

UNIVERSITÄT DER BUNDESWEHR MÜNCHEN  
Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik

Weiterentwicklung eines Kompaktmodells für  
Bipolartransistoren mit spezieller Beachtung des  
Hochstrombereichs und eines geringen  
Parameterextraktionsaufwands

Cornelia Thiele

Vorsitzender des Promotionsausschusses: Prof. Dr.-Ing. H. Baumgärtner  
1. Berichterstatter: Priv.-Doz. Dr.-Ing. habil. R. Kraus  
2. Berichterstatter: Prof. Dr.-Ing. C. Jungemann

Tag der Prüfung: 24.11.2008

Mit der Promotion erlangter akademischer Grad:  
Doktor-Ingenieur  
(Dr.-Ing)

Neubiberg, den 18. Februar 2009



---

# Vorwort

Diese Arbeit entstand im Rahmen meiner Doktorandentätigkeit in der Entwicklungsabteilung des Einzelhalbleiterbereichs der Infineon Technologies AG.

Mein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater Herrn Priv.-Doz. Dr.-Ing. habil. R. Kraus, der diese Arbeit durch die Übernahme der wissenschaftlichen Betreuung ermöglicht hat und mich mit fachlichen Diskussionen unterstützt hat.

Bei Wolfgang Klein bedanke ich mich herzlich dafür, dass er sich für die Ermöglichung dieser Arbeit eingesetzt hat und durch seine fortwährende Unterstützung zum Gelingen der Arbeit beigetragen hat.

Jörg Berkner danke ich für die Einführung in die Modellierung der Bipolartransistoren, die eine wichtige fachliche Grundlage dieser Arbeit gebildet hat. Klaus Aufinger möchte ich für die gewinnbringenden Diskussionen im Bereich der Bipolarmodellierung danken.

Herrn Prof. Dr. Ing. M. Schröter und Steffen Lehmann danke ich für die Diskussionen über das HICUM-Modell und das Interesse an den Ergebnissen meiner Arbeit.

Insbesondere möchte ich mich herzlich bei allem Kollegen der Abteilung AIM DS D bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Dabei danke ich Udo Gerlach für die Unterstützung im Bereich des Schaltungsentwurfs und Jorge Ramos für die Unterstützung bei Messungen und Messtechnik. Klaus Diefenbeck und Klaus Gnannt danke ich für die fachlichen Diskussionen über Bipolartransistoren und bei Agnes Fortuin möchte ich mich für die zahlreichen Tipps für das wissenschaftliche Arbeiten bedanken.

Weiterhin bedanke ich mich bei den Werkstudenten Driss Ben Zouhbeir, Matthias Terhorst, die mir ihre Messdaten zur Verfügung gestellt haben.

Nicht vergessen möchte ich *Βασίλης* zu danken, der mich ermutigt und inspiriert hat und somit zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat.

Zuletzt, aber nicht letztens ein besonderer Dank an meine Eltern die durch ihr immerwährendes Vertrauen in meine Fähigkeiten die Basis für die Durchführung und Umsetzung dieser Arbeit geschaffen haben.

Cornelia Thiele

München, im Juni 2008



---

# Inhaltsverzeichnis

<b>Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen und Formelzeichen</b>	<b>VII</b>
<b>Verzeichnis der Modellparameter</b>	<b>X</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Grundlagen der Bipolartransistoren</b>	<b>4</b>
2.1 Wirkungsweise des Bipolartransistors . . . . .	4
2.1.1 Stromgleichungen . . . . .	6
2.1.2 Dynamisches Verhalten . . . . .	7
2.1.3 Early-Effekt . . . . .	9
2.1.4 Hochstromverhalten . . . . .	10
2.2 Wirkungsweise des Heterobipolartransistors . . . . .	12
2.2.1 Hochstromverhalten . . . . .	13
2.3 Aufbau der betrachteten Bipolartransistoren . . . . .	14
<b>3 Modellierung von Bipolartransistoren</b>	<b>16</b>
3.1 Grundlagen der Bauelementmodellierung . . . . .	16
3.2 Das Ladungssteuerungsprinzip . . . . .	17
3.3 Großsignal-Kompaktmodelle für Bipolartransistoren . . . . .	19
3.3.1 Gummel-Poon-Modell . . . . .	19
3.3.2 VBIC . . . . .	23
3.3.3 MEXTRAM . . . . .	27
3.3.4 HICUM . . . . .	31
<b>4 Weiterentwicklung des HICUM/L0-Modells</b>	<b>38</b>
4.1 Beschreibung des HICUM/L0-Modells . . . . .	38
4.1.1 Gleichstromverhalten . . . . .	39
4.1.2 Dynamisches Verhalten . . . . .	40
4.1.3 Temperaturverhalten . . . . .	41
4.1.4 Herleitung der Berechnung der normierten Löcherladung . . . . .	41
4.2 Weiterentwicklung des HICUM/L0-Modells . . . . .	45
4.2.1 Normierte Löcherladung . . . . .	45
4.2.2 Temperaturverhalten . . . . .	64
4.2.3 Rückwärts-Early-Effekt . . . . .	65
<b>5 Parameterextraktion</b>	<b>69</b>
5.1 Extraktionsstrategie des HICUM/L0-Modells . . . . .	69
5.1.1 Messungen . . . . .	70
5.1.2 Extraktionsreihenfolge . . . . .	71

