen. Ein Maß der Aussteuerbarkeit ist der *lineare Dynamikbereich*  $DR_L$ , der als Verhältnis des 1-dB-Kompressionspunktes zur eingangsbezogenen effektiven Rauschleistung definiert ist :

$$DR_L = 10 \cdot \log \left( \frac{P_{1dB\_IN}}{P_{N\_IN}} \right) = 10 \cdot \log \left( \frac{P_{1dB\_IN}}{kT_0 \cdot B \cdot F} \right) \quad (6.162)$$

Liegt der 1-dB-Kompressionspunkt in dBm und die Rauschzahl in dB vor, dann erhält man :

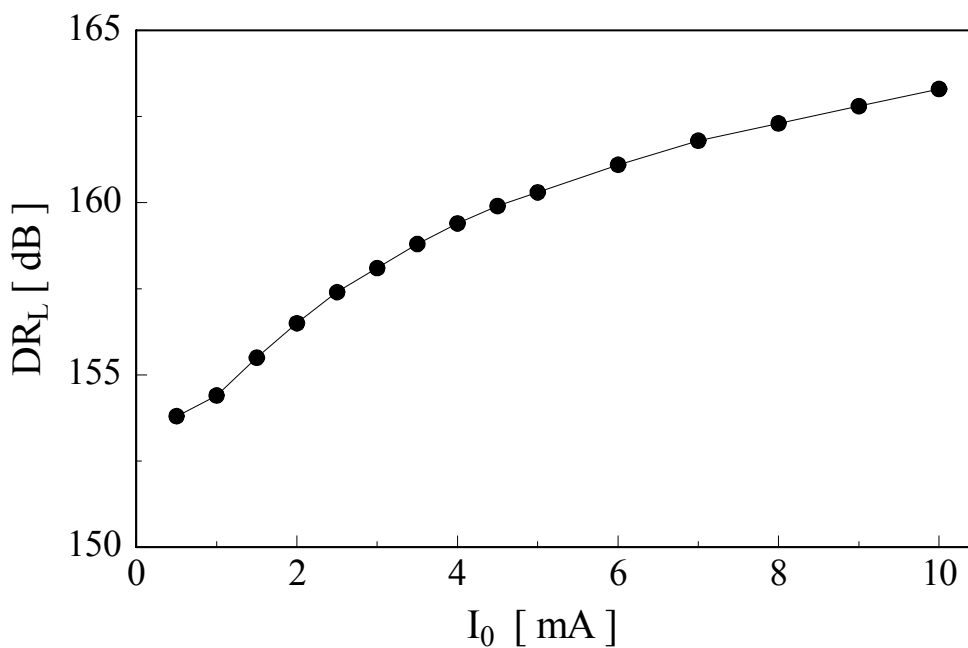
$$DR_L = P_{1dB\_IN} [dBm] - F [dB] + 174 dBm - 10 \cdot \log(B) \quad (6.163)$$

mit der IF-Bandbreite  $B$  [Hz]. Ebenso wie der Kleinsignaldynamikbereich ist der lineare Dynamikbereich nachfolgend auf 1Hz Bandbreite bezogen. Mittels des im Bild 6.104 gezeigten Diagramms, kann die Reduzierung der Dynamikwerte über der IF-Bandbreite abgelesen werden.

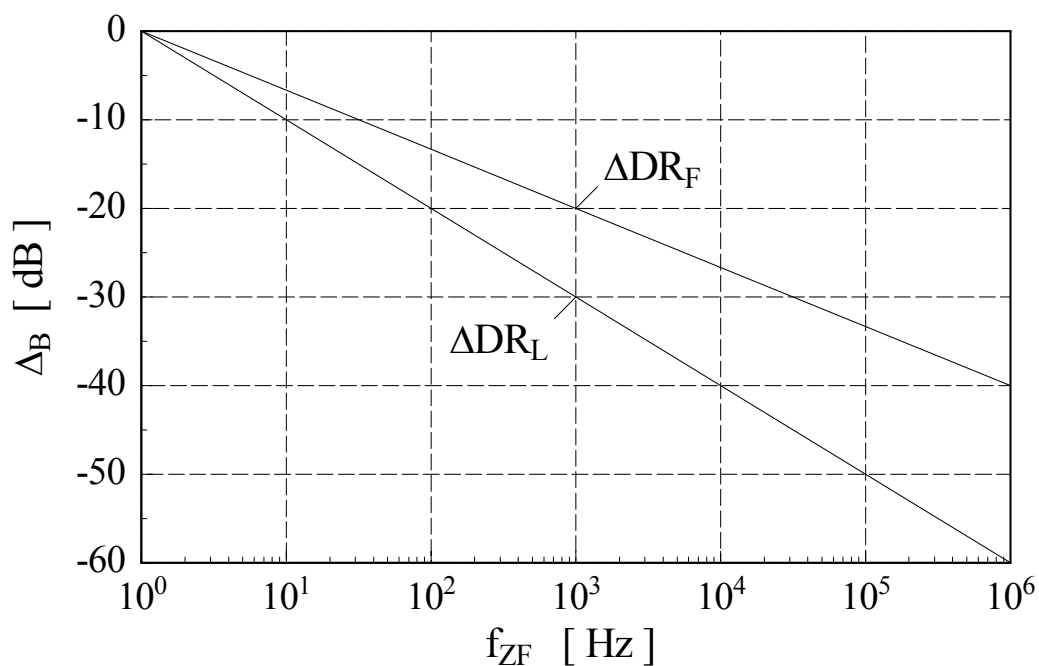
Aus der Auftragung des linearen Dynamikbereiches über dem Ruhestrom in Bild 6.103 ist eine zur Kleinsignaldynamik ähnliche Abhängigkeit vom Ruhestrom beobachtbar.

Vergrößert man also den Stromfluss durch die aktive Mischstufe, erhöht sich gemäß der Gleichung (6.136) der 1-dB-Kompressionspunkt und mit ihr der Großsignaldynamikbereich. Die Empfindlichkeitsabnahme infolge der stärkeren Schrotrauschkomponenten bei steigendem Ruhestrom ist demnach geringer als der Anstieg der 1-dB-Kompressionseingangsleistung. Analog zum Kleinsignaldynamikbereich ist die größte Änderung des  $DR_L$ -Wertes unterhalb von  $I_0 = 5mA$  beobachtbar.

Für einen Ruhestrom von  $I_0 = 5mA$  wird bereits ein Wert von  $DR_L = 160dB$  bezogen auf 1Hz Bandbreite erzielt.



**Bild 6.103** Großsignaldynamikbereich in Abhängigkeit vom Ruhestrom ,  
 $R_L = 100\Omega$  ,  $f_{LO} = 300$  MHz,  $U_{LO}/V_{TH} = 15$ ,  $3 \times 30\mu\text{m}^2$  HBTs



**Bild 6.104** Verringerung des  $DR_L$  und  $DR_F$  durch die IF-Bandbreite

$$DR_L(f_{ZF}) = DR_L(1\text{Hz}) + \Delta DR_L(f_{ZF})$$

$$DR_F(f_{ZF}) = DR_F(1\text{Hz}) + \Delta DR_F(f_{ZF})$$



## 7. Messungen

Zu Beginn dieser Arbeit wurde der in Bild 7.1 gezeigte Frequenzumsetzter entworfen [98,99,100]. Dieses Design ist für den Einsatz in batteriebetriebenen Systemen konzipiert, d.h. eine zuverlässige Funktion sollte mit  $V_{CC} = 3.6\text{ V}$  bei geringer Stromaufnahme gewährleistet sein. Zur möglichst freien Wahl der IF-Frequenz und Bandbreite wurden anstelle von selektiven IF-Lasten (LC-Parallelschwingkreis) ohmsche Widerstände eingesetzt. Der Wert der Lastwiderstände wurde zu  $300\Omega$  gewählt, da dies einer gängigen Eingangsimpedanz industrieller IF-Filter entspricht. Diese begrenzen jedoch aufgrund des Gleichspannungsabfalls den maximal möglichen Zellenruhestrom auf  $I_0 < 1\text{ mA}$ . Es wurde gezeigt, dass der Konversionsgewinn ausschließlich von der RF-Port-Impedanz und der IF-Last abhängig ist. Der theoretisch mögliche Konversionsgewinn bei  $50\Omega$  Eingangsanpassung beträgt unter Verwendung von Gleichung (6.116) etwa  $-5.2\text{ dB}$ . Der realisierte Mischer weist Konversionsverlust auf, der jedoch aufgrund der Entkopplung von Gewinn und Linearität dieses Schaltungskonzepts untergeordneten Einfluss auf den Dynamikbereich hat. Bei festgelegter IF-Frequenz ist durch Substitution der ohmschen IF-Impedanzen mit Parallelschwingkreisen Konversionsgewinn erzielbar, ohne die Versorgungsspannung um den bei ohmsche Lasten auftretenden Spannungsabfall erhöhen zu müssen. Erreicht der Resonanzwiderstand Werte oberhalb von  $1\text{ k}\Omega$ , so tritt Konversionsgewinn auf.

Die Zuführung des LO-Signals erfolgt über einen Buffer-Verstärker, der in seinem Aufbau der RF-Eingangsstufe entspricht. Neben der Erzeugung der um  $180^\circ$  phasen-

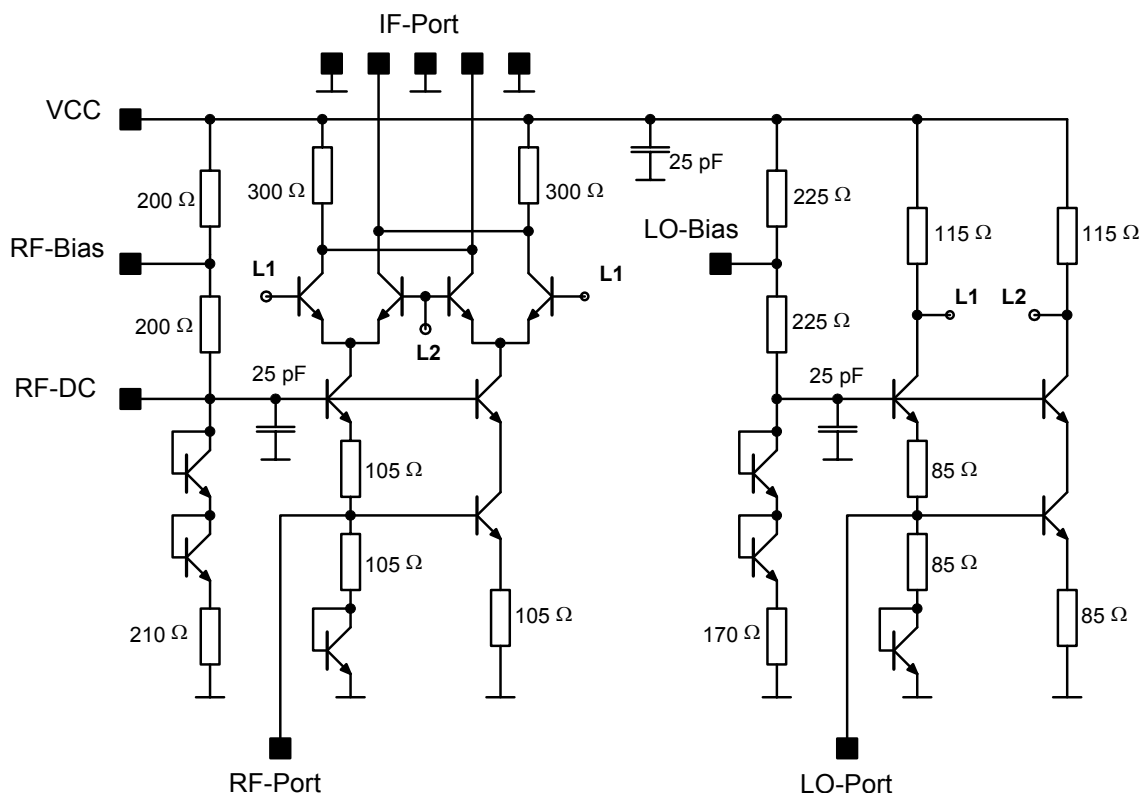


Bild 7 Schaltung des HBT-Mischers

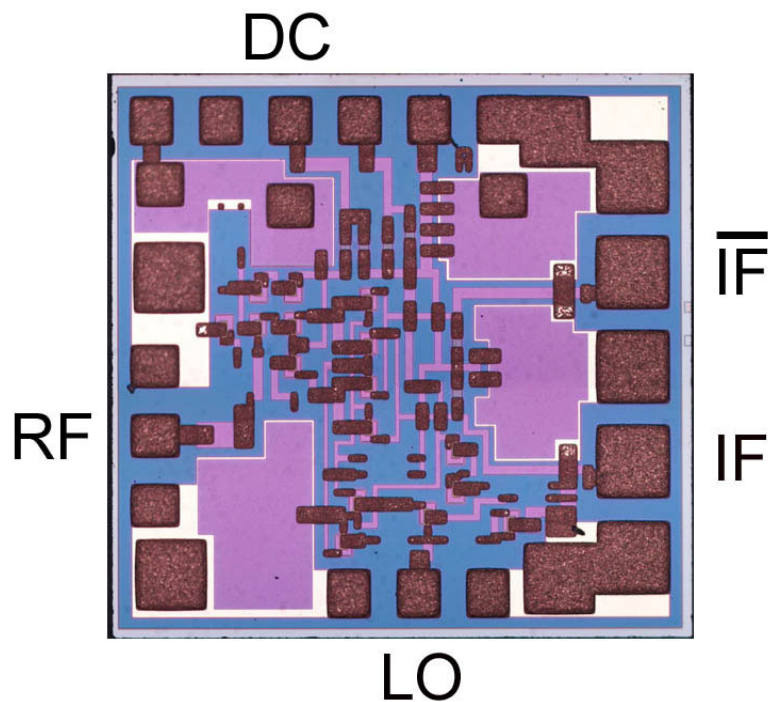


Bild 7.1 Chipfoto des HBT-Mischers mit  $A_E = 3 \times 30 \mu\text{m}^2$ , Abmaße =  $1.00 \times 1.00 \text{ mm}^2$

verschobenen LO-Aussteuerung der Mischerzelle ist eine breitbandige Anpassung des single-ended LO-Eingangs möglich. Der untersuchte Mischer kommt somit ohne externe Baluns aus, deren Realisierung im Bereich von 1...3GHz nicht unproblematisch ist. In diesem Frequenzbereich ist der Einsatz von auf Ferritperlen gewickelten Baluns wegen ihrer parasitären Kapazitäten nur in extrem miniaturisierter

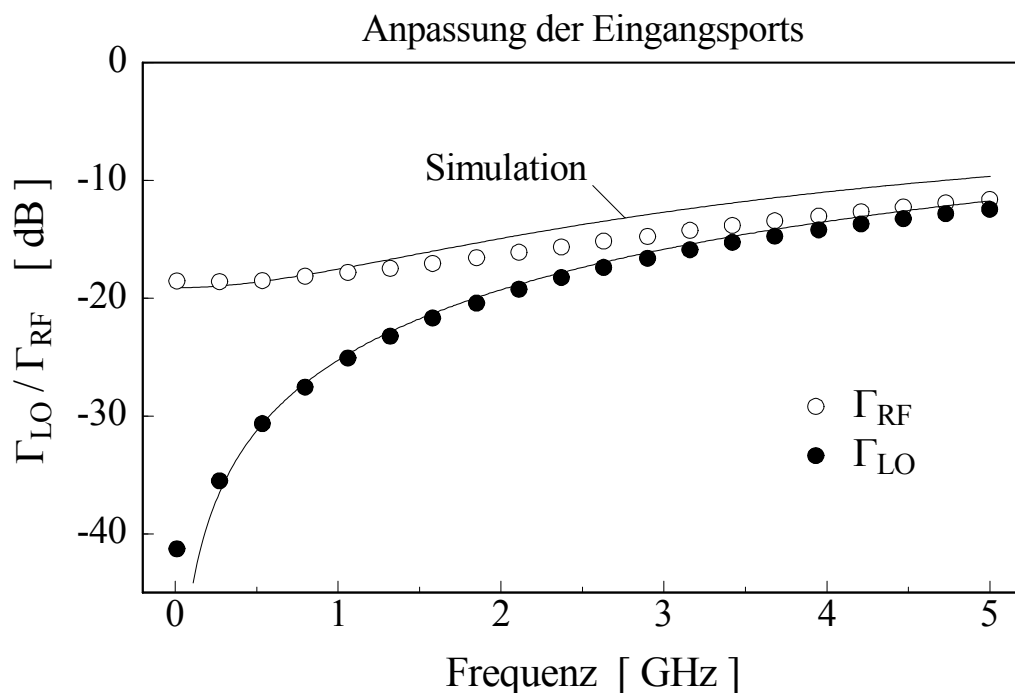


Bild 7.2 Anpassung der Eingangsports ,  $V_{CC} = 3.6 \text{ V}$  ,  $I_0 = 1.5 \text{ mA}$

Form möglich. Alternative Baluns mit planaren Leiterstrukturen haben Abmaße im Bereich der halben Wellenlänge und beanspruchen somit viel Platz. Alle passiven Baluns weisen des Weiteren eine untere Grenzfrequenz auf, die beim aktiven Balun entfällt. In Bild 7.2 sind die Reflektionsfaktoren der Eingangsports über der Frequenz dargestellt. Die geringere Anpassung des RF-Ports resultiert aus den Gegenkoppelwiderständen (vgl. Bild 7 /  $R_E = 105\Omega$ ) deren Werte zur Optimierung der Linearität bei geringen Ruhestromen gegenüber denen des Anpassungsfalles erhöht wurden. Unter Verwendung der geringen Versorgungsspannung von  $V_{CC} = 3.6V$  konnten bereits  $IIP3$ -Werte von 7dBm bei  $f_{RF} = 2GHz$  /  $f_{LO} = 1.92GHz$  gemessen werden [99]. Der zur Ermittlung der Linearität und des Rauschverhaltens verwendete Messaufbau ist in Bild 7.3 dargestellt.