<b>6</b>	<b>Modellierungsergebnisse</b>	<b>95</b>
6.1	Niedrigrauschtransistor T1 . . . . .	95
6.1.1	Modellierungsergebnisse des weiterentwickelten HICUM/L0-Modells	96
6.1.2	Modellierungsergebnisse der HICUM/L0-Modells Version 1.12 . . . .	98
6.1.3	Modellierungsergebnisse des VBIC-Modells . . . . .	101
6.2	Hochvolttransistor T2 . . . . .	104
6.2.1	Modellierungsergebnisse des weiterentwickelten HICUM/L0-Modells	104
6.2.2	Modellierungsergebnisse des HICUM/L2-Modells . . . . .	106
6.3	Hochfrequenztransistor T3 . . . . .	109
6.4	Siliziumtransistor T4 . . . . .	111
6.5	Beurteilung und Einordnung des weiterentwickelten HICUM/L0-Modells .	113
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>115</b>
<b>A</b>	<b>Extrahierte Modellparametersätze</b>	<b>117</b>
A.1	Niedrigrauschtransistor T1 . . . . .	117
A.2	Hochvolttransistor T2 . . . . .	119
A.3	Hochfrequenztransistor T3 . . . . .	120
A.4	Siliziumtransistor T4 . . . . .	120
<b>B</b>	<b>Modellgleichungen des weiterentwickelten HICUM/L0-Modells</b>	<b>122</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>124</b>

# Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen und Formelzeichen

## Formelzeichen

Symbol	Bedeutung	Einheit
$A$	Fläche	$m^2$
$a$	Unbeschränkte normierte Injektionsweite	
$C$	Kapazität	F
$C_d$	Diffusionskapazität	F
$C_j$	Sperrschichtkapazität	F
$C_{j0}$	Sperrschichtkapazität bei 0V	F
$C_{je}, C_{jb}, C_{js}$	BE-, BC-, CS- Sperrschichtkapazität	F
$C_{je0}, C_{jb0}, C_{js0}$	BE-, BC-, CS- Sperrschichtkapazität bei 0V	F
$D_n, D_p$	Diffusionskonstante: Elektronen, Löcher	$m^2s^{-1}$
$\Delta E_g$	Bandabstandsdifferenz	eV
$f$	Frequenz	Hz
$f_T$	Transitfrequenz	Hz
$f_{max}$	Maximale Transitfrequenz	Hz
$I$	Strom	A
$I_{avl}$	Lawinendurchbruchstrom	A
$I_b, I_c, I_e$	Basis-, Emitter-, Kollektorstrom	A
$I_{be}, I_{bc}$	Basisstrom der BE-, BC-Diode	A
$I_{bei}, I_{ben}$	Idealer, nicht-idealer Basisstrom der BE-Diode	A
$I_{bex}$	Externer BE-Basisstromanteil	A
$I_{beti}, I_{betp}$	Tunnelstrom der BE-Diode	A
$I_{bci}, I_{bcn}$	Idealer, nicht-idealer Basisstrom der BC-Diode	
$I_n, I_p$	Elektronen- und Löcherstrom	A
$I_{cg}, I_{cqa}$	Kritischer Strom Geschwindigkeits-, Quasisättigung	A
$I_{ck}$	Kritischer Strom(HICUM)	A
$I_{epi0}$	Strom durch den Epitaxiewiderstand	A
$I_{gc}$	Lawinendurchbruchstrom (VBIC)	A
$I_{RCI}$	Strom durch den inneren Kollektorwiderstand	A
$I_s$	Sättigungsstrom	A
$I_t$	Gesamttransferstrom	A
$I_{tf}, I_{tr}$	Vorwärts-, Rückwärtstransferstrom	A
$I_{tfi}, I_{tri}$	Idealer Vorwärts-, idealer Rückwärtstransferstrom	A
$I_{tfl}, I_{trl}$	Niedrigvorwärts-, Niedrigrückwärtstransferstrom	A
$L_p$	Diffusionslänge der Löcher	m
$M$	Multiplikationsfaktor	
$n, p$	Elektronen-, Löcherdichte	$m^{-3}$

Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen und Formelzeichen

---

$n_0, p_0$	Elektronen-, Löcherdichte im Gleichgewicht	$m^{-3}$
$N_B, N_C, N_E, N_{epi}$	Basis-, Kollektor-, Emitter-, Epitaxiedotierung	$m^{-3}$
$n_i$	Intrinsicdichte	$m^{-3}$
$n_{iB}, n_{iE}$	Intrinsicdichte: Basis, Emitter	$m^{-3}$
$Q$	Ladung	C
$Q_B$	Basisladung	C
$Q_{B0}$	Basisladung im thermischen Gleichgewicht	C
$Q_d$	Diffusionsladung	C
$Q_{dbe}, Q_{dbc}$	BE-, BC, Diffusionsladung	C
$Q_e$	Emitter-Diffusionsladung	C
$Q_{epi}$	Epitaxie-Ladung	C
$Q_f, Q_r$	Minoritätsträgerladung vorwärts, rückwärts	C
$Q_{f0}$	Spannungsabhängiger Anteil von $Q_f$	C
$Q_j$	Sperrschichtladung	C
$Q_{je}, Q_{jc}$	BE-, BC- Sperrschichtladung	C
$Q_p$	Löcherladung	C
$Q_{pT}$	Gesamtlöcherladung	C
$Q_{p0}$	Löcherladung im thermischen Gleichgewicht	C
$q_B$	Normierte Basisladung	
$q_1$	Sperrschichtanteil der normierten Basisladung	
$q_2$	Minoritätsladungsanteil der norm. Basisladung	
$q_{jci}$	Normierte innere BC-Sperrschichtladung	
$q_{jei}$	Normierte innere BE-Sperrschichtladung	
$q_{je}$	Normierte BE-Sperrschichtladung	
$q_j$	Sperrschichtanteil der norm. Löcherladung	
$q_m$	Minoritätsladungsanteil der normierten Löcherladung	
$q_{m,l}$	Minoritätsladungsanteil der norm. Löcherladung $w=0$	
$q_{m,h}$	Minoritätsladungsanteil der norm. Löcherladung $w=1$	
$q_{pT}$	Normierte Löcherladung	
$q_{pT,l}$	Normierte Löcherladung im niedrigen Strombereich	
$q_{pT,h}$	Normierte Löcherladung im hohen Strombereich	
$R$	Widerstand	$\Omega$
$R_E$	Emitterwiderstand	$\Omega$
$R_C$	Kollektorwiderstand	$\Omega$
$R_{CX}$	Externer Kollektorwiderstand	$\Omega$
$R_{epi}$	Epitaktischer Kollektorwiderstand	$\Omega$
$R_B$	Basisbahnwiderstand	$\Omega$
$T$	Temperatur	K
$T_0$	Nominaltemperatur	K
$U$	Spannung	V
$U_{ceff}$	Effektive Kollektor-Emitter-Spannung	V
$U_D$	Diffusionsspannung	V
$U_T$	Temperaturspannung	V
$v_{sat}$	Sättigungsgeschwindigkeit	$ms^{-1}$
$w$	Normierte Injektionsweite	
$w_l$	Normierte Injektionsweite bezogen auf $I_{tfl}$	
$w_i$	Normierte Injektionsweite bezogen auf $I_{tfi}$	

$w_E$	Effektive Emitterweite	m
$w_{epi}$	Weite des epitaktischen Kollektors	m
$x_B$	Basisweite	m
$Z$	Gradationskoeffizient	
$\beta$	Stromverstärkung	
$\Delta Q_{Ef}$	Emitterladungsänderung	C
$\Delta Q_{fh}$	Basis-Kollektor-Ladungsänderung	C
$\Delta q_{fh}$	Hochstromanteil der normierten Löcherladung	
$\Delta q_{fhcb}$	Basis-Kollektor-Anteil der normierten Löcherladung	
$\Delta q_{fhe}$	Emitteranteil der normierten Löcherladung	
$\Delta \tau$	Stromabhängiger Vorwärtstransitzeitanteil	s
$\Delta \tau_{Ef}$	Transitzeitänderung bedingt durch die Emitterladung	s
$\Delta \tau_{fh}$	Transitzeitänderung durch Basis-Kollektor-Ladung	s
$\Delta \tau_{fv}$	Transitzeitänderung durch Basisweitenmodulation	s
$\mu_n, \mu_p$	Elektronenbeweglichkeit, Löcherbeweglichkeit	$\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$
$\tau$	Transitzeit	s
$\tau_0$	Transitzeit im thermischen Gleichgewicht	s
$\tau_f, \tau_r$	Vorwärtstransitzeit, Rückwärtstransitzeit	s
$\tau_{fv}$	Spannungsabhängiger Vorwärtstransitzeitanteil	s
$\omega$	Kreisfrequenz	$\text{s}^{-1}$

## Naturkonstanten

Konstante	Bedeutung	Zahlenwert
$k$	Boltzmann-Konstante	$1,38 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$
$q$	Elementarladung	$1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
$\epsilon_0$	Dielektrizitätskonstante des Vakuums	$8,854 \cdot 10^{-14} \text{ Fcm}^{-1}$
$\epsilon_{si}$	Rel. Dielektrizitätskonstante von Silizium	11,9

## Abkürzungen

Abkürzung	Bedeutung
B, C, E, S	Basis, Kollektor, Emitter, Substrat
CMC	Compact Modeling Council
GPS	Global Positioning System
GSM	Global System for Mobile Communications
HICUM	High Current Model
ICCR	Integral Charge-Control Relation
LNA	Low Noise Amplifier
MEXTRAM	Most Exquisite Transistor Modell
NWA	Netzwerkanalysator
SPICE	Simulation Program with Integrated Circuits Emphasis
SGP	SPICE- Gummel-Poon
SMU	Source Monitor Unit
UMTS	Universal Mobile Telecommunications System
VBIC	Vertical Bipolar Inter Company
WLAN	Wireless Local Area Network
WPAN	Wireless Personal Area Network