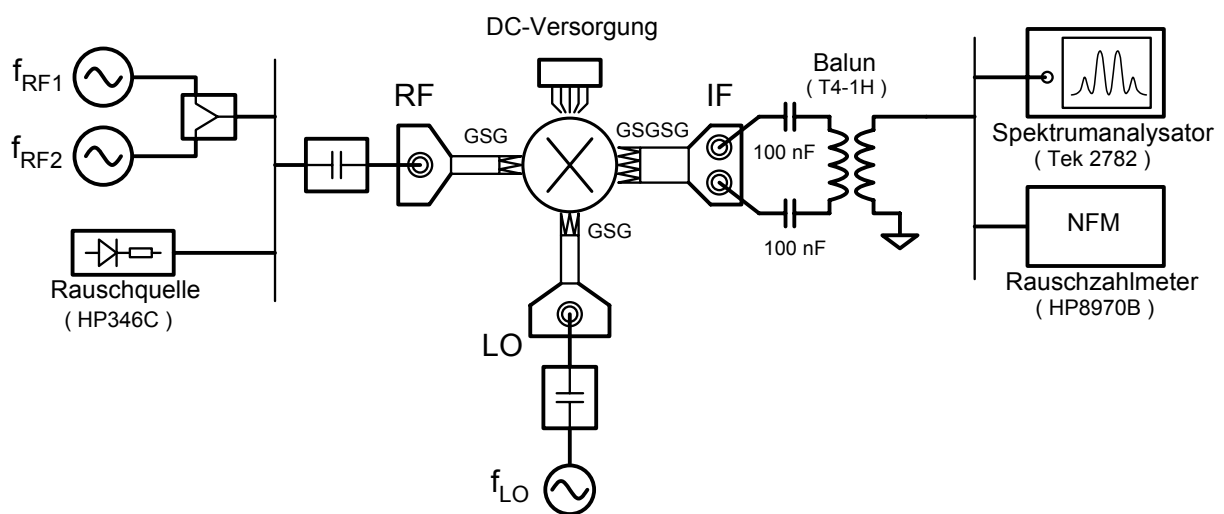


Bild 7.3 Messaufbau zur Charakterisierung der Mischstufe

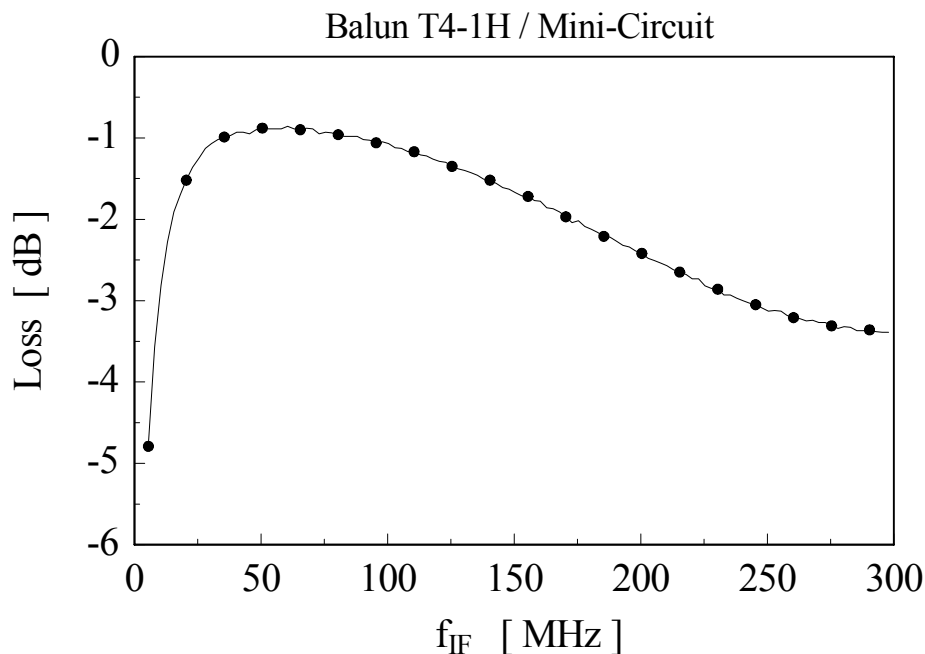


Bild 7.4 Einfügeverluste des 4:1 Baluns ( T4-1H von Mini-Circuits )

Zur Messung der IF-Ausgangsleistung im 50Ω System wurde ein 4:1 Balun eingesetzt. In dessen optimalen Frequenzbereich 30...100MHz betragen die Einfügeverluste etwa 1dB (vgl. Bild 7.4). Die IF-Frequenz ist für alle nachfolgenden Messungen auf 50MHz gesetzt, da hier wenig Verluste und keine Störungen durch Fremdsender auftreten. Letzteres ist besonders für fehlerfreie Rauschmessungen von Bedeutung.

Zur Anhebung des Zellruhestromes  $I_0$  über den ursprünglichen Designwert von 1mA musste die Versorgungsspannung auf  $V_{CC} = 6.2V$  erhöht werden. Zur Sicherstellung einer positiven Kollektor-Basissspannung der Mischerzellentransistoren ist der Spannungsabfall über den Lastwiderständen des LO-Bufferverstärkers durch Erhöhung des Ruhestromes auf 12mA (Designwert = 1.7mA) angehoben worden. Damit ist es nun möglich, den Mischer mit Zellruhestromen bis 4.5mA zu betreiben. Infolge der Abweichung der Ruhestromwerte vom ursprünglichen Designwert ändern sich die Impedanzen der Eingangsports. Während sich die Anpassung am RF-Port mit steigendem Ruhestrom verbessert, verringert sich die DC-Eingangsimpedanz des LO-Ports auf 44Ω. Dies entspricht im Bereich bis 1GHz einem Reflektionsfaktor kleiner -20dB und ist somit unproblematisch.

Tabelle 7.1 enthält eine Zusammenfassung der in den Abschnitten 7.1 bis 7.6 aufgeführten Messergebnisse.

| Messgröße         | Einheit | $P_{LO}$ | Zellruhestrom $I_0$ [ mA ] |      |      |      |
|-------------------|---------|----------|----------------------------|------|------|------|
|                   |         |          | 1.25                       | 2.5  | 3.5  | 4.5  |
| Gain*             | dB      | -5 dBm   | -9.7                       | -8.8 | -8.7 | -8.6 |
| 1-dB-Kompression* | dBm     | -5 dBm   | -4.5                       | 0.9  | 4.8  | 6.8  |
| IIP3*             | dBm     | -10 dBm  | 3.1                        | 11.5 | 16.2 | 17.8 |
|                   |         | -5 dBm   | 1.1                        | 10.6 | 15.8 | 17.3 |
| $F_{SSB}$ *       | dB      | -10 dBm  | 16.0                       | 17.3 | 18.7 | 20.2 |
|                   |         | -5 dBm   | 15.3                       | 16.1 | 17.1 | 18.2 |
| Dynamik $DR_F$ *  | dB/Hz   | -10 dBm  | 107                        | 112  | 115  | 115  |
|                   |         | -5 dBm   | 107                        | 113  | 115  | 116  |
| Dynamik $DR_L$ *  | dB/Hz   | -10 dBm  | 154                        | 158  | 161  | 162  |
|                   |         | -5 dBm   | 154                        | 159  | 162  | 163  |
| 3dB Bandbreite**  | GHz     | -5 dBm   | 4.5                        | 7.5  | 8.5  | 9.0  |

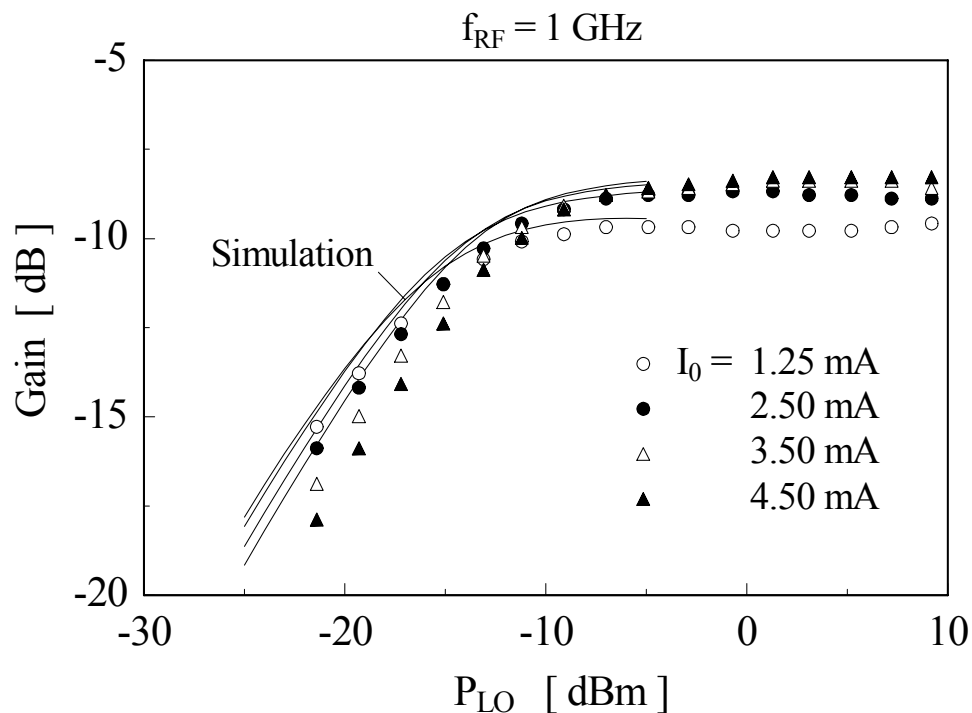
Tabelle 7.1 Zusammenfassung der Messergebnisse

\*  $f_{RF} = 1 \text{ GHz}$ ,  $f_{LO} = 950 \text{ MHz}$

\*\*  $f_{LO} = f_{RF} - 50 \text{ MHz}$

## 7.1 Konversionsgewinn der aktiven Mischstufe

Die Bilder 7.5 und 7.6 zeigen den Konversionsgewinn des Schaltmischers als Funktion der angelegten LO-Leistung. Im Bild 7.5 wird der Konversionsgewinn bei der RF-Eingangsfrequenz von 1GHz gezeigt. Die zugehörige LO-Frequenz wurde zu 950MHz gewählt, um den IF-Bereich in das Dämpfungsminima (vgl. Bild 7.4) des externen Baluns zu legen. Es werden die Konversionsgewinne für 4 verschiedene Mischerruheströme gezeigt. Alle Kurven weisen ein Sättigungsverhalten auf, d.h. für steigende LO-Leistung erhöht sich der Konversionsgewinn zunächst und erreicht bei -10dBm seinen maximalen Wert. Dies ist mit den unterschiedlichen Mischerarbeitsweisen zu erklären. So arbeitet der Mischer bei schwacher LO-Ansteuerung zunächst als linearer Multiplizierer und erreicht ab -10dBm die gewünschte Betriebsweise des Schaltmischers. Die Höhe des Ruhestromes durch die Mischerzelle hat erwartungsgemäß keinen Einfluss auf die benötigte LO-Leistung für den Schaltbetrieb. Wählt man den Ruhestrom jedoch zu gering, dann reicht die Stromdichte in den verwendeten HBTs der gm-Stufe nicht aus die nötige Steilheit auch bei höheren Frequenzen zu erreichen. Für den in Bild 7.5 gewählten Frequenzbereich um 1GHz zeigt sich dies in einem etwa 1dB geringeren Konversionsgewinn bei dem kleinsten gewählten Stromwert von 1.25mA gegenüber den übrigen Kurven mit höheren Ruhestromen.

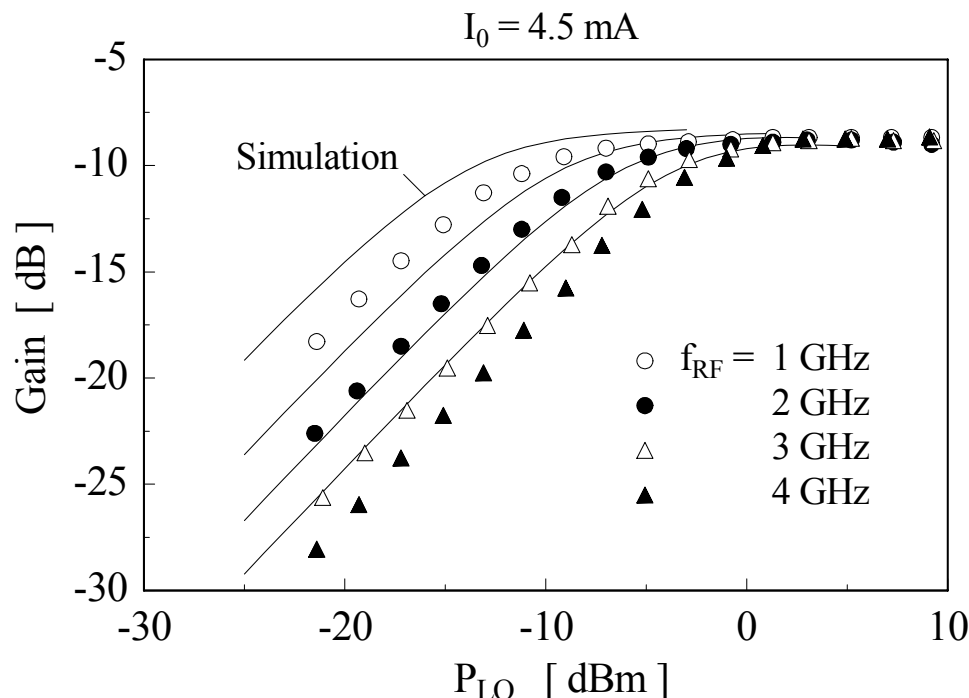


**Bild 7.5** Konversionsgewinn über der LO-Eingangsleistung,  
 $f_{RF} = 1 \text{ GHz}$ ,  $f_{LO} = 950 \text{ MHz}$ ,  $V_{CC} = 6.2 \text{ V}$   
Parameter: Zellruhestrom  $I_0$

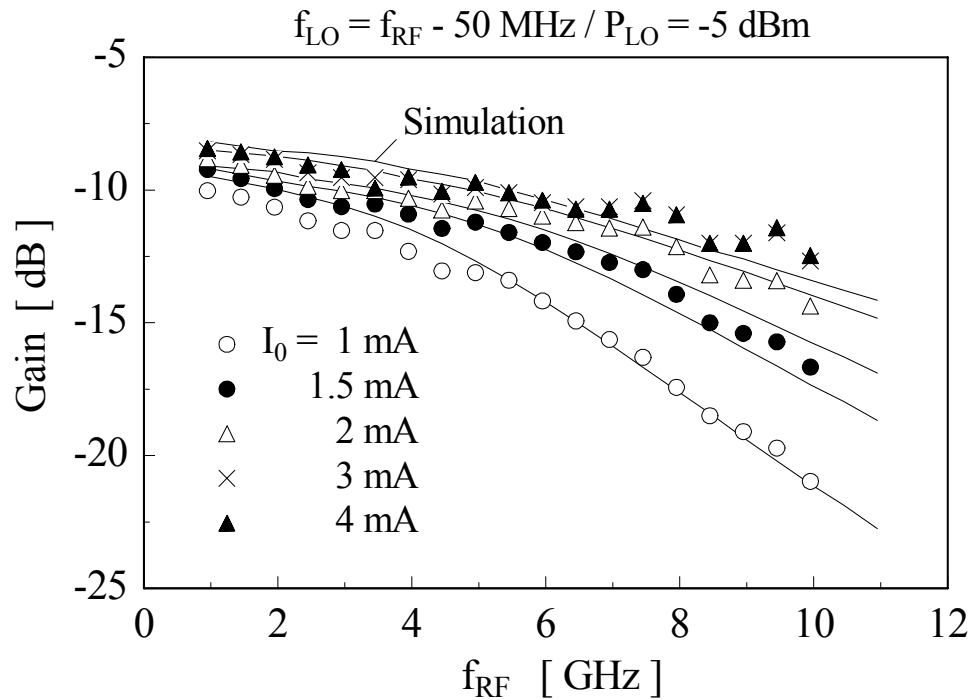
Bild 7.6 zeigt den Konversionsgewinn über der LO-Leistung für 4 verschiedene RF-Frequenzen. Dabei wurde die LO-Frequenz jeweils so gewählt, dass sich eine feste IF-Frequenz von 50 MHz durch Abwärtsmischung mit Gleichlage einstellt. Ein Vergleich der Kurven zeigt eine Verschiebung der LO-Sättigungsleistung. Diese ist durch die Transistorkapazitäten der Umschaltstufe bedingt, welche den Schaltbetrieb infolge des zur aktiven Halbleiterschicht gebildeten frequenzabhängigen Nebenschlusses erst bei entsprechen angehobenen LO-Leistungen ermöglichen.

Die mit dem vorgestellten Schaltmischer erreichbaren Grenzfrequenzen sind aus der Auftragung des Konversionsgewinnes über der RF-Frequenz in Bild 7.7 ersichtlich. Die Wahl eines höheren Ruhestromes erweitert den verwendbaren Eingangsfrequenzbereich. Während für einen Ruhestrom von nur 1 mA die 3-dB-Bandbreite des Mischers bereits 4 GHz beträgt, ist eine Verdoppelung der Bandbreite mit 4 mA erzielbar. Der beobachtete Anstieg der Bandbreite ist durch die Erhöhung der Transistorgrenzfrequenz beim Einsatz höherer Stromdichten bedingt.

Die in den Bildern 7.5 bis 7.7 eingezeichneten simulierten Konversionsgewinne zeigen eine sehr gute Übereinstimmung zu den Messwerten. Das in dieser Arbeit entwickelte Großsignalmodell und die verwendeten Extraktionsalgorithmen sind für die Simulation von Schaltmischer mit HBTs demnach sehr gut geeignet.



**Bild 7.6** Konversionsgewinn über der LO-Eingangsleistung,  
 $f_{LO} = f_{RF} - 50 \text{ MHz}$ ,  $V_{CC} = 6.2 \text{ V}$ ,  $I_0 = 4.5 \text{ mA}$   
Parameter : RF-Frequenz



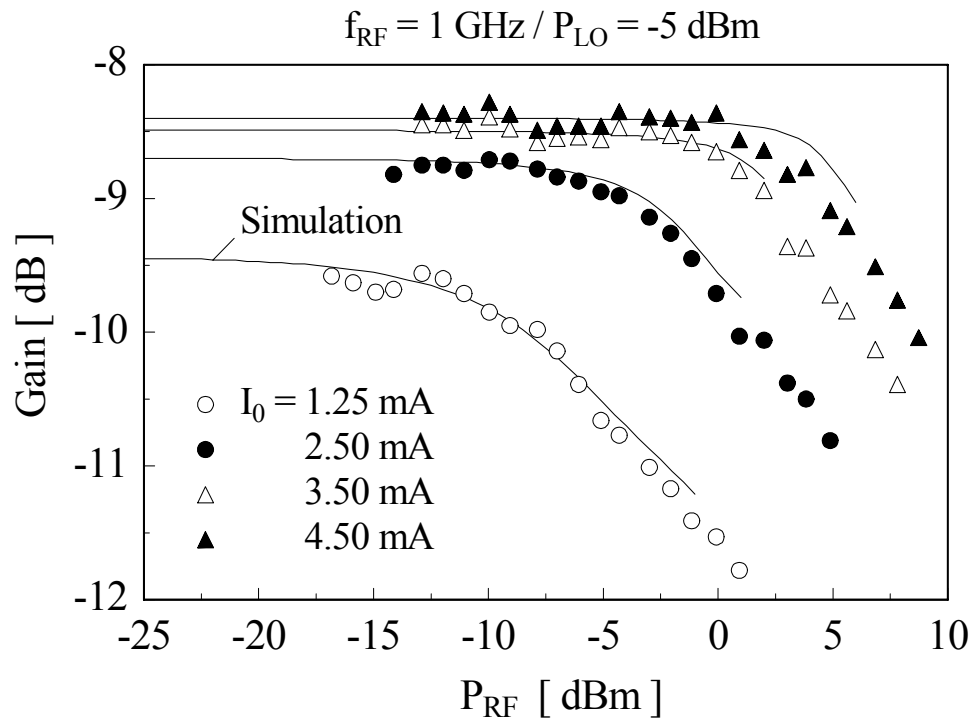
**Bild 7.7 Konversionsgewinn über der RF-Frequenz,**  
 $f_{LO} = f_{RF} - 50 \text{ MHz}$ ,  $P_{LO} = -5 \text{ dBm}$ ,  $V_{CC} = 6.2 \text{ V}$ ,  $I_0 = 4.5 \text{ mA}$   
Parameter : Zellruhestrom

## 7.2 1-dB-Kompression der aktiven Mischstufe

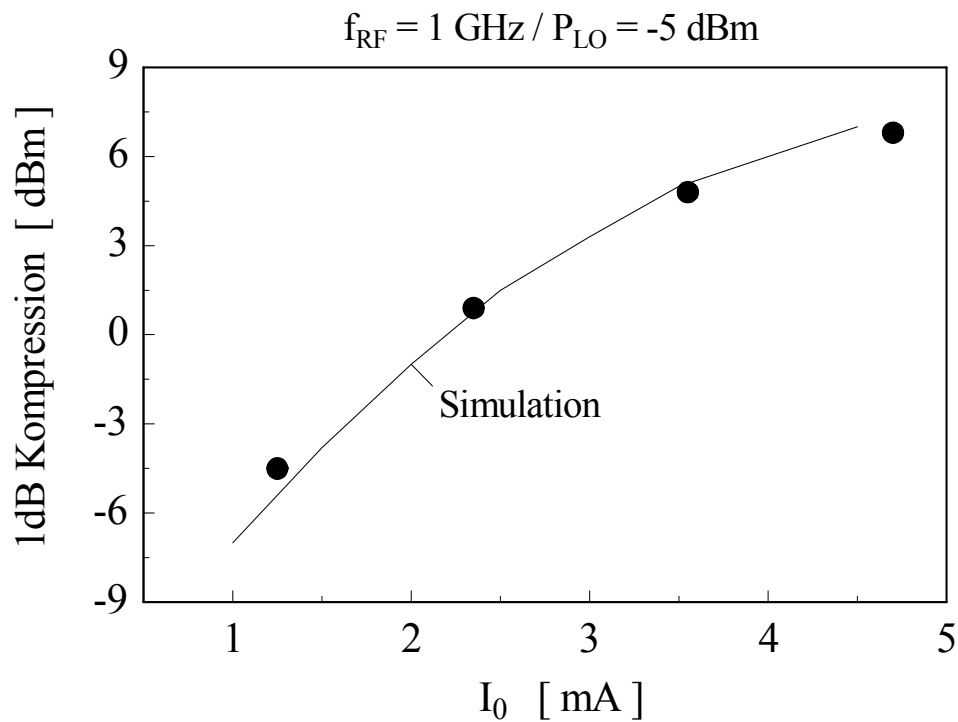
In Bild 7.8 ist erzielte Konversionsgewinn bei Abwärtsmischung über der RF-Eingangsleistung für 4 Ruhestrome dargestellt. Die RF-Frequenz beträgt in den dargestellten Kurven 1GHz. Die LO-Frequenz wurde zu 950MHz und der LO-Pegel zu -5dBm festgelegt. Infolge des begrenzten Aussteuerbereiches der gm-Eingangsstufe fällt bei einer gewissen RF-Eingangsleistung der Konversionsgewinn ab. Dabei kann eine enge Verknüpfung zwischen dem Ruhestrom und der Gain-Kompression beobachtet werden. Wie im Kapitel 6.5 beschrieben, ist das Kompressionsverhalten der aktiven Mischstufe hauptsächlich durch den Ruhestrom vorgegeben.

Die Auftragung des 1-dB-Kompressionspunktes über dem Ruhestrom ist in Bild 7.9 dargestellt. Für den maximalen Strom von 4.5 mA tritt die 1-dB-Kompression bei einer RF-Eingangsleistung von etwa 7dBm ein. Der in Kapitel 6.5 unter Vernachlässigung der parasitären HBT-Ersatzschaltbildelemente abgeleitete Quadratische Zusammenhang zwischen 1-dB-Kompressionspunkt und Ruhestrom verliert bei der verwendeten RF-Frequenz von 1GHz seine Gültigkeit.

Wie aus dem Vergleich von gemessenen und simulierten Kurven ersichtlich, kann das Kompressionsverhalten der Mischstufe unter Verwendung des aufgestellten HBT-Großsignalmodells mit Harmonic Balance Simulationen sehr gut nachgebildet werden.



**Bild 7.8 Aussteuerabhängigkeit des Konversionsgewinns,**  
 $f_{RF} = 1 \text{ GHz}$ ,  $f_{LO} = 950 \text{ MHz}$ ,  $P_{LO} = -5 \text{ dBm}$ ,  $V_{CC} = 6.2 \text{ V}$ ,  
Parameter : Zellruhestrom

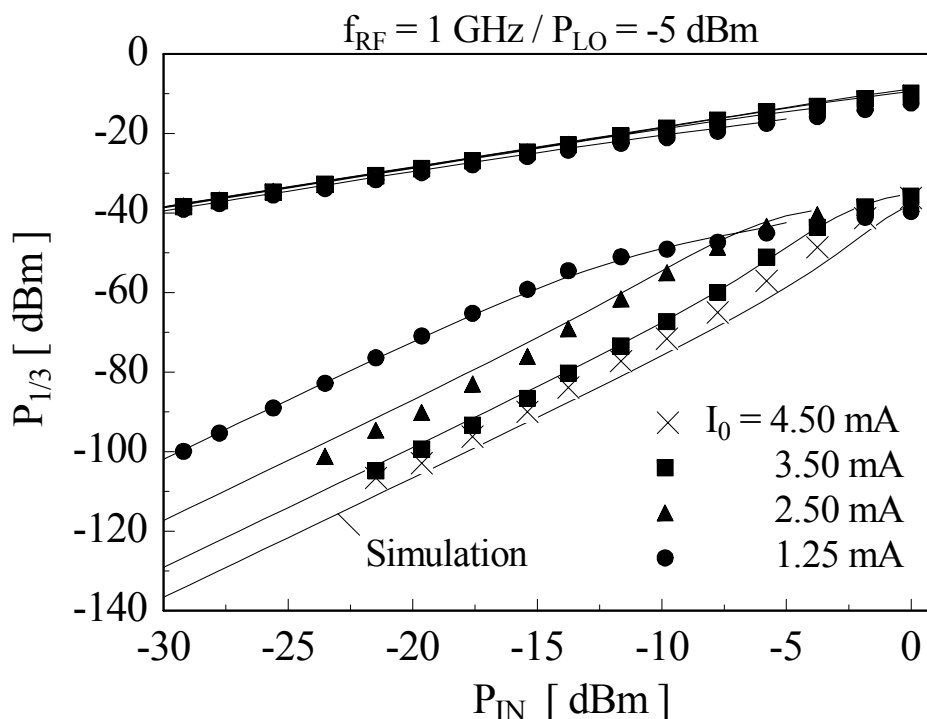


**Bild 7.9 Eingangsbezogene 1-dB-Kompression über dem Zellruhestrom  $I_0$ ,**  
 $f_{RF} = 1 \text{ GHz}$ ,  $f_{LO} = 950 \text{ MHz}$ ,  $P_{LO} = -5 \text{ dBm}$ ,  $V_{CC} = 6.2 \text{ V}$

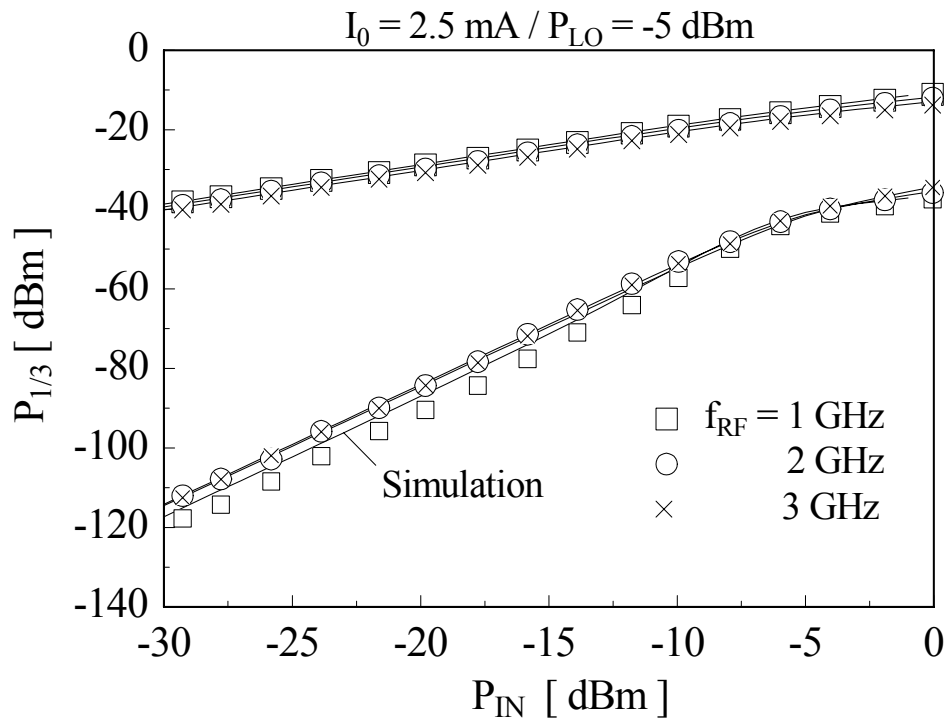
### 7.3 Kleinsignalverzerrungen der aktiven Mischstufe

Die Charakterisierung der nichtlinearen Verzerrungen bei schwacher RF-Aussteuerung erfolgt durch Bestimmung des Interceptpunkts dritter Ordnung. Zur Messung wurde die Zweitontmethode eingesetzt. Wie in Bild 7.3 gezeigt, werden zwei eng benachbarte Frequenzen über einen Summierhybrid zusammengeführt und am RF-Eingang des Mixers eingespeist. Der Pegel beider Töne ist dabei gleich groß zu wählen. Als Maß für die nichtlinearen Verzerrungen 3.Ordnung wurden die sich ober- und unterhalb der gewünschten IF-Signale 2.Ordnung auftretenden Intermodulationsprodukte 3.Ordnung mit Hilfe eines Spektrumanalysators ermittelt. Bild 7.10 zeigt in doppelt-logarithmischer Darstellung die derart gemessenen Intermodulationsprodukte als Funktion der Eingangspegel. In Bild 7.10 sind die aussteuerabhängigen Intermodulationsprodukte für vier Ruhestrome aufgetragen. Aufgrund des in Abschnitt 7.1 gezeigten geringen Einflusses des Ruhestromes auf den Konversionsgewinn ist keine Abhängigkeit der Intermodulationsprodukte 2.Ordnung erkennbar. Im Gegensatz dazu nehmen die Intermodulationsprodukten 3.Ordnung mit steigendem Ruhestrom stark ab. Dieser Effekt beruht auf der Abnahme der Verzerrungen 3.Ordnung in der gm-Eingangsstufe.

Zur Beurteilung der Frequenzabhängigkeit der nichtlinearen Verzerrungen tritt in Bild 7.11 anstelle des Ruhestromes die RF-Frequenz als Parameter auf. Die Intermodulationsprodukte 3.Ordnung nehmen mit der Frequenz zu. Wie in dieser Arbeit gezeigt, ist dies auf den zunehmenden Einfluss der BE-Kapazitäten in der gm-Eingangsstufe und in der Gegentaktmischstufe zurückzuführen.