---

# Verzeichnis der Modellparameter

## SGP

---

### Transferstrom

<i>IS</i>	Sättigungsstrom des Transferstroms
<i>NF</i>	Vorwärts-Emissionskoeffizient
<i>NR</i>	Rückwärts-Emissionkoeffizient
<i>VAF</i>	Vorwärts-Early-Spannung
<i>VAR</i>	Rückwärts-Early-Spannung
<i>IKF</i>	Vorwärts-Knickstrom
<i>IKR</i>	Rückwärts-Knickstrom

### Basisstrom

<i>BF</i>	Ideale Vorwärtsstromverstärkung
<i>BR</i>	Ideale Rückwärtsstromverstärkung
<i>ISE</i>	Nicht-idealer Basis-Emitter-Sättigungsstrom
<i>NE</i>	Emissionskoeffizient für den nicht-idealen BE-Sättigungsstrom
<i>ISC</i>	Nicht-idealer Basis-Kollektor-Sättigungsstrom
<i>NC</i>	Emissionskoeffizient für den nicht-idealen BC-Sättigungsstrom

### BE-Sperrschichtkapazität

<i>CJE</i>	Basis-Emitter-Sperrschichtkapazität bei 0V
<i>VJE</i>	Basis-Emitter-Diffusionsspannung
<i>MJE</i>	Basis-Emitter-Gradationskoeffizient

### BC-Sperrschichtkapazität

<i>CJC</i>	Basis-Kollektor-Sperrschichtkapazität bei 0V
<i>VJC</i>	Basis-Kollektor-Diffusionsspannung
<i>MJC</i>	Basis-Kollektor-Gradationskoeffizient
<i>XCJC</i>	Basis-Kollektor-Aufteilungsfaktor
<i>FC</i>	Sperrschichtkapazitäts-Linearitätskoeffizient

### CS-Sperrschichtkapazität

<i>CJS</i>	Kollektor-Substrat-Sperrschichtkapazität bei 0V
<i>VJS</i>	Kollektor-Substrat-Diffusionsspannung
<i>MJS</i>	Kollektor-Substrat-Gradationskoeffizient

### Transitzeit

<i>TF</i>	Vorwärtstransitzeit
<i>TR</i>	Rückwärtstransitzeit
<i>ITF</i>	Parameter für die Stromabhängigkeit der Transitzeit
<i>VTF</i>	Parameter für die Spannungsabhängigkeit der Transitzeit
<i>XTF</i>	Parameter für die Arbeitspunktabhängigkeit der Transitzeit
<i>PTF</i>	Zusatzphase

---

### Serienwiderstände

<i>RC</i>	Kollektorwiderstand
<i>RE</i>	Emitterwiderstand
<i>RB</i>	Basiswiderstand (Maximum)
<i>RBM</i>	Basiswiderstand (Minimum)
<i>IRB</i>	Basiswiderstandskniestrom

### Temperaturabhängigkeit

<i>XTB</i>	Temperaturexponent der Stromverstärkung
<i>XTI</i>	Temperaturexponent des Sättigungsstroms
<i>EG</i>	Bandabstandsspannung
<i>TNOM</i>	Nominaltemperatur

### Rauschen

<i>KF</i>	1/f-Rauschkoeffizient
<i>AF</i>	1/f-Rauschexponent

## VBIC (Version 1.2)

---

### Transferstrom

<i>IS</i>	Sättigungsstrom
<i>ISSR</i>	Sättigungsstromfaktor für den Rückwärtstransferstrom
<i>NF</i>	Vorwärts-Emissionskoeffizient
<i>NR</i>	Rückwärts-Emissionskoeffizient
<i>VEF</i>	Vorwärts-Early-Spannung
<i>VER</i>	Rückwärts-Early-Spannung
<i>IKF</i>	Vorwärts-Knickstrom
<i>IKR</i>	Rückwärts-Knickstrom
<i>QBM</i>	Auswahlschalter zur Berechnung der normierten Basisladung
<i>NKF</i>	Exponent der normierten Basisladung

### Basisstrom

<i>IBEI</i>	Idealer Basis-Emitter-Sättigungsstrom
<i>NEI</i>	Emissionskoeffizient des idealen Basis-Emitter-Stroms
<i>IBEN</i>	Nicht-idealer Basis-Emitter Sättigungsstrom
<i>NEN</i>	Emissionskoeffizient des nicht-idealen Basis-Emitter-Stroms
<i>WBE</i>	Aufteilungsfaktor des Basis-Emitter-Übergangs
<i>IBCI</i>	Idealer Basis-Kollektor-Sättigungsstrom
<i>NCI</i>	Emissionskoeffizient des idealen Basis-Kollektor-Stroms
<i>IBCN</i>	Nicht-idealer Basis-Kollektor Sättigungsstrom
<i>NCN</i>	Emissionskoeffizient des nicht-idealen Basis-Kollektor-Stroms

### BC-Lawinenenddurchbruch

<i>AVC1</i>	BC-Durchbruchskoeffizient
<i>AVC2</i>	BC-Durchbruchskoeffizient

### BE-Durchbruch

<i>VBBE</i>	BE-Durchbruchsspannung
<i>NBBE</i>	BE-Durchbruchs-Emissionskoeffizient
<i>IBBE</i>	BE-Durchbruchsstrom

### BE-Sperrschichtkapazität

<i>CJE</i>	Basis-Emitter-Sperrschichtkapazität bei 0V
------------	--

<i>PE</i>	Basis-Emitter-Diffusionsspannung
<i>ME</i>	Basis-Emitter-Gradationskoeffizient
<i>AJE</i>	Basis-Emitter-Glättungsfaktor
BC-Sperrschichtkapazität	
<i>CJC</i>	Basis-Kollektor-Sperrschichtkapazität bei 0V
<i>PC</i>	Basis-Kollektor-Diffusionsspannung
<i>AJC</i>	Basis-Kollektor-Glättungsfaktor
<i>VRT</i>	Bezugsspannung für den Basis-Kollektor-Durchgriff
<i>ART</i>	Glättungsfaktor für den Basis-Kollektor-Durchgriff
Transitzeit	
<i>TF</i>	Vorwärtstransitzeit
<i>ITF</i>	Parameter für die Stromabhängigkeit der Transitzeit
<i>VTF</i>	Parameter für die Spannungsabhängigkeit der Transitzeit
<i>XTF</i>	Parameter für die Arbeitspunktabhängigkeit der Transitzeit
<i>QTF</i>	Faktor für Basisweitenabhängigkeit der Transitzeit
<i>TR</i>	Rückwärtstransitzeit
<i>TD</i>	Zusatzphasen-Verzögerungszeit
Quasisättigung	
<i>RCI</i>	Innerer Kollektorwiderstand
<i>VO</i>	Bezugsspannung der Sättigungsgeschwindigkeit
<i>GAMM</i>	Epitaxiedotierungskoeffizient
<i>HRCF</i>	RC-Hochstromfaktor
<i>QC0</i>	Quasisättigungszusatzladung
Serienwiderstände	
<i>RCX</i>	Kollektorwiderstand
<i>RE</i>	Emitterwiderstand
<i>RBX</i>	äußerer Basiswiderstand
<i>RBI</i>	innerer Basiswiderstand
Überlappkapazitäten	
<i>CBEO</i>	BE-Überlappkapazität
<i>CBCO</i>	BC-Überlappkapazität
<i>CCSO</i>	CS-Überlappkapazität
Parasitärer Transistor	
<i>ISP</i>	Sättigungsstrom des parasitären Transistors
<i>NFP</i>	Emissionskoeffizient des parasitären Transistors
<i>WSP</i>	Aufteilungsfaktor für den parasitären Transistor
<i>IKP</i>	Vorwärts-Knickstrom des parasitären Transistors
<i>IBEIP</i>	Idealer BE-Sättigungsstrom
<i>IBENP</i>	Nicht-idealer BE-Sättigungsstrom
<i>IBCIP</i>	Idealer BC-Sättigungsstrom
<i>NCIP</i>	Emissionskoeffizient des idealen BC-Sättigungsstroms
<i>IBCNP</i>	Nicht-idealer BC-Sättigungsstrom
<i>NCNP</i>	Emissionskoeffizient des nicht-idealen BC-Sättigungsstroms
<i>RS</i>	Substratwiderstand des parasitären Transistors
<i>RBP</i>	Basiswiderstand des parasitären Transistors
<i>CJEP</i>	Basis-Emitter-Sperrschichtkapazität bei 0V

---

<i>CJCP</i>	Basis-Kollektor-Sperrschichtkapazität bei 0V
<i>PS</i>	Kollektor-Substrat-Diffusionsspannung
<i>MS</i>	Kollektor-Substrat-Gradationskoeffizient
<i>AJS</i>	Kollektor-Substrat-Glättungsfaktor
<b>Temperaturabhängigkeit</b>	
<i>EA</i>	Bandabstand des Haupttransistors
<i>DEAR</i>	Bandabstandsdifferenz für $ISSR \cdot IS$ des Haupttransistors
<i>EAIE</i>	Bandabstand für <i>IBEI</i>
<i>EAIC</i>	Bandabstand für <i>IBCI</i> und <i>IBEIP</i>
<i>EAIS</i>	Bandabstand für <i>IBCIP</i>
<i>EANE</i>	Bandabstand für <i>IBEN</i>
<i>EANC</i>	Bandabstand für <i>IBCN</i> und <i>IBENP</i>
<i>EANS</i>	Bandabstand für <i>IBCNP</i>
<i>XIS</i>	Temperaturexponent für <i>IS</i>
<i>XII</i>	Temperaturexponent für <i>IBEI</i> , <i>IBCI</i> , <i>IBEIP</i> , <i>IBCIP</i>
<i>XIN</i>	Temperaturexponent für <i>IBEN</i> , <i>IBCN</i> , <i>IBENP</i> , <i>IBCNP</i>
<i>XIKF</i>	Temperaturexponent für <i>IKF</i>
<i>XRCX</i>	Temperaturexponent für <i>RCX</i>
<i>XRBP</i>	Temperaturexponent für <i>RBP</i>
<i>XRS</i>	Temperaturexponent für <i>RS</i>
<i>XISR</i>	Temperaturexponent für <i>ISSR</i>
<i>XVO</i>	Temperaturexponent für <i>VO</i>
<i>TNF</i>	Temperaturexponent für <i>NF</i>
<i>TAVC</i>	Temperaturexponent für <i>AVC</i>
<i>RTH</i>	Thermischer Widerstand
<i>CTH</i>	Thermische Kapazität
<i>DTEMP</i>	Temperaturdifferenz
<b>Rauschparameter</b>	
<i>KFN</i>	1/f-Rauschkoeffizient
<i>AFN</i>	1/f-Rauschexponent
<i>BFN</i>	1/f-Rauschexponent