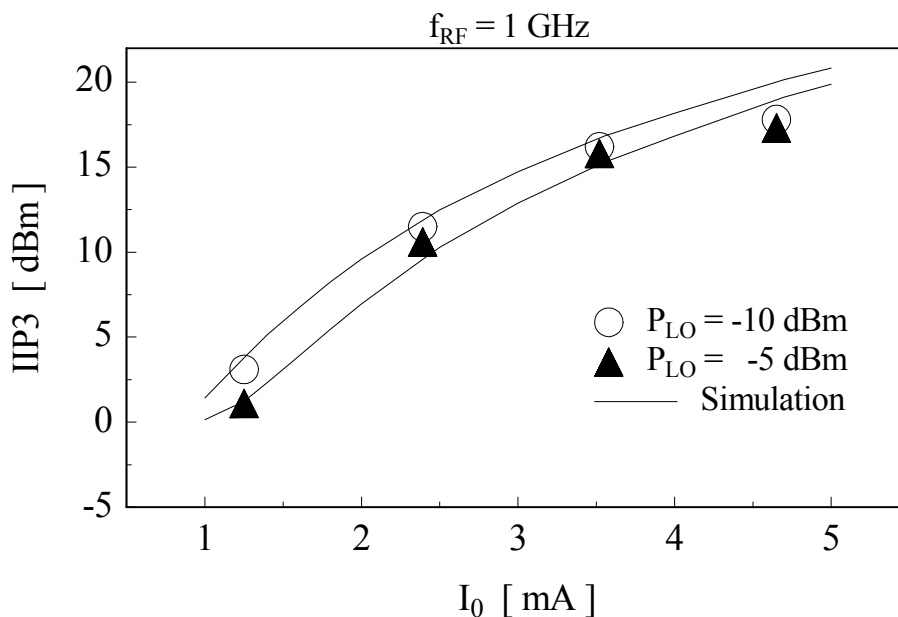


**Bild 7.10** IF-Leistungen 1. und 3.Ordnung aus der Zweitont-Messmethode,  
 $f_{RF1} = 999 \text{ MHz}$ ,  $f_{RF2} = 1.001 \text{ GHz}$ ,  $f_{LO} = 950 \text{ MHz}$ ,  $P_{LO} = -5 \text{ dBm}$ ,  $V_{CC} = 6.2 \text{ V}$   
Parameter : Zellruhestrom  $I_0$



**Bild 7.11 IF-Leistungen 1. und 3.Ordnung aus der Zweiton-Messmethode,**  
 $f_{RF1} = f_{RF} - 1 \text{ MHz}$ ,  $f_{RF2} = f_{RF} + 1 \text{ MHz}$ ,  $f_{LO} = f_{RF} - 50 \text{ MHz}$ ,  $P_{LO} = -5 \text{ dBm}$ ,  $V_{CC} = 6.2 \text{ V}$ ,  $I_0 = 2.5 \text{ mA}$   
Parameter : RF-Frequenz

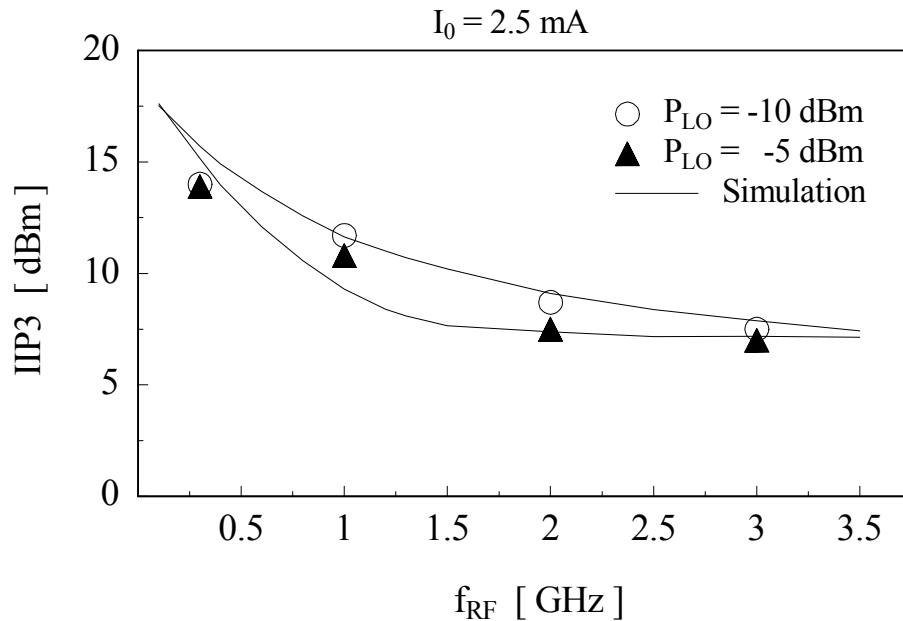
Aus den Bildern 7.10 und 7.11 erhält man den Interceptpunkt durch Bildung des fiktiven Schnittpunktes der Tangenten der gezeigten Kurven bei kleinen RF-Eingangsleistungen. Die derart erhaltenen eingangsbezogenen Interceptpunkte sind in Bild 7.12 über dem Ruhestrom für zwei LO-Pegel aufgetragen. Wählt man den Ruhestrom zu 4.5mA weist die Mischstufe bereits einen IIP3 von 17dBm auf.



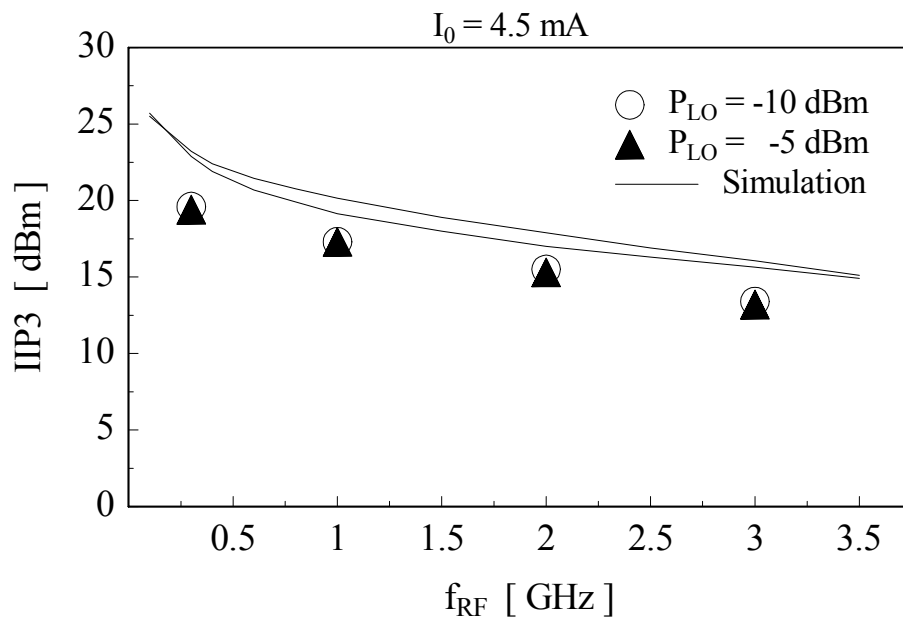
**Bild 7.12 IIP3 als Funktion des Zellruhestromes  $I_0$ ,**  
 $f_{RF1} = 999 \text{ MHz}$ ,  $f_{RF2} = 1.001 \text{ GHz}$ ,  $f_{LO} = 950 \text{ MHz}$ ,  $V_{CC} = 6.2 \text{ V}$   
Parameter : LO-Leistung

Die Linearitätsbegrenzung erfolgt bei dieser Frequenz durch die Verzerrungen der Gegentaktstufe. Es ist erkennbar, dass der Mischer bei -10dBm LO-Pegel geringere Verzerrungen als bei -5dBm aufweist. Dies weist auf eine Übersteuerung der Umschalttransistoren hin.

Die Auftragung des IIP3 über der RF-Frequenz ist im Bild 7.13 für  $I_0 = 2.5\text{mA}$  und im Bild 7.14 für  $I_0 = 4.5\text{mA}$  dargestellt. Es ist ersichtlich, dass mit dem Mischer für einen Strom von  $I_0 = 4.5\text{mA}$  selbst bei 3GHz noch ein IIP3 von 13dBm erzielt wird.



**Bild 7.13 IIP3 über der RF-Frequenz,**  
 $f_{RF1} = f_{RF} - 1\text{ MHz}$ ,  $f_{RF2} = f_{RF} + 1\text{ MHz}$ ,  $f_{LO} = f_{RF} - 50\text{ MHz}$ ,  $V_{CC} = 6.2\text{ V}$ ,  $I_0 = 2.5\text{ mA}$   
Parameter : LO-Leistung

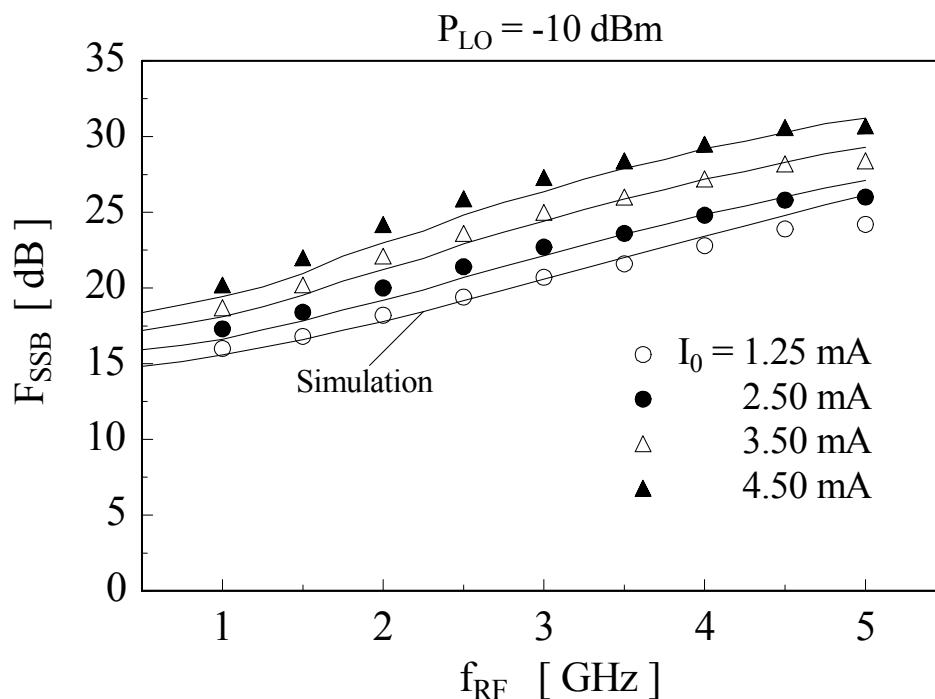


**Bild 7.14 IIP3 über der RF-Frequenz,**  
 $f_{RF1} = f_{RF} - 1\text{ MHz}$ ,  $f_{RF2} = f_{RF} + 1\text{ MHz}$ ,  $f_{LO} = f_{RF} - 50\text{ MHz}$ ,  $P_{LO} = -5\text{ dBm}$ ,  $V_{CC} = 6.2\text{ V}$ ,  $I_0 = 4.5\text{ mA}$   
Parameter : LO-Leistung

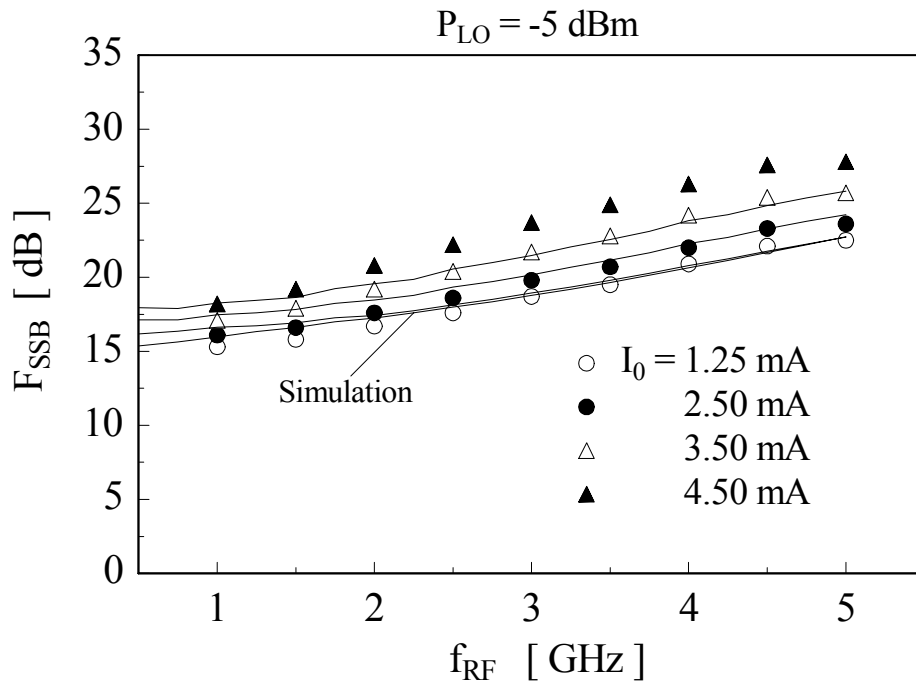
## 7.4 Rauschen der aktiven Mischstufe

Unter Verwendung des HP 8970B Rauschzahlmeters und einer kalibrierten HP 346C Breitbandrauschquelle sind die Rauschzahlen der aktiven Mischstufe als Funktion der RF-Frequenz und des LO-Pegels aufgenommen worden. Die Umrechnung der gemessenen Zweiseitenband-Rauschzahlen in die in dieser Arbeit verwendete Einseitenbandrauschzahl erfolgte über die Ermittlung der Konversionsgewinne auf den LO-Seitenbändern bis zur fünften Harmonischen.

Die Bilder 7.15 und 7.16 zeigen eine Auftragung der SSB-Rauschzahlen über der RF-Frequenz mit dem Zellruhestrom als Parameter für je einen LO-Pegel von -10dBm und -5dBm. In beiden Diagrammen ist eine Abhängigkeit der SSB-Rauschzahl vom gewählten Ruhestrom nachweisbar wobei die Unterschiede bei höherer LO-Ansteuerung geringer ausfallen. Dies erklärt sich aus dem verminderten Einfluss der Kollektorschrotrauschquellen innerhalb der Gegentaktmischstufe auf das am IF-Port akkumulierte Rauschen. Mit einem Anstieg der RF-Frequenz kommt es zu einer starken Anhebung der SSB-Rauschzahl. Wie aus den im Bild 5.11 gezeigten extrahierten Rauschparameter ersichtlich, weisen die verwendeten Heterobipolartransistoren oberhalb von etwa 2GHz einen starken Anstieg des  $F_{\min}$  Parameters auf, der den beobachteten Anstieg der SSB-Rauschzahl der aktiven Mischstufe bedingt.



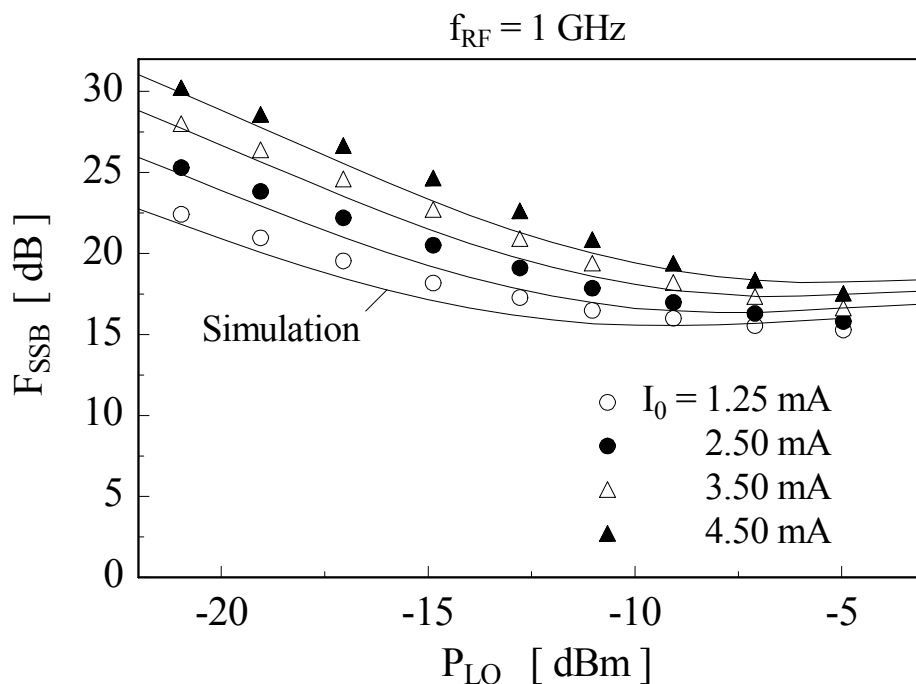
**Bild 7.15** Einseitenbandrauschzahl über der RF-Frequenz,  
 $f_{LO} = f_{RF} - 50 \text{ MHz}$ ,  $P_{LO} = -10 \text{ dBm}$ ,  $V_{CC} = 6.2 \text{ V}$ ,  
Parameter : Zellruhestrom  $I_0$



**Bild 7.16** Einseitenbandrauschzahl über der RF-Frequenz,  
 $f_{LO} = f_{RF} - 50 \text{ MHz}$ ,  $P_{LO} = -5 \text{ dBm}$ ,  $V_{CC} = 6.2 \text{ V}$ ,  
Parameter : Zellruhestrom  $I_0$

Zur Erzielung einer möglichst rauscharmen Frequenzumsetzung darf die angelegte LO-Leistung nicht zu knapp bemessen sein.

Die in den Abbildungen eingezeichneten Simulationskurven decken sich sehr gut mit den gemessenen Rauschzahlen und belegen damit die Gültigkeit des Rauschmodells.