## **MEXTRAM (Version 504)**

---

### Transferstrom

<i>IS</i>	Sättigungsstrom
<i>VEF</i>	Vorwärts-Early-Spannung
<i>VER</i>	Rückwärts-Early-Spannung
<i>IK</i>	Hochinjektions-Kniestrom

### Basisstrom

<i>BF</i>	Ideale Vorwärtsstromverstärkung
<i>IBF</i>	Nicht-idealer BE-Sättigungsstrom
<i>MLF</i>	Emissionskoeffizient des nichtidealen BE-Stroms
<i>XIBI</i>	Aufteilungsfaktor für den idealen BE-Basisstrom
<i>XEKT</i>	Aufteilungsfaktor für den externen Anteil
<i>BRI</i>	Ideale Rückwärtsstromverstärkung
<i>IBR</i>	Nicht-idealer BC-Sättigungsstrom

<i>VLR</i>	Schnittpunkt-Spannung des nicht-idealen BC-Stroms
Lawinendurchbruch	
<i>WAVL</i>	Epitaxieweite für das Lawinendurchbruchmodell
<i>VAVL</i>	Bezugsspannung für das Lawinendurchbruchmodell
<i>SFH</i>	Stromausbreitungsfaktor für das Lawinendurchbruchmodell
BE-Sperrschichtkapazität	
<i>CJE</i>	Basis-Emitter-Sperrschichtkapazität bei 0V
<i>VDE</i>	Basis-Emitter-Diffusionsspannung
<i>PE</i>	Basis-Emitter-Gradationskoeffizient
<i>XCJE</i>	Aufteilungsfaktor für die BE-Sperrschichtkapazität
BC-Sperrschichtkapazität	
<i>CJC</i>	Basis-Kollektor-Sperrschichtkapazität bei 0V
<i>VDC</i>	Basis-Kollektor-Diffusionsspannung
<i>PC</i>	Basis-Kollektor-Gradationskoeffizient
<i>XJCI</i>	Basis-Kollektor-Aufteilungsfaktor
<i>XP</i>	Konstanter Anteil von $C_{jc}$
<i>MC</i>	Stromabhängigkeits-Koeffizient
Transitzeit	
<i>MTAU</i>	Emissionskoeffizient der Emitter-Diffusionsspannung
<i>TAUE</i>	Minimale Emittertransitzeit
<i>TAUB</i>	Basistransitzeit
<i>TEPI</i>	Epitaxie-Transitzeit
<i>TAUR</i>	Rückwärts-Basistransitzeit
Quasisättigung	
<i>RCV</i>	Epitaxiewiderstand
<i>SCRCV</i>	Raumladungswiderstand der Epitaxie
<i>IHC</i>	Kritischer Strom der Geschwindigkeitssättigung
<i>AXI</i>	Glättungsfaktor für die Quasisättigung
Serienwiderstände	
<i>RCC</i>	Externer Kollektorwiderstand
<i>RE</i>	Emitterwiderstand
<i>RBC</i>	Externer Basiswiderstand
<i>RBV</i>	Innerer Basiswiderstand
Überlappkapazitäten	
<i>CBEO</i>	Parasitäre BE-Kapazität
<i>CBCO</i>	Parasitäre BC-Kapazität
Parasitärer Transistor	
<i>ISS</i>	Sättigungsstrom des parasitären Transistors
<i>IKS</i>	Kniestrom des parasitären Transistors
<i>CJS</i>	Kollektor-Substrat-Sperrschichtkapazität bei 0V
<i>VDS</i>	Kollektor-Substrat-Diffusionsspannung
<i>PS</i>	Kollektor-Substrat-Gradationskoeffizient
Temperaturparameter	
<i>VGB</i>	Bandabstandspannung des Basis
<i>VGC</i>	Bandabstandsspannung des Kollektors
<i>VGJ</i>	EB-Rekombinations-Bandabstandsspannung

---

<i>VGS</i>	Bandabstandsspannung des Substrats
<i>DVGBF</i>	Bandabstandsdifferenz für die Vorwärtsstromverstärkung
<i>DVGBR</i>	Bandabstandsdifferenz für die Rückwärtsstromverstärkung
<i>DVGTE</i>	Bandabstandsdifferenz für die Epitaxie-Transitzeit
<i>AQB0</i>	Temperaturrexponent für die Basisladung
<i>AE</i>	Temperaturrexponent des Emitterwiderstands
<i>AB</i>	Temperaturrexponent des Basiswiderstands
<i>AC</i>	Temperaturrexponent des Buried-Layer-Widerstands
<i>AS</i>	Temperaturrexponent des Substrats
<i>RTH</i>	Thermischer Widerstand
<i>CTH</i>	Thermische Kapazität
<i>DTA</i>	Temperaturdifferenz
<b>Rauschen</b>	
<i>AF</i>	1/f-Rauschexponent
<i>KF</i>	1/f-Rauschkoeffizient(ideal)
<i>KFN</i>	1/f-Rauschkoeffizient(nicht-ideal)
<b>SiGe-HBT-Modellierung</b>	
<i>DEG</i>	Bandabstandsdifferenz über der Basis
<i>XREC</i>	Rekombinationsanteil des idealen BE-Stroms
<b>Auswahlparameter</b>	
<i>EXMOD</i>	Schalter für die erweiterte Modellierung des Rückwärtsbetriebs
<i>EXPHI</i>	Schalter für die erweiterte Modellierung von nicht-quasistatischen Effekten
<i>EXAVL</i>	Schalter für die erweiterte Modellierung des Lawinendurchbruchs