**Bild 7.17** Einseitenbandrauschzahl als Funktion der LO-Leistung,  
 $f_{RF} = 1 \text{ GHz}$ ,  $f_{LO} = 950 \text{ MHz}$ ,  $V_{CC} = 6.2 \text{ V}$ ,  
Parameter : Zellruhestrom  $I_0$

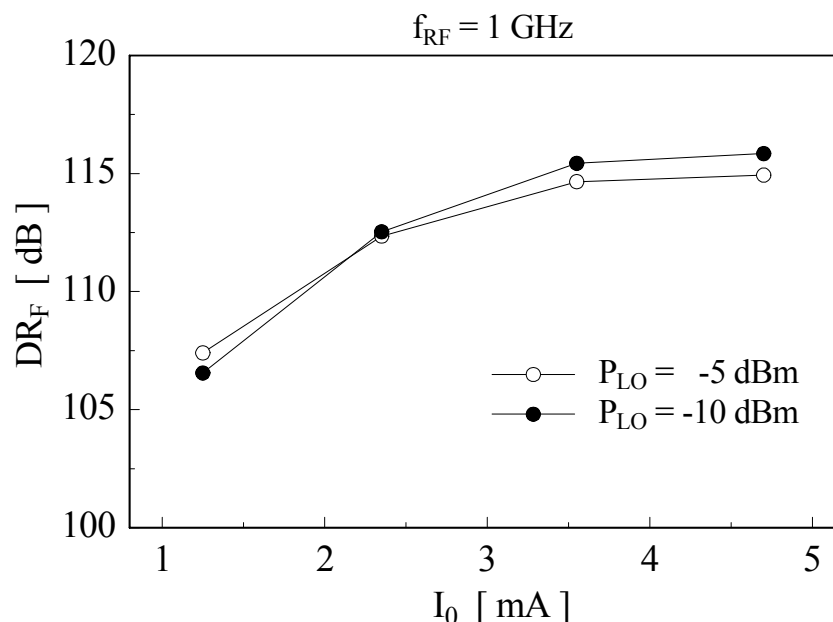
## 7.5 Kleinsignaldynamikbereich der aktiven Mischstufe

Aus den Messungen der Einseitenbandrauschzahl und des eingangsbezogenen Interceptpunkts 3. Ordnung kann unter Verwendung der Gleichung (6.161) der intermodulationsfreie Dynamikbereich ( $DR_F$ ) der aktiven Mischstufe errechnet werden. Aus der Auftragung des  $DR_F$  über den Ruhestrom in Bild 7.18 wird deutlich, dass trotz der in den Bildern 7.15 bis 7.17 gezeigten steigenden Rauschzahl der Kleinsignaldynamikbereich mit dem Strom ansteigt. Die linearisierende Wirkung des höheren Ruhestromes dominiert demnach den Kleinsignaldynamikbereich.

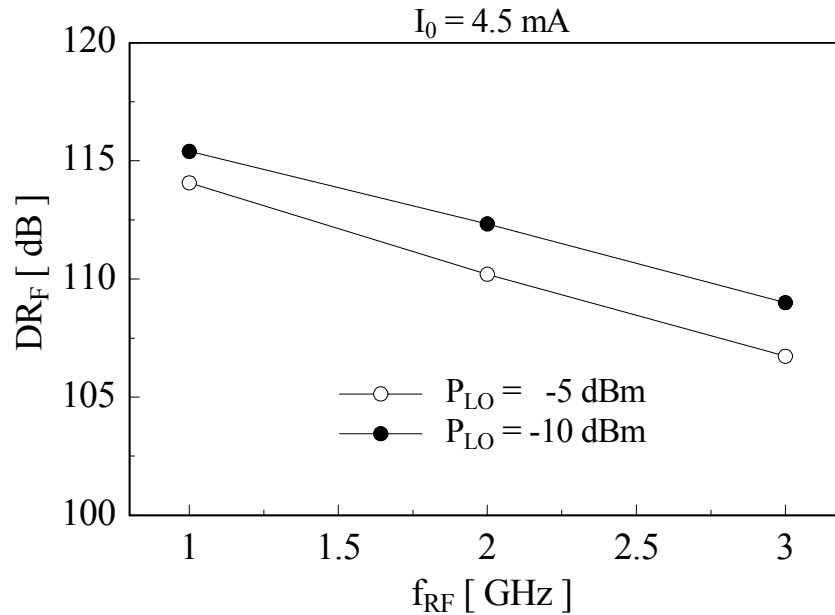
Oberhalb von 3.5mA ist nur noch eine unwesentliche Verbesserung des  $DR_F$  vorhanden. Aus dem Vergleich der in Bild 7.18 gezeigten Kurven bei LO-Pegeln von -5dBm und -10dBm zeigt sich, dass eine Übersteuerung der Gegentaktmischstufe den Kleinsignaldynamikbereich verringert. Dies ist auf zunehmende Intermodulationsverzerrungen der Umschaltstufe zurückzuführen.

Die optimale Betriebsweise der aktiven Mischstufe stellt sich für etwa 3.5mA Ruhestrom und einem LO-Pegel von -10dBm ein. Es sind in diesem Fall  $DR_F$ -Werte von 115dB bei  $f_{RF} = 1\text{GHz}$  erzielbar.

Bild 7.19 zeigt für einen festen Ruhestrom von 4.5mA eine  $DR_F$ -Auftragung über der RF-Frequenz. Mit steigender RF-Frequenz nehmen zum einen die IIP3-Werte ab (vgl. Bild 7.14) und zum anderen steigend die SSB-Rauschzahlen an (vgl. Bild 7.15 & 7.16). Beide Effekte führen zu der dargestellten Abnahme des  $DR_F$ -Bereiches. Bei  $f_{RF} = 3\text{GHz}$  beträgt der  $DR_F$  noch 110dB und liegt damit nur 5dB unter dem Wert bei 1GHz. Die gezeigten  $DR_F$ -Werte sind in den Abbildungen auf 1 Hz Bandbreite normiert worden. Der in einem System mit gegebener IF-Bandbreite erzielbare Dynamikbereich kann unter Verwendung der Kurven in Abbildung 6.104 bestimmt werden.



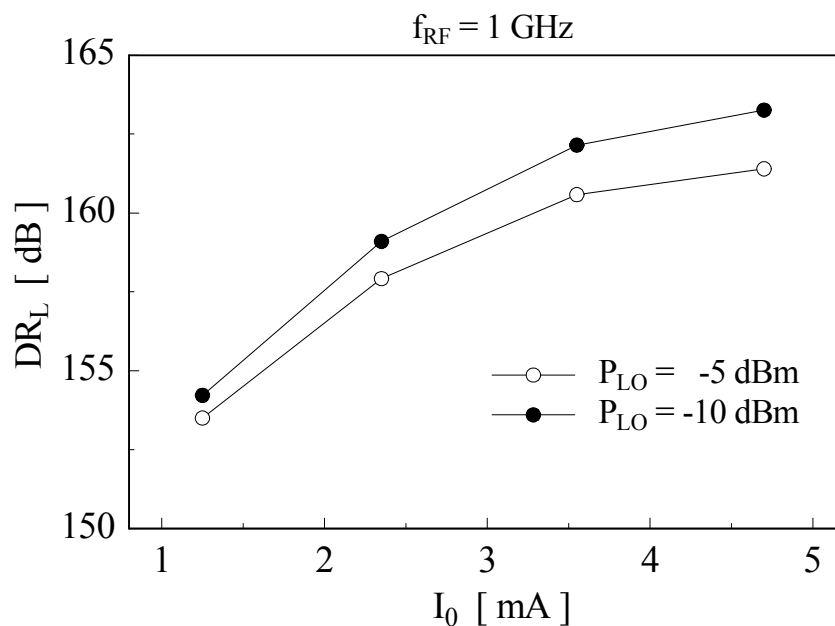
**Bild 7.18** Intermodulationsfreier Dynamikbereich als Funktion des Zellruhestromes  $I_0$ ,  
 $f_{RF} = 1\text{ GHz}$ ,  $f_{LO} = 950\text{ MHz}$ ,  $V_{CC} = 6.2\text{ V}$   
Parameter : LO-Leistung



**Bild 7.19** Intermodulationsfreier Dynamikbereich über der RF-Frequenz,  $I_0 = 4.5$  mA,  
 $f_{LO} = f_{RF} - 50$  MHz,  $V_{CC} = 6.2$  V  
Parameter : LO-Leistung

## 7.6 Großsignaldynamikbereich der aktiven Mischstufe

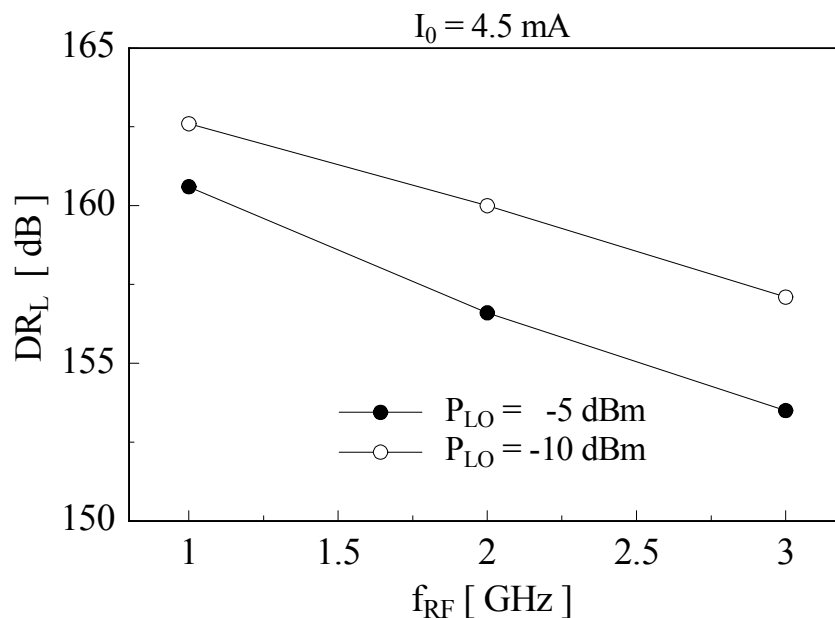
Aus den Messungen der Einseitenbandrauschzahl und des 1-dB-Kompressionspunktes kann unter Verwendung der Gleichung (6.163) der lineare Dynamikbereich ( $DR_L$ ) der aktiven Mischstufe errechnet werden.



**Bild 7.20** Großsignaldynamik als Funktion des Zellruhestromes  $I_0$ ,  
 $f_{RF} = 1$  GHz,  $f_{LO} = 950$  MHz,  $V_{CC} = 6.2$  V  
Parameter : LO-Leistung

Aus der Auftragung des  $DR_L$  über den Ruhestrom in Bild 7.20 wird deutlich, dass trotz der in den Bildern 7.15 bis 7.17 gezeigten steigenden Rauschzahl der Großsignaldynamikbereich mit dem Strom ansteigt. Dieses Verhalten erklärt sich mit dem bei steigendem Ruhestrom erhöhten Aussteuerbereich der im AB-Betrieb arbeitenden gm-Eingangsstufe

Die gezeigten  $DR_L$ -Werte sind in den Abbildungen auf 1 Hz Bandbreite normiert worden. Der in einem System mit gegebener IF-Bandbreite erzielbare Dynamikbereich kann unter Verwendung der Kurven in Abbildung 6.104 bestimmt werden.



**Bild 7.21** Großsignaldynamik über der RF-Frequenz,  $I_0 = 4.5$  mA  
 $f_{LO} = f_{RF} - 50$  MHz,  $V_{CC} = 6.2$  V  
Parameter : LO-Leistung

## 8. Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden das Rausch- und Aussteuerverhalten eines aktiven MMIC-Mischers auf der Basis von GaAs-Heterobipolartransistoren untersucht. Es entstand ein sehr linearer MMIC-Mischer für den Einsatz in Mobilfunksystemen bis 5GHz, der sich gemeinsam mit dem RF-Leistungsverstärker als Funktionseinheit auf einem Chip integrieren lässt. Das für ein erfolgreiches MMIC-Design mit kommerziellen Schaltungssimulatoren benötigte Großsignalmodell wird im ersten Teil abgeleitet. Dabei wird die vollständige messtechnische Bestimmung aller zur Modellierung des Signal- und Rauschverhaltens benötigter Parameter vorgestellt.

Die Entwicklung eines physikalisch sinnvollen Großsignalmodells basiert auf einer möglichst exakten Trennung des intrinsischen Kleinsignalersatzschaltbildes von den Elementen der parasitären Anschlussstruktur. Mit Hilfe von gemessenen Kleinsignalparametern und unter Anwendung von Feldsimulationen wurde zunächst das externe Anschlussnetzwerk bestimmt und anschließend zur Extraktion des intrinsischen Kleinsignalmodells angewandt. Basierend auf arbeitspunktabhängigen intrinsischen Kleinsignalparametern wurden Modellierungsgleichungen für die nichtlinearen Halbleiterkapazitäten und ein empirisches Laufzeitmodell entwickelt.

Das vorgestellte Großsignalmodell stellt eine Erweiterung des Ebers-Moll-Transistormodells dar. Durch die Ergänzung um eine zusätzliche Basis-Emitter-Diode konnte der nicht konstanten Stromverstärkung bei Heterobipolartransistoren Rechnung getragen werden. Die temperaturabhängigen Gleichstromparameter wurden aus den Vor- und Rückwärtsgummelplots extrahiert. Aufgrund der starken Temperaturabhängigkeit dieser Modellparameter wurde das Großsignalmodell des Heterobipolartransistors um ein dynamisches Temperaturmodell erweitert. Die Extraktion der thermischen Modellparameter basiert dabei allein auf der Auswertung der BE-Spannung bei zwei verschiedenen Substrattemperaturen.

Die Modellierung der HBT-Rauscheigenschaften umfasst die Rauschbeiträge von Hochfrequenz-, Niederfrequenzrauschen und dem thermischen Rauschen der linearen Elemente des Umgebungsnetzwerkes.

Das Hochfrequenzrauschen wird hauptsächlich durch zwei korrelierte Schottrauschquellen infolge des Kollektorgleichstromes und einer Schottrauschquelle infolge des Basisgleichstromes beschrieben. Der physikalisch richtige Aufbau des Großsignalmodells konnte anhand des Vergleichs simulierter und gemessener HF-Rauschparameter verifiziert werden.

Die Modellierung des Niederfrequenzrauschens basiert auf Messungen des Ausgangsrauschleistungspektrums bei hoch- und niederohmiger Belastung des Basisanschlusses. Mit dieser Methode konnten eine Stromrauschquelle zwischen Basis- und Emitteranschluss und eine Rauschspannungsquelle am Emitterport als die dominierenden Niederfrequenzquellen lokalisiert werden. Zur Modellierung der BE-Stromrauschquelle wird ein empirisch-analytisches Modell verwendet, welches das Niederfrequenzrauschen in Abhängigkeit vom fließenden Basisstrom beschreibt.

Das Großsignalmodell inklusive aller Rauschquellen ist vollständig in dem kommerziellen Schaltungssimulator ADS implementiert worden. Basierend auf diesem HBT-Modell entstand der in dieser Arbeit untersuchte doppelt-balancierte Schaltungsmischer.

Einer Zusammenstellung verschiedener Funktionsprinzipien von aktiven Mischern folgen grundlegenden Definitionen der wichtigsten Kenngrößen von Frequenzumsetzern.

Der Dynamikbereich einer aktiven Mischstufe wird im hohen Maße von der RF-Eingangsstufe, die eine Spannungs-Stromwandlung vornimmt, bestimmt. Die Erzeugung der gegenphasigen RF-Eingangsströme wird oft von Differenzverstärkern in Emitterkopplung übernommen. Diese weisen einen eingeschränkten Aussteuerbereich auf und lassen sich aufgrund ihrer hochohmigen Eingangswiderstände nur mit zusätzlichem Schaltungsaufwand in eine  $50\Omega$ -Systemumgebung integrieren. Zur Umgehung dieser Nachteile wird auf eine spezielle, im AB-Betrieb arbeitende Transimpedanzstufe [83] zurückgegriffen. Neben einer über den Ruhestrom einstellbaren Eingangsimpedanz kann diese Schaltungsvariante mit einem single-ended Signal angesteuert werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde diese Eingangsstufe vollständig hinsichtlich ihrer Aussteuer- und Rauscheigenschaften untersucht. Die Analyse des Steilheits-Frequenzganges ergab, dass durch Einführung einer zusätzlichen Lastkapazität die Balancierung der beiden Ausgangsströme verbessert und damit der nutzbare Frequenzbereich erweitert werden kann.

Die durch das Eigenrauschen des Frequenzumsetzers bedingte untere Begrenzung des Dynamikbereichs wird in zwei Schritten analysiert.