## **HICUM/L2 (Version 2.22)**

---

### **Transferstrom**

<i>C10</i>	Transferstromkonstante
<i>QP0</i>	Löcherladung im thermischen Gleichgewicht
<i>MCF</i>	Emissionskoeffizient des Vorwärts-Transferstroms
<i>ICH</i>	Hochstromkorrektur zur Beachtung dreidimensionaler Effekte
<i>HFC</i>	Wichtungsfaktor der Kollektordiffusionsladung für HBT's
<i>HFE</i>	Wichtungsfaktor der Emitterdiffusionsladung für HBT's
<i>HJCI</i>	Wichtungsfaktor der BC-Sperrschichtladung für HBT's
<i>HJEI</i>	Wichtungsfaktor der BE-Sperrschichtladung für HBT's

### **Basisstrom**

<i>IBEIS</i>	Sättigungsstrom des inneren idealen BE-Stroms
<i>MBEI</i>	Emissionskoeffizient des inneren idealen BE-Stroms
<i>IREIS</i>	Sättigungsstrom des inneren nicht-idealen BE-Stroms
<i>MREI</i>	Emissionskoeffizient des inneren nicht-idealen BE-Stroms
<i>IBEPS</i>	Sättigungsstrom des peripheren idealen BE-Stroms
<i>MBEP</i>	Emissionskoeffizient des peripheren idealen BE-Stroms
<i>IREPS</i>	Sättigungsstrom des peripheren nicht-idealen BE-Stroms
<i>MREP</i>	Emissionskoeffizient des peripheren nicht-idealen BE-Stroms
<i>IBCIS</i>	Sättigungsstrom des inneren BC-Stroms
<i>MBCI</i>	Emissionskoeffizient des inneren BC-Stroms
<i>IBCXS</i>	Sättigungsstrom des äußeren BC-Stroms

<i>MBCX</i>	Emissionskoeffizient des äußeren BC-Stroms
<i>TBHREC</i>	Basisstromrekombinationszeit an der BC-Barriere bei Hochinjektion
<b>Lawinendurchbruch</b>	
<i>FAVL</i>	Faktor für den Lawinendurchbruch
<i>QAVL</i>	Exponent für den Lawinendurchbruch
<b>BE-Tunnelstrom</b>	
<i>IBETS</i>	Sättigungsstrom des BE-Tunnelstroms
<i>ABET</i>	Tunnelstromfaktor
<i>TUNODE</i>	Bezugsknoten für den BE-Tunnelstrom
<b>BE-Sperrschichtkapazität</b>	
<i>CJEP0</i>	Periphere Basis-Emitter-Sperrschichtkapazität bei 0V
<i>VDEP</i>	Periphere Basis-Emitter-Diffusionsspannung
<i>ZEP</i>	Peripherer Basis-Emitter-Gradationskoeffizient
<i>ALJEP</i>	Maximales Verhältnis von $C_{jep}/CJEP0$
<i>CJEI0</i>	Innere BE-Sperrschichtkapazität
<i>VDEI</i>	Innere BE-Diffusionskapazität
<i>ZEI</i>	Innerer BE-Gradationskoeffizient
<i>ALJEI</i>	Maximales Verhältnis von $C_{jei}/CJEI0$
<b>BC-Sperrschichtkapazität</b>	
<i>CJCX0</i>	Externe Basis-Kollektor-Sperrschichtkapazität bei 0V
<i>VDCX</i>	Externe Basis-Kollektor-Diffusionsspannung
<i>ZCX</i>	Externer Basis-Kollektor-Gradationskoeffizient
<i>VPTCX</i>	Externe BC-Durchgreifspannung
<i>FBC</i>	Aufteilungsfaktor der BC-Sperrschichtkapazität
<i>CJCI0</i>	Innere Basis-Kollektor-Sperrschichtkapazität bei 0V
<i>VDCI</i>	Basis-Kollektor-Diffusionsspannung
<i>ZCI</i>	Basis-Kollektor-Gradationskoeffizient
<i>VPTCI</i>	Externe BC-Durchgreifspannung
<b>Kritischer Strom</b>	
<i>RCI0</i>	Innerer Kollektorwiderstand
<i>VLIM</i>	Spannung bei Geschwindigkeitssättigung
<i>VPT</i>	Kollektor-Durchgreifspannung
<i>VCES</i>	Innere Sättigungsspannung
<b>Transitzeit</b>	
<i>T0</i>	Transitzeit bei $U_{B'C'} = 0$
<i>DT0H</i>	Transitzeitänderung durch Basisweitenmodulation
<i>TBVL</i>	Transitzeit zur Modellierung des Ladungsträgerstaus
<i>TEF0</i>	Speicherzeit des neutralen Emitters
<i>GTFE</i>	Exponent für die Stromabhängigkeit von $\Delta\tau_{Ef}$
<i>THCS</i>	Sättigungs-Zeitkonstante bei hohen Stromdichten
<i>AHC</i>	Glättungsfaktor für die Stromabhängigkeit der BC-Transitzeit
<i>FTHC</i>	Aufteilungsfaktor für <i>THCS</i>
<i>TR</i>	Rückwärtstransitzeit
<b>Serienwiderstände</b>	
<i>RCX</i>	Externer Kollektorwiderstand
<i>RE</i>	Emitterwiderstand
<i>RBX</i>	Externer Basiswiderstand