Zunächst erfolgt die Bestimmung der Ausgangsrauschströme der Eingangsstufe unter Anwendung der linearen Rauschanalyse. Dies ist möglich, da sowohl die Pegel des RF-Signals, als auch der LO-Quelle die Nichtlinearitäten der Eingangsstufe nur geringfügig aussteuern und somit die Verfahren der linearen Netzwerkanalyse anwendbar sind. Zur Vereinfachung der Numerik wurden die parasitären Blindleitwerte des Transistorersatzschaltbildes vernachlässigt. Simulationen unter Verwendung des komplexen Großsignalmodells zeigen, dass erst bei Eingangsfrequenzen oberhalb von 2GHz das vereinfachte Rauschersatzschaltbild seine Gültigkeit verliert. Zum Ausgangsrauschen der Mischstufe trägt lediglich der Differenzrauschstrom der Eingangsstufe bei. Dieser steigt in etwa proportional zum  $R_E$ -Widerstandswert an, wenn der Kollektoruhestrom zur Gewährleistung einer vorgegebenen Eingangsimpedanz nachgeführt wird. Für den in dieser Arbeit gewählten Fall der  $50\Omega$  Systemimpedanz überwiegt für  $R_E$ -Werte unterhalb von  $40\Omega$  das Kollektorschrotrauschen, während für stärkere Gegenkopplung das thermische  $R_E$ -Widerstandsrauschen überwiegt.

Im zweiten Schritt der Rauschanalyse wird der Mischerkern untersucht. Infolge der starken Auslenkung der Umschalttransistoren im Takt der LO-Ansteuerung kann die nur für lineare zeitinvariante Systeme gültige lineare Rauschanalyse nicht angewandt werden. Wird der Mischerkern weit unterhalb der Grenzfrequenz der eingesetzten Transistoren betrieben, d.h. die Impulsantworten des Netzwerkes sind wesentlich kürzer als die aussteuernde LO-Periodendauer, lässt sich der Frequenzumsetzer als

lineares, zeitperiodisches System beschreiben. Zur Berechnung des Übertragungsverhaltens jeder einzelnen Rauschquelle zum Mischerausgang werden alle Nichtlinearitäten innerhalb des Netzwerkes durch ein lineares Element ersetzt. Aufgrund der LO-Aussteuerung sind die linearen Elemente des Netzwerkes zeitabhängig und werden mathematisch durch Gleichungen mit variablen Momentanströmen beschrieben. Die linearen Übertragungsfunktionen von den einzelnen Mischerrauschquellen zum IF-Ausgang sind somit zeitperiodisch und können einer Fourieranalyse unterzogen werden. Wie in Kapitel 6.4 gezeigt, lässt sich mit Hilfe dieser Fourierkoeffizienten das Ausgangsrauschspektrum berechnen. Der größte Anteil am IF-Rauschen konnte im Schaltbetrieb den Rauschquellen der gm-Eingangsstufe zugeordnet werden.

Mit Hilfe des Rauschleistungsspektrums am IF-Ausgang und des aussteuerabhängigen Konversionsgewinnes wurde die Einseitenbandrauschzahl des aktiven Frequenzumsetzers ermittelt. Liegt das Hauptaugenmerk des Designs auf der Empfindlichkeit des Frequenzumsetzers, sind die Zellruhestrome zu minimieren und es ist auf eine möglichst niederohmige Impedanz der RF-Quelle zu achten.

Die Festlegung des maximal möglichen Eingangspegels eines Frequenzumsetzers ist eng mit den Systemanforderungen verknüpft. In dieser Arbeit wird sowohl der eingangsbezogene 1-dB-Kompressionspunkt als auch der Interceptpunkt 3.Ordnung als obere Aussteuergrenze definiert. Mit diesen Grenzen kann der Großsignal- und Kleinsignaldynamikbereich berechnet werden.

Das Kompressionsverhalten des aktiven Frequenzumsetzers wird weitgehend durch das Aussteuervermögen der RF-Eingangsstufe und nicht durch die Mischerzelle selbst beeinflusst. Je höher der zur Verfügung stehende Ruhestrom gewählt wird desto größer ist der Aussteuerbereich. Der Einsatz einer im AB-Betrieb arbeitenden Transimpedanz-Eingangsstufe ermöglicht gegenüber der herkömmlichen Differenzverstärker-Beschaltung eine Verdopplung des kompressionsfreien Eingangspegelbereichs.

Kleinsignalverzerrungen 3.Ordnung entstehen sowohl in der RF-Eingangsstufe als auch in der Mischerzelle. Die direkte Analyse der nichtlinearen Verzerrungen des Frequenzumsetzers ist aufgrund der Komplexität der entstehenden Gleichungen nicht möglich. Daher wurden die beiden Schaltungsteile des Frequenzumsetzers getrennt untersucht und eine „worst-case“ Abschätzung der Gesamtverzerrung abgegeben.

Mit Hilfe einer Potenzreihenapproximation der exponentiellen Strom-Spannungs-Charakteristik des Bipolartransistors und einer anschließenden Umkehrung dieser Potenzreihe konnte die transzendente Gleichung der Eingangsstufen-Transimpedanz gelöst werden. Die Berechnung des kubischen Koeffizienten der Potenzreihenapproximation ergab, dass dieser für den Ruhestrom von  $I_0 = 390\mu\text{A}$  ( $T = 290\text{K}$ ) zu Null gesetzt wird. Innerhalb der Eingangsstufe entstehen somit keine Intermodulationsverzerrungen 3.Ordnung. Eine Verschiebung dieses Kompensationspunktes zu höheren Strömen ist durch das Einfügen eines Serienwiderstandes zwischen Mischereingang und der RF-Quelle möglich. Es wurde nachgewiesen, dass ein Anheben des Ruhestromes geringere Signalverzerrungen 3.Ordnung nach sich zieht. Die Analyse der Eingangstransimpedanz erfolgte allein auf Basis der  $U$ - $I$ -

Charakteristik des Bipolartransistors. Harmonic Balance Simulationen unter Berücksichtigung sämtlicher Nichtlinearitäten des Großsignalmodells zeigen, dass die für den  $IIP3$  abgeleiteten Beziehungen ab einer Signalfrequenz von etwa 600MHz deutliche Abweichungen zu den simulierten  $IIP3$ -Werten aufweisen. Tendenziell bleiben jedoch die funktionellen Abhängigkeiten vom Ruhestrom und der Eingangsimpedanz erhalten.

Bei der Untersuchung der Intermodulationsverzerrungen des Mischerkerns der Gegentaktmischstufe zeigte sich bei alleiniger Berücksichtigung der *tanh*-förmigen Übertragungsfunktion, dass keine Ausbildung jeglicher Intermodulationsprodukte erfolgt. Die in realen Gegentaktmischstufen unvermeidlichen Basiswiderstände, Halbleiterkapazitäten und Ladungsspeichereffekte führen jedoch zur Ausbildung von unerwünschten Intermodulationsprodukten im IF-Ausgangsstrom. Basierend auf Harmonic Balance Simulationen konnte die nichtlineare BE-Kapazität der Umschalttransistoren als Hauptverursacher der stark frequenzabhängigen Intermodulationsverzerrungen identifiziert werden.

Aufgrund der unterschiedlichen Frequenzabhängigkeiten der Nichtlinearitäten der RF-Eingangsstufe und des Mischerkerns begrenzt bis zu einer RF-Frequenz von etwa 300MHz die Eingangsstufe und oberhalb dieser Frequenz der Mischerkern die Linearität der gesamten Mischstufe. Werden an das Mischerdesign hohe Linearitätsanforderungen gestellt, sollte der Ruhestrom nicht zu gering bemessen werden.

Der in dieser Arbeit untersuchte aktive Frequenzumsetzer erreicht bei einem Ruhestrom von 4mA selbst bei 3GHz noch  $IIP3$ -Werte oberhalb von 10dBm.

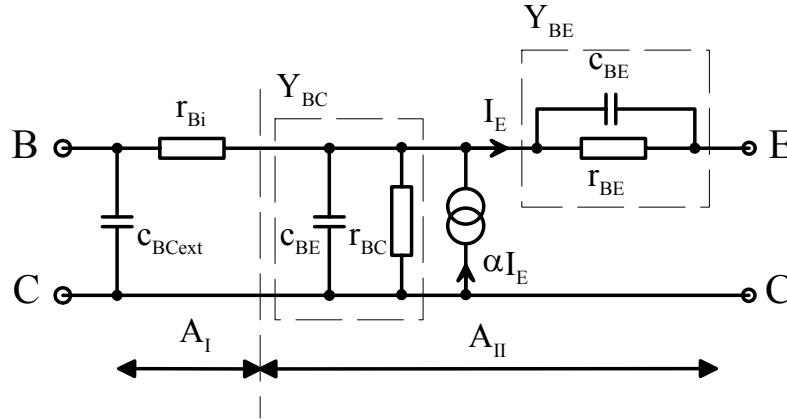
Basierend auf den Ergebnissen der Rauschanalyse und des Intermodulationsverhaltens der Mischstufe wurde der Kleinsignaldynamikbereich bestimmt. Da sowohl das Eigenrauschen als auch die Kleinsignalverzerrungen vom Ruhestrom abhängig sind, gilt dies auch für den Wert des Kleinsignaldynamikbereiches. Mit ansteigendem Ruhestrom erhöht sich der durch den Kleinsignaldynamikbereich beschriebene intermodulationsfreie Aussteuerbereich stetig. Infolge des mit größeren Ruhestromen verbundenen Anstiegs der äquivalenten Eingangsrauschleistung muss ein Kompromiss zwischen Dynamikbereich und Mischerempfindlichkeit gefunden werden. Im Fall des untersuchten Frequenzumsetzers lag dieser Kompromisswert bei etwa 5mA, da für höhere Ströme nur noch eine geringfügige Änderung des Dynamikbereiches auftrat.

Ein besonderer Vorteil von aktiven Mischstufen ist, dass bereits mit sehr geringen Lokaloszillatorleistungen hohe Dynamikwerte erreichbar sind. Im vorliegenden Design waren -6dBm LO-Pegel ausreichend, um den Betrieb des Frequenzumsetzers in seinem optimalen Dynamikbereich zu gewährleisten.

Die Verifizierung der in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse konnte anhand von Messungen vorgenommen werden. Mit dem designten Mischer-MMIC ist ein Großsignaldynamikbereich von 163dB und ein Kleinsignaldynamikbereich von 116dB bezogen auf 1Hz Bandbreite messtechnisch nachgewiesen worden.

## Anhang A

Extraktionsalgorithmus des HBT-Kleinsignalersatzschaltbildes [15, 12]



**Bild A1 Aufteilung des intrinsischen HBT Ersatzschaltbildes in Kollektorschaltung**

Die in Bild A1 gezeigte Ersatzschaltung ist aus den zwei Teilen  $A_I$  und  $A_{II}$  zusammengesetzt. Die Kettenparameter dieser beiden Anteile lauten :

$$\mathbf{A}_I = \begin{bmatrix} 1 & r_{Bi} \\ j\omega \cdot c_{BCext} & (1 + j\omega \cdot c_{BCext} \cdot r_{Bi}) \end{bmatrix} \quad (\text{A.1})$$

$$\mathbf{A}_{II} = \begin{bmatrix} 1 & \frac{1}{Y_{BE}} \\ Y_{BC} & (1 - \alpha) + \frac{Y_{BC}}{Y_{BE}} \end{bmatrix} \quad (\text{A.2})$$

Aus den de-embeddeten Messungen kennt man die Kettenschaltung beider Zweitore :

$$\mathbf{A}_C = \mathbf{A}_I \mathbf{A}_{II} = \begin{bmatrix} 1 + r_{Bi} \cdot Y_{BC} & \frac{1}{Y_{BE}} + r_{Bi} \cdot \left(1 - \alpha + \frac{Y_{BC}}{Y_{BE}}\right) \\ j\omega \cdot c_{BCext} + Y_{BC} \cdot (1 + j\omega \cdot c_{BCext} \cdot r_{Bi}) & \frac{j\omega \cdot c_{BCext}}{Y_{BE}} + (1 + j\omega \cdot c_{BCext} \cdot r_{Bi}) \left(1 - \alpha + \frac{Y_{BC}}{Y_{BE}}\right) \end{bmatrix} \quad (\text{A.3})$$

A.3 bildet ein komplexes Gleichungssystem mit den 8 unbekannten Größen  $c_{BCext}$ ,  $c_{BE}$ ,  $c_{BC}$ ,  $|\alpha|$ ,  $\arg(\alpha)$ ,  $r_{Bi}$ ,  $r_{BC}$ ,  $r_{BE}$ . Eine Auflösung des Gleichungssystems liefert die folgenden geschlossenen Bestimmungsgleichungen :

$$c_{BCext} = \frac{1}{\omega} \cdot \frac{-\text{Im}((A_{C11} - 1) \cdot A_{C21}^*)}{\text{Re}((A_{C11} - 1) \cdot A_{C11}^*)} \quad (\text{A.4})$$

$$r_{Bi} = \frac{\operatorname{Re}((A_{C11} - 1) \cdot A_{C11}^*)}{\operatorname{Re}(A_{C21} A_{C11}^*)} \quad (\text{A.5})$$

$$\frac{1}{r_{BC}} = \operatorname{Re}\left(\frac{A_{C11} - 1}{r_{Bi}}\right) \quad (\text{A.6})$$

$$\frac{1}{r_{BE}} = \operatorname{Re}\left(\frac{A_{C11} - 1}{r_{Bi} \cdot (A_{C22} - j\omega \cdot c_{BCext} \cdot A_{C12} - |A_C|)}\right) \quad (\text{A.7})$$

$$c_{BC} = \frac{1}{\omega} \cdot \operatorname{Im}\left(\frac{A_{C11} - 1}{r_{Bi}}\right) \quad (\text{A.8})$$

$$c_{BE} = \frac{1}{\omega} \cdot \operatorname{Im}\left(\frac{A_{C11} - 1}{r_{Bi} \cdot (A_{C22} - j\omega \cdot c_{BCext} \cdot A_{C12} - |A_C|)}\right) \quad (\text{A.9})$$

$$\alpha = 1 - |A_C| \quad (\text{A.10})$$

#### Näherungsbeziehung für $r_{Bi}$

In der Praxis zeigten sich Probleme bei der Bestimmung des Basiswiderstand  $r_{Bi}$ . Diese können durch Verwendung einer Näherungsbeziehung für hohe Frequenzen umgangen werden :

Ausgangspunkt dieser Näherung bilden die folgenden Gleichungen :

$$y_{11E} = y_{11C} = \frac{A_{C22}}{A_{C12}} \quad (\text{A.11})$$

$$\frac{A_{C22}}{A_{C12}} = j\omega \cdot c_{BCext} + \frac{Y_{BC} + (1 - \alpha) \cdot Y_{BE}}{1 + r_{Bi} \cdot (Y_{BC} + (1 - \alpha) \cdot Y_{BE})} \quad (\text{A.12})$$

$$\frac{1}{\frac{A_{C22}}{A_{C12}} - j\omega \cdot c_{BCext}} = \frac{1}{Y_{BC} + (1 - \alpha) \cdot Y_{BE}} + r_{Bi} \quad (\text{A.13})$$

Für höhere Frequenzen wird der Realteil der Gleichung überwiegend vom gesuchten Basiswiderstand bestimmt. Somit kann für  $r_{Bi}$  näherungsweise geschrieben werden :

$$r_{Bi} \approx \operatorname{Re}\left(\frac{A_{C12}}{A_{C22}}\right) \quad (\text{A.14})$$

Näherungsbeziehung für den äußeren Anteil der Basis-Kollektorkapazität  $c_{BCext}$ :

Unter Verwendung der Kettenparameter des intrinsischen HBT ergibt sich :

$$A_{C21} = j\omega \cdot c_{BCext} \cdot (1 + r_{Bi} \cdot Y_{BC}) + Y_{BC} \quad (A.15)$$

mit den Werten des Ersatzschaltbildes :

$$A_{C21} = j\omega \cdot c_{BCext} - \omega^2 \cdot c_{BCext} \cdot c_{BC} + j\omega \cdot c_{BCext} \cdot \frac{r_{Bi}}{r_{BC}} + j\omega \cdot c_{BC} + \frac{1}{r_{BC}} \quad (A.16)$$

$$\text{Im}(A_{C21}) = \omega \cdot c_{BCext} \cdot \left(1 + \frac{r_{Bi}}{r_{BC}}\right) + \omega \cdot c_{BC} \quad (A.17)$$

Der Term  $r_{Bi} / r_{BC}$  ist viel kleiner als Eins und wird somit vernachlässigt. Damit ergibt sich schließlich die gesuchte Näherungsbeziehung der äußeren Basis-Kollektorkapazität :

$$c_{BCext} = \frac{\text{Im}(A_{C21})}{\omega} - c_{BC} \quad (A.18)$$

## Anhang B

Umrechnung des „T“-Ersatzschaltbildes in das „ $\pi$ “-Ersatzschaltbild

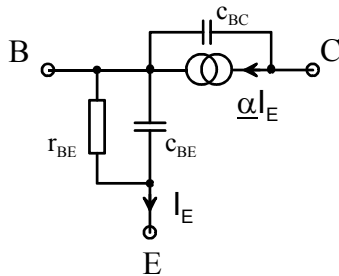


Bild B1 „T“-Ersatzschaltbild

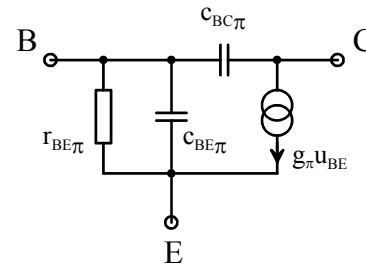


Bild B2 „ $\pi$ “-Ersatzschaltbild

Das in Bild (B1) gezeigte vereinfachte „T“-Ersatzschaltbild wird wegen seiner physikalischen Nähe überwiegend für Kleinsignalsimulationen angewandt. Gängige Großsignalmodelle (Gummel-Poon / Ebers-Moll) basieren hingegen auf der „ $\pi$ “ Topologie (vgl. Bild B2). Es kann gezeigt werden, dass beide Modelle nur bei vernachlässigten Laufzeiteffekten zueinander äquivalent sind. Die folgenden Berechnungen zeigen, inwieweit Laufzeiten in das Großsignalmodell implementiert werden können :

Als Ausgangspunkt dient das „T“-Kleinsignalersatzschaltbild. Die zwischen Basis und Kollektor liegenden Stromquelle wird zunächst in zwei äquivalente Quellen aufgeteilt (vgl. Bild B3).

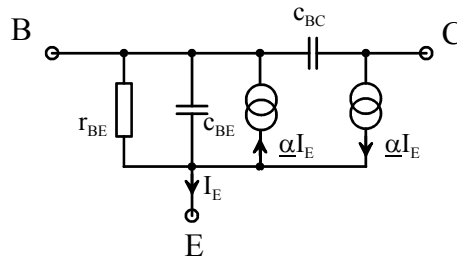


Bild B3 Aufteilung der Basis-Kollektor-Stromquelle

Beim Übergang vom „T“ zum „ $\pi$ “ Ersatzschaltbild erfolgt eine Verschiebung des Steuerstromes vom Emitterstrom  $I_E$  zum Zweigstrom  $I'_E$ . Beide Größen können wie folgt ineinander umgerechnet werden :

$$I_E = I'_E \cdot (1 + j\omega \cdot c_{BE} r_{BE}) \quad (\text{B.1})$$

Die komplexe Stromverstärkung  $\alpha$  des „T“-Ersatzschaltbildes lautet :

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + j \frac{\omega}{\omega_\alpha}} \cdot \exp(-j\omega \cdot \tau_\alpha) \quad (\text{B.2})$$

Der Term  $1+j\omega/\omega_\alpha$  kann für die in dieser Arbeit verwendeten HBTs unterhalb von 10 GHz durch die exp-Funktion ausgedrückt werden :

$$1 + j \frac{\omega}{\omega_\alpha} \approx \exp\left(j \frac{\omega}{\omega_\alpha}\right) \quad \text{für} \quad \frac{\omega}{\omega_\alpha} \ll 1 \quad (\text{B.3})$$

Unter Berücksichtigung der Gleichung (B1) (B2) und (B3) berechnen sich die Quellströme in Bild (B.3) zu :

$$\alpha \cdot I_E = \alpha' \cdot I_E' \approx \alpha_0 \cdot \left(1 + j\omega \cdot c_{BE} r_{BE}\right) \cdot \exp\left(-j\omega \cdot \left(\tau_\alpha + \frac{1}{\omega_\alpha}\right)\right) \quad (\text{B.4})$$

Der Ausdruck (B.4) kann für die Kollektor-Emitterquelle analog zu (B3) weiter vereinfacht werden :

$$\alpha' \cdot I_E' \approx \alpha_0 \cdot I_E' \cdot \exp\left(-j\omega \cdot \left(\tau_\alpha + \frac{1}{\omega_\alpha} - c_{BE} r_{BE}\right)\right) \approx \alpha_0 \cdot I_E' \cdot \exp(-j\omega \cdot \tau_\alpha) \quad (\text{B.5})$$

Dabei wurde angenommen, dass die Grenzfrequenz  $\omega_\alpha$  in erster Näherung der Grenzfrequenz des Basis-Emitterübergangs entspricht. Substituiert man den Steuerstrom durch die Basis-Emitterspannung ergibt sich für die komplexe Steilheit  $g_\pi$  aus Bild (B2) zu:

$$g_\pi = \frac{\alpha_0}{r_{be}} \cdot \exp(-j\omega \cdot \tau_\alpha) = \alpha_0 \cdot g_{BE} \cdot \exp(-j\omega \cdot \tau_\alpha) \quad (\text{B.6})$$

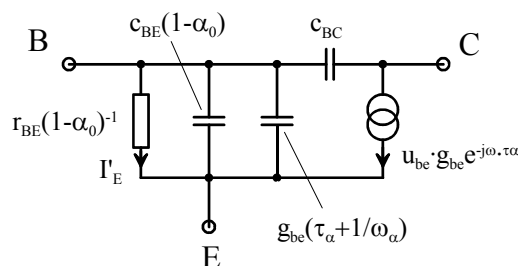
Der Einfluss der Basis-Emitterstromquelle (vgl. Bild B3) kann durch eine Parallelschaltung einer Kapazität und eines negativen Widerstandes nachgebildet werden. Aus Gleichung (B.4) ergibt sich:

$$\alpha' \cdot I_E' \approx \alpha_0 \cdot I_E' \cdot \left(1 + j\omega \cdot c_{BE} r_{BE}\right) \cdot \left(1 - j\omega \cdot \left(\tau_\alpha + \frac{1}{\omega_\alpha}\right)\right) \quad (\text{B.7})$$

Unter Vernachlässigung des quadratischen Terms folgt :

$$\alpha' \cdot I_E' \approx u_{BE} \cdot \left( \frac{\alpha_0}{r_{BE}} - j\omega \cdot \frac{\alpha_0}{r_{BE}} \cdot \left(\tau_\alpha + \frac{1}{\omega_\alpha}\right) + j\omega \cdot \alpha_0 \cdot c_{BE} \right) \quad (\text{B.8})$$

Bei Betrachtung der Gleichung (B.8) stellt man fest, dass der eingeklammerte Term einem Leitwert entsprechen muss. Unter Beachtung des Vorzeichens der Stromquelle ergibt sich schließlich das in Bild (B4) dargestellte „ $\pi$ “ Ersatzschaltbild :



**Bild B4 „ $\pi$ “ Ersatzschaltbild mit eingefügter Laufzeit für  $f < 10\text{GHz}$**

Zur Berücksichtigung der Laufzeit im „ $\pi$ “ Ersatzschaltbild muss neben der Verzögerung des Kollektorstromes um  $\tau_\alpha$  eine von der Gesamtlaufzeit gebildete Diffusionskapazität  $C_{Diff}$  zwischen dem Basis- und Emitteranschluss eingefügt werden :

$$C_{Diff} = \frac{\alpha_0}{r_{BE}} \cdot \left( \tau_\alpha + \frac{1}{\omega_\alpha} \right) \approx g_{BE} \cdot \tau_{GES} \quad (B.9)$$

Die aufgezeigte Implementierung der Laufzeit in das Großsignalmodell ist eine Näherung, die für die Transistoren mit geringen Laufzeiten ( $< 10\text{psec}$ ) nur im unteren Frequenzbereich ( $< 10\text{GHz}$ ) angewandt werden kann.

## Anhang C

Übertragungsfunktionen zur Bestimmung der Ausgangsrauschströme infolge der in Bild 6.22 gezeigten Rauschquellen der  $g_m$ -Stufe.

### Gemeinsame Gleichungen

$$\begin{aligned} r_{BE} &= \beta \cdot \frac{V_{TH}}{I_0} = \beta \cdot g_0 & R_1 &= R_E \frac{r_{BE}}{\beta + 1} & R_2 &= R_E \cdot (\beta + 1) r_{BE} \\ R_{x_1} &= \frac{R_1 \cdot R_{IN}}{2 \cdot R_{IN} + R_1} & R_{x_2} &= \frac{R_1 R_2 R_{IN}}{R_{IN} \cdot (R_1 + R_2) + R_1 \cdot R_2} & R_{x_3} &= \frac{R_1 R_2}{2 R_2 + R_1} \end{aligned}$$

### Übertragungsfunktionen der thermischen Rauschspannungsquellen der Gegenkoppelwiderstände $R_E$

$$Q1_{RE1} = (\beta) \cdot \frac{-R_{x_1}}{R_2 \cdot (R_{x_1} + R_2)} \quad Q2_{RE1} = \left( \frac{\beta^2}{\beta + 1} \right) \cdot \frac{-1}{R_2 + R_{x_1}} \quad (C.1)$$

$$Q1_{RE2} = (\beta) \cdot \frac{-R_{x_2}}{R_2 \cdot (R_{x_2} + R_1)} \quad Q2_{RE2} = \left( \frac{\beta}{\beta + 1} \right)^2 \cdot \frac{R_{x_2}}{R_1 \cdot (R_{x_2} + R_1)} \quad (C.2)$$

$$Q1_{RE3} = \left( \frac{\beta}{\beta + 1} \right) \cdot \frac{-1}{R_{x_2} + R_1} \quad Q2_{RE3} = \left( \frac{\beta}{\beta + 1} \right)^2 \cdot \frac{-R_{x_2}}{R_1 \cdot (R_{x_2} + R_1)} \quad (C.3)$$

### Übertragungsfunktion der thermischen Rauschspannungsquelle des Quellwiderstandes

$$Q1_{RIN} = (\beta) \cdot \frac{-R_{x_3}}{R_2 \cdot (R_{IN} + R_{x_3})} \quad Q2_{RIN} = \left( \frac{\beta}{\beta + 1} \right)^2 \cdot \frac{R_{x_3}}{R_1 \cdot (R_{IN} + R_{x_3})} \quad (C.4)$$

### Übertragungsfunktionen der Schrotrauschquellen des Basisstromes

$$Q1_{Ib-Q4} = \left( \frac{\beta}{\beta + 1} \right) \cdot \frac{r_{BE} R_{x_2}}{R_2 \cdot (R_{x_2} + R_1)} \quad Q2_{Ib-Q4} = \left( \frac{\beta}{\beta + 1} \right)^2 \cdot \frac{-r_{BE} R_{x_2}}{R_2 \cdot (R_{x_2} + R_1)} \quad (C.5)$$

$$Q1_{Ib-Q3} = \beta \cdot \frac{r_{BE} R_{x_1} \cdot (g_0 R_E + 1)}{R_2 \cdot (R_{x_1} + R_2)} \quad Q2_{Ib-Q3} = \left( \frac{\beta^2}{\beta + 1} \right) \cdot \frac{r_{BE} \cdot (g_0 R_E + 1) - R_{x_1} - R_2}{R_{x_1} + R_2} \quad (C.6)$$

$$Q1_{Ib-Q2} = 0 \quad Q2_{Ib-Q2} = \frac{-\beta}{\beta + 1} \quad (C.7)$$

$$Q1_{Ib-Q1} = \left( \frac{\beta}{\beta + 1} \right) \cdot \frac{-R_E - R_{x_2}}{R_{x_2} + R_1} \quad Q2_{Ib-Q1} = \left( \frac{\beta}{\beta + 1} \right)^2 \cdot \frac{r_{BE} \cdot R_{x_2}}{R_2 \cdot (R_{x_2} + R_1)} \quad (C.8)$$

### Übertragungsfunktionen der Schrotrauschquellen des Kollektorstromes

$$Q1_{Ic-Q4} = \left( \frac{\beta}{\beta + 1} \right) \cdot \frac{r_{BE} \cdot Rx_2}{R_2 \cdot (Rx_2 + R_1)} \quad Q2_{Ic-Q4} = \left( \frac{\beta}{\beta + 1} \right)^2 \cdot \frac{-r_{BE} \cdot Rx_2}{R_2 \cdot (Rx_2 + R_1)} \quad (C.9)$$

$$Q1_{Ic-Q3} = \beta \cdot \frac{-Rx_1 \cdot R_E}{R_2 \cdot (Rx_1 + R_2)} \quad Q2_{Ic-Q3} = \left( \frac{\beta}{\beta + 1} \right) \cdot \frac{r_{BE} + R_E + Rx_1}{Rx_1 + R_2} \quad (C.10)$$

$$Q1_{Ic-Q2} = 0 \quad Q2_{Ic-Q2} = \frac{1}{\beta + 1} \quad (C.11)$$

$$Q1_{Ic-Q1} = \left( \frac{1}{\beta + 1} \right) \cdot \frac{r_{BE} + R_E + Rx_2}{Rx_2 + R_1} \quad Q2_{Ic-Q1} = \left( \frac{\beta}{\beta + 1} \right)^2 \cdot \frac{r_{BE} \cdot Rx_2}{R_2 \cdot (Rx_2 + R_1)} \quad (C.12)$$

### Übertragungsfunktionen der thermischen Rauschquellen der Basiswiderstände

$$Q1_{Rb-Q4} = \beta \cdot \frac{-Rx_2}{R_2 \cdot (R_1 + Rx_2)} \quad Q2_{Rb-Q4} = \left( \frac{\beta}{\beta + 1} \right)^2 \cdot \frac{Rx_2}{R_1 \cdot (R_1 + Rx_2)} \quad (C.13)$$

$$Q1_{Rb-Q3} = \beta \cdot \frac{-Rx_1}{R_2 \cdot (Rx_1 + R_2)} \quad Q2_{Rb-Q3} = \left( \frac{\beta^2}{\beta + 1} \right) \cdot \frac{-1}{R_2 + Rx_1} \quad (C.14)$$

$$Q1_{Rb-Q2} = 0 \quad Q2_{Rb-Q2} = 0 \quad (C.15)$$

## Literaturverzeichnis

- [1] W.Shockley, Claim 2 U.S. Patent 2 569 347 ,  
beantragt am 26 Juni 1948, erteilt am 25 September 1951  
"What is claimed is:  
  
2) "A device as set forth in claim 1 in which one of the separated zones is  
of a semiconductive material having a wider energy gap than that of the  
material in the other zones."
- [2] J.-P. Bailbe, A. Marty, P.H. Hiep, and G.E. Rey : Design and Fabrication of  
High-Speed AlGaAs/GaAs Heterojunction Transistors, *IEEE Trans. Electron  
Devices*, Vol. 27, S. 1160-1164, 1980
- [3] H. Kroemer : Theory of A Wide-Gap Emitter For Transistors, *Proc. IRE*, Vol.  
45, no. 11, S. 1535-1537, November 1957
- [4] E. Calleja, A. Gomez, E. Munoz : Direct Evidence of the DX Center link to the  
L-Conduction Band Minimum in AlGaAs, *Appl. Phys. Lett.* 53, S. 383 ,1988
- [5] J-E. Müller et al : A 2W 62% PAE, Small Chip Size HBT MMIC for 3V PCN  
Applications, *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, Vol. 33, S. 1277-1283,  
September 1998
- [6] A. A. Grinberg et al : An Investigation of the Effect of Graded Layers and  
Tunneling on the Performance of AlGaAs/GaAs Heterojunction Bipolar  
Transistors, *IEEE Trans. Electron Devices*, 31, S. 1758-1765, 1984.
- [7] D. A. Teeter, W. R. Curtice : Comparison of hybrid pi and tee HBT circuit  
topologies and their relationship to large signal modeling,  
*IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, Vol. 1, S. 375 - 378, 1997
- [8] M. Rudolph : Bestimmung des Ersatzschaltbildes von Hetero-Bipolar-  
transistoren aus Mikrowellenmessungen , *Diplomarbeit am Fachbeich 12 der  
TU Berlin*, Juni 1996
- [9] P. Heymann, R. Doerner, F. Schnieder : Determination of small-signal  
equivalent circuit elemets and large-signal model parameters of Si/SiGe HBTs  
up to 50 GHz, in *Dig. IEEE Workshop "Silicon Based High Frequency Devices  
and Cuircuits"*, Günzburg, 90-96, Nov. 1994
- [10] B. C. Wadell : Transmission Line Design Handbook , *Artech House*, 1991
- [11] R. F. Harrington : Field Computation by Moment Methods,  
*Wiley IEEE-Press*, April 1993

- [12] M. Rudolph, R. Doerner and P. Heymann : Direct extraction of HBT equivalent circuit elements, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* Vol. 47, Januar 1999
- [13] L. J. Giacoletto : Measurement of Emitter and Collector Series Resistances, *IEEE Trans. on Electron Devices*, Mai 1972
- [14] W. Liou. : Fundamentals of III-V Devices - HBTs, MESFETs, and HFETs /HEMTs, *Wiley*, New York, 1999
- [15] F. Lenk, M. Rudolph : New Extraction Algorithm for GaAs-HBTs With Low Intrinsic Base Resistance, *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, S. 725-728
- [16] S. Bousnina : An Accurate On-Wafer Deembedding Technique With Application to HBT Devices Characterization, *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, Vol.50, Februar 2002
- [17] S. Bousnina : Direct Parameter-Extraction Method for HBT Small-Signal Model, *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, Vol.50, Feb. 2002
- [18] W. Liu. : Handbook of III-V Heterojunction Bipolar Transistors, *Wiley*, New York, 1998
- [19] J. J. Ebers, J. L. Moll : Large signal behaviour of junction transistors, *Proc. IRE*, Vol. 42, S. 1961-1772, Dezember 1954
- [20] H.K. Gummel, H. C. Poon : An integral charge control model of bipolar transistors, *Bell Syst. Tech. Journ.*, S.827-852, Mai-Juni 1970.
- [21] J. M. Early : Effects of space-charge layer widening in junction transistors, *Proc. IRE*, Vol. 40, S.1401-1406, November 1952
- [22] C. T. Kirk, JR. : A Theory of Transistor cutoff Frequency ( $f_T$ ) falloff at High Current Densities, *IRE Trans. Electron Dev.*, S.164-174, März 1962
- [23] W. M. Webster : On the Variation of Junction-Transistor Current-amplification Factor with Emitter Current, *Proc. IRE*, Vol. 42, S.914-920, Juni 1954
- [24] G. A. M. Hurkx : Bipolar Transistor Physics, in Bipolar and Bipolar-MOS Integration, *Elsevier*, Ch. 3 , S 73, 1994
- [25] H. H. Berger : Models for Contacts to Planar Devices, *Solid-State Electronics*, Vol. 15, S. 145-158, 1972
- [26] I. E. Getreu : Modelling the Bipolar Transistor, *Elsevier Scientific Publishing Company*, 1978

- [27] P. CH. Grossman, J. Chroma Jr.: Large signal modeling of HBT's including self-heating and transit time effects, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 40, S.449-464, März 1992.
- [28] N. Bovolon et al : Theoretical and Experimental Investigation of the Collector-Emitter Offset Voltage of AlGaAs/GaAs Heterojunction Bipolar Transistors, *IEEE Trans. on Electron Devices*, Vol. 46, April 1999
- [29] W. Shockley, W.T. Read : Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons, *Phys. Rev.* 87, S.835-842, 1952
- [30] F. Schwierz, J. J. Liou : Modern Microwave Transistors – Theory, Design, and Performance, *John Wiley & Sons*, 2003
- [31] R. Schultheis, N. Bovolon, J.-E. Müller, and P. Zwicknagl : Electrothermal modeling of heterojunction bipolar transistors (HBTs), *Procc. 11<sup>th</sup> III-V Semiconductor Device Simulation Workshop*, Lille, Mai 1999
- [32] T. J. Cunningham, E. R. Fossum and S. M. Baier : An Analysis of the Temperature Dependence of the Gate Current in Complementary Heterojunction Field-Effect Transistors, *IEEE Electron Device Letters*, Vol. 13, Dezember 1992
- [33] M. Lannoo : Theoretical treatments of DX and EL<sub>2</sub>, *Semi. Sci. Tech*, Vol. 6, B16, 1991
- [34] S. Bruce et al : Extraction of Thermal Time Constant in HBT's using Small Signal Measurements, *Electron Devices*, Vol. 33, S.165-167, 1997
- [35] J. R. Waldrop, K. C. Wang, and P. M. Asbeck : Determination of Junction Temperature in AlGaAs/GaAs Heterojunction Bipolar Transistors by Electrical Measurement, *IEEE Trans. Electron Devices*, Vol. 39, S.1248-1250, Mai 1992
- [36] P. W. Webb : Thermal Imaging of Electronic Devices With Low Surface Emissivity, *IEE Proc.*, Vol. 138, 1991
- [37] M. M. Minot : Thermal Characterization of Microwave FETs Using Nematic Liquid Crystals, *IEEE MTT-S* 86, S. 495-498
- [38] D. E. Dawson, A. K. Gupta, and M. L. Salib : CW measurment of HBT thermal resistance, *IEEE Trans. Electron Devices*, Vol. 39, S. 2235-2239, Oktober 1992
- [39] N. Bovolon et al : A Simple Method for The Thermal Resistance Measurement of AlGaAs/GaAs Heterojunction Bipolar Transistors, *IEEE Trans. on Electron Devices*, Vol. 45, August 1998

- [40] P. D. Maycock : Thermal Conductivity of Silicon, Germanium, III-V Compounds and III-V Alloys, *Solid-State Electronics*, Vol.10, S.161-168, 1967
- [41] M. Busani et al : Dynamic Thermal Characterization and Modeling of Packaged AlGaAs/GaAs HBT's, *IEEE Transaction on Components and Packaging Technologies*, Vol. 23, Juni 2000
- [42] S. M. Sze : Physics of Semiconductor Devices, *J. Wiley & Sons*, 2. Aufl. 1981
- [43] *Agilent ADS 2002 Manual* : Circuit Components Nonlinear Devices
- [44] H. Nyquist : Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors, *Phys. Rev.* 32, S.110, 1928
- [45] W. Schottky : Über spontane Stromschwankungen in verschiedenen Elektrizitätsleitern, *Annalen der Physik*, Nr. 23, Band 57, S.541-567, 1918
- [46] B. Schiek, H.-J. Siweris : Rauschen in Hochfrequenzschaltungen, *Hüthig Buch Verlag Heidelberg*, S.136 ff., 1990
- [47] H. A. Haus, R. B. Adler : Circuit Theory of Linear Noisy Networks, *Technology Press of the MIT und Wiley & Sons*, 1959
- [48] H. Hillbrand, P. Russer : An Efficient Method for Computer Aided Noise Analysis of Linear Amplifier Networks, *IEEE Trans. on Circuits und Systems*, CAS-23, S. 235ff., April 1976
- [49] P. Russer, H. Hillbrand : Rauschanalyse von linearen Netzwerken, *Wiss. Berichte AEG-Telefunken*, S. 127 ff., April/Mai 1976
- [50] G. Gronau : Höchstfrequenztechnik, *Springer-Verlag*, S.282 , 2001
- [51] L. Klapproth : Modellierung und Simulation der Signal- und Rauscheigenschaften von MMIC-HFET-Mischern, *Dissertation am Fachbereich 12 für Elektrotechnik der TU-Berlin*, 1998
- [52] R. Q. Lane : The Determination of Device Noise Parameters, *Proceedings of the IEEE*, Vol. 57, S.1463 f, August 1969
- [53] G. I. Vasilescu, G. Alquie, M. Krim : Exact Computation of Two-Port Noise Parameters, *Electronic Letters*, Vol. 25, No. 4, S. 292 f, Februar 1989
- [54] B. Hughes, N. G. Fernandez, and J. M. Gladstone, *IEEE Trans. Electron Devices*, Vol. ED-34, S. 733-741, 1987

- [55] J.-H. Shin et al : 1/f Noise Characteristics of AlGaAs/GaAs Heterojunction Bipolar Transistor with a Noise Corner Frequency below 1 kHz, *IEEE Electron Device Lett.*, Vol. 17, S. 65-68, Februar 1996
- [56] R. E. Burgess : Fluctuation in the Number of Charge Carriers in a Semiconductor, *Physica*, Vol. 20, pp. 1007-1010, 1954
- [57] F. N. Hooge : 1/f Noise Sources, *IEEE Electron Devices*, Vol. 41, November 1994
- [58] T. G. M. Kleinpenning : Location of Low-Frequency Noise Sources in Submicrometer Bipolar Transistors, *IEEE Transaction on Electron Devices*, Vol. 39, S.1501-1506 , Juni 1992
- [59] W. Fonger : A Determination of 1/f Noise Sources in Semiconductor Diodes and Transistors, in *Transistors I., Princeton, NJ : RCA Labs*, S.239-295, 1956
- [60] D. Costa, J. S. Harris, Jr. : Low-Frequency Noise Properties of N-p-n AlGaAs/GaAs Heterojunction Bipolar Transistors, *IEEE Transaction on Electron Devices*, Vol. 39, S. 2383- 2394, Oktober 1992
- [61] W. Liu, D. C. Costa, and J. Harris, Jr. : Comparison of the Effects of Surface Passivation and Base Quasi-Electric Fields on the Current Gain of AlGaAs/GaAs Heterojunction Bipolar Transistors grown on GaAs and Si Substrates, *Appl. Phys. Lett.* 59, S. 691- 693, August 1991
- [62] A. van der Ziel : Unified Presentation of 1/f-Noise in Electronic Devices : Fundamental 1/f-Noise Sources, *Proc. IEEE*, Vol. 76, S. 233, 1988
- [63] A. L. McWhorter : 1/f-Noise and Germanium Surface Properties, in *Semiconductor Surface Physics, Hrsg. R. H. Kingston, University Press, Philadelphia*, S. 207, 1957
- [64] H. S. Park, A. van der Ziel, R. J. J. Zijlstra, S. T. Liu : Discrimination between two models in Metal-Oxide-Semiconductor Field-Effect Transistors, *J. Appl. Phys.* 52, S. 296, 1981
- [65] G. Blasquez and D. Sauvage : Flicker Noise due to Minority Carrier Trapping in the Bulk of Bipolar Transistors, *Noise in Physical Systems and 1/f Noise*; S.405-407, 1985
- [66] S. Mohammadi, D. Pavlidis : A Nonfundamental Theory of Low-Frequency Noise in Semiconductor Devices, *IEEE Trans. on Electron Devices*, Vol. 47, November 2000
- [67] J. M. C. Henning, J. P. M. Ansems : A new Model of Deep Donor Centers in AlGaAs, *Semiconductor Science and Technology* 2, 1987

- [68] D. V. Lang and R. A. Logan : Trapping Characteristics and a Donor-Complex (DX) Model for the Persistent-Photoconductivity Trapping Center in Te-doped  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , *Physics Revue, B-19*, 1979
- [69] D. V. Lang : DX Centers in III-V Alloys, in *Deep Centers in Semiconductors Hrsg. S. T. Pantelides Gordon and Breach Science Publishers, New York*, S. 489, 1986
- [70] K. Zdansky : Slow Decay of Photoconductivity Caused by TIN-related DC Centers in AlGaAs, *Czech. J. Phys. 49*, S.813 , 1999
- [71] S. Kugler : Analyse tiefer Störstellen mittels Niederfrequenzrauschen in III-V-Halbleiter-Heterostrukturen, Dissertation, *Nellissen-Wolff, Duisburg* , 1989
- [72] J. R. Kirtley, T. N. Theis, and S. L. Wright : Noise Spectroscopy of deep level (DX) centers in GaAs- $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  heterostructures, *J. Appl. Phys.*, Vol. 63, S. 1541-1548, März 1988
- [73] D. V. Lang : Deep-Level Transient Spectroscopy : A New Method to Characterize Traps in Semiconductors, *J. Appl. Phys.*, Vol 45, S. 3023, 1974
- [74] J.-H. Shin et al : Extraction of Low-Frequency Noise Model of Self-Aligned AlGaAs/GaAs Heterojunction Bipolar Transistors, *IEEE MTT-S Digest*, S. 1309-1312, 1996
- [75] T. G. M. Kleinpenning : Low-Frequency Noise in Modern Bipolar Transistors : Impact of Intrinsic Transistor and Parasitic Series Resistances, *IEEE Trans. Electron Dev.*, Vol. 41, S. 1981-1991, 1994
- [76] P. Heyman et al : Modeling of Low-Frequency Noise in GaInP/GaAs Hetero-Bipolar Transistoren, *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, S. 1967-1970, 2001
- [77] C. Delseny et al : Excess noise in AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors and associated TLM test structures, *IEEE Trans. Electron Dev.*, Vol. 41, S. 2000-2005, 1994
- [78] *Agilent ADS 2002 Manual*, Circuit Simulation - Harmonic Balance
- [79] P. Wambacq, W. Sansen : Distortion Analysis of Analog Integrated Circuits, *Kluwer Academic Publishers, Boston / Dordrecht /London*, 1998
- [80] T. H. Chen, et al : Broadband Monolithic Passive Baluns and Monolithic Double-Balanced Mixer, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 39, S. 1980-1986, Dezember 1991

- [81] J. Durec : An Integrated Silicon Bipolar Receiver Subsystem for 900-MHz ISM Band Applications, *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, Vol. 33, September 1998
- [82] B. Gilbert : Mixer Fundamentals and Active Mixer Design, *Advanced Engineering Course on RF IC Design for Wireless Communication Systems*, Lausanne, Schweiz 1995
- [83] J. Durec, E. Main : A Linear Class AB Single-Ended to Differential Transconverter Suitable for RF Circuits, *IEEE MTT-S Digest*, WE3F-66, 1996
- [84] C. D. Hull, R. G. Meyer: A Systematic Approach to the Analysis of Noise in Mixers, *IEEE Transaction on Circuits and Systems-I: Fundamental Theory and Applications*, Vol. 40, Dezember 1993
- [85] J. Roychowdhury, D. Long, and P. Feldmann : Cyclostationary Noise Analysis of Large RF Circuits with Multitone Excitations, *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, Vol. 33, März 1998
- [86] IRE Subcommittee 7.9 on Noise : Representation of Noise in Linear Twoports, *Proceedings of the IRE*, Januar 1960
- [87] IRE Subcommittee 7.9 on Noise : Description of the Noise Performance of Amplifiers and Receiving Systems, *Proceedings of the IEEE*, März 1963
- [88] F. Landsdorfer, H. Graf : Rauschprobleme der Nachrichtentechnik, *Oldenbourg-Verlag*, 1981
- [89] R. G. Meyer, A. K. Wong : Blocking and Desensitization in RF Amplifiers, *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, Vol. 30, S. 944-946, August 1995
- [90] V. Aparin, L.E. Larson : Analysis and Reduction of Cross-Modulation Distortion in CDMA Receivers, *IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech.*, Vol. 51, Mai 2003
- [91] Bronstein-Semendjajew : Taschenbuch der Mathematik, *B. G. Teubner Verlag Leipzig* 1966, S.258 ( Umkehrung einer Potenzreihe )
- [92] S. Kang and B. Kim : Second Order Nonlinearity Analysis of Gilbert Mixer, *IEEE MTT-S Digest, IFTU-60*, S. 45-48, 2003
- [93] M. Lang : The Intermodulation Problem in Mobile Communications, *Microwave Journal*, Mai 1995
- [94] M. Schetzen : The Volterra and Wiene Theories of Nonlinear Systems, *John Wiley & Sons*, 1980

- [95] G. G. E. Gielen et al : ISAAC : a Symbolic Simulator for Analog Integrated Circuits, *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, Vol. 24, S. 1587-1597, Dezember 1989
- [96] B. Gilbert : The Micromixer : A Highly Linear Variant of the Gilbert Mixer Using a Bisymmetric Class-AB Input Stage, *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, Vol. 32, September 1997
- [97] R. G. Meyer : Intermodulation in High-Frequency Bipolar Transistor Integrated-Circuit Mixers, *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, Vol. 21, August 1986
- [98] M. Tempel, et al.: A 3.6V AlGaAs HBT Mixer for Wireless Applications, *2002 European Conference on Wireless Technology (ECWT)*, Milan, Italy, S.177-180, September 2002
- [99] M. Tempel, et al.: A 2GHz Fully Balanced Switching HBT Mixer, *12th GaAs Symposium, EuMW, Amsterdam*, S. 99-102, Oktober 2004
- [100] G. Boeck, K. S. von Behren, M. Tempel : Planar Microwave Mixers for Wireless and sensor applications, *Proceedings of the 2001 SBMO/ IEEE MTT-S Intern., Vol. 1*, S. 233-243, 2001
- [101] O. Berger : GaAs MESFET, HEMT and HBT Competition with Advanced Si RF Technologies, Siemens Semiconductor Group, GaAs Mantech, 1999
- [102] J.E. Müller et al : A 3V Small Chip Size GSM HBT Power MMIC With 56 Percent PAE, *Microwave Journal*, April 2001
- [103] C. King et al : Very Low Cost Graded SiGe Base Bipolar Transistors for a High Performance Modular BiCMOS Process, *IEDM Tech. Dig.*, S. 565-568, 1999
- [104] F. Lenk : Monolithische GaAs FET- und HBT-Oszillatoren mit verbesserter Transistormodellierung, *Dissertation am Fachbereich 12 für Elektrotechnik der TU-Berlin*, 2004
- [105] T.K. Tsang : Wide Tuning RF-MEMS Varactors Fabricated Using the PolyMUMPs Foundry, *Microwave Journal*, August 2003
- [106] N. Dechev et al : Construction of a 3D MEMS Microcoil Using Sequential Robotic Microassembly Operations, *Proceedings ASME International Mechanical Engineering Congress* , Washington, D.C., November 2003
- [107] G.M Reibeiz, RF-MEMS Theory, Design and Technology, *John Wiley & Sons*, New York, NY 2003
- [108] W. Kellner et al : MESFET, HEMT and HBT MMIC's for consumer, radar, and communication applications, *Proc. 25th European Microwave Conf.*, Bologna, Italy, 1995