---

<i>RBI0</i>	Innerer Basiswiderstand bei 0V
<i>FDQR0</i>	Korrekturfaktor für die RBI-Modulation durch die BE- und BC-Sperrschicht
<i>FGE0</i>	Korrekturfaktor Emitterrandstromverdrängung
<i>FQI</i>	Verhältnis von inneren zur gesamter Minoritätsträgerladung
<i>FCRBI</i>	Anteil des HF-Ableitungswiderstands
Überlappkapazitäten	
<i>CBEPAR</i>	Parasitäre BE-Kapazität
<i>CBCPAR</i>	Parasitäre BC-Kapazität
Parasitärer Transistor	
<i>ITSS</i>	Sättigungsstrom des parasitären Transistors
<i>MSF</i>	Emissionskoeffizient des Transferstroms
<i>ISCS</i>	Sättigungsstrom des CS-Basisstroms
<i>MSC</i>	Emissionskoeffizient des CS-Basisstroms
<i>TSF</i>	Transitzeit des Substrattransistors
Substratkopplung	
<i>RSU</i>	Substratwiderstand
<i>CSU</i>	Substratkapazität
Temperaturabhängigkeit	
<i>VGB</i>	Bandabstandsspannung
<i>VGE</i>	Effektive Bandabstandsspannung des Emitters
<i>VGC</i>	Effektive Bandabstandsspannung des Kollektors
<i>VGS</i>	Effektive Bandabstandsspannung des Substrats
<i>ALT0</i>	Linearer Temperaturkoeffizient der Transitzeit
<i>KT0</i>	Quadratischer Temperaturkoeffizient der Transitzeit
<i>ZETACI</i>	Temperaturexponent für <i>RCI0</i>
<i>ZETACX</i>	Temperaturexponent der Substrattransistortransitzeit
<i>ZETARBI</i>	Temperaturexponent für <i>RBI0</i>
<i>ZETARBX</i>	Temperaturexponent für <i>RBX</i>
<i>ZETARCX</i>	Temperaturexponent für <i>RCX</i>
<i>ZETARE</i>	Temperaturexponent für <i>RE</i>
<i>ALVS</i>	Temperaturkoeffizient der Geschwindigkeitssättigung
<i>AICES</i>	Temperaturkoeffizient für <i>VCES</i>
<i>F1VG</i>	Koeffizient der Bandabstandsspannung
<i>F1VG</i>	Koeffizient der Bandabstandsspannung
<i>ZETACT</i>	Temperaturkoeffizient für den Transferstrom
<i>ZETABET</i>	Temperaturkoeffizient des BE-Basisstroms
<i>ALFAV</i>	Temperaturkoeffizient für <i>FAVL</i>
<i>ALQAV</i>	Temperaturkoeffizient für <i>QAVL</i>
<i>RTH</i>	Thermischer Widerstand
<i>CTH</i>	Thermische Kapazität
<i>FLSH</i>	Schalter für die Eigenerwärmung
<i>TNOM</i>	Parameterextraktions-Temperatur
<i>DT</i>	Temperaturdifferenz
Rauschen	
<i>AF</i>	1/f-Rauschexponent
<i>KF</i>	1/f-Rauschkoeffizient

<i>CFBE</i>	Schalter für die Wahl der Bezugsknotens der Rauschquelle
Nicht-quasistatische Effekte	
<i>ALQF</i>	Minoritätsträger-Verzögerungszeit
<i>ALIT</i>	Transferstrom-Verzögerungszeit
<i>FLNQS</i>	Schalter für die NQS-Effekte
Skalierungsfaktoren der Minoritäts-Kollektorladung	
<i>LATB</i>	Skalierungsfaktor in Richtung der Emitterweite
<i>LATL</i>	Skalierungsfaktor in Richtung der Emitterlänge

## **HICUM/LO (Version 1.12)**

---

### Transferstrom

<i>IS</i>	Sättigungsstrom
<i>MCF</i>	Emissionskoeffizient des Vorwärts-Transferstroms
<i>MCR</i>	Emissionskoeffizient des Rückwärts-Transferstroms
<i>VEF</i>	Vorwärts-Early-Spannung
<i>IQF</i>	Vorwärts-Knickstrom
<i>IQR</i>	Rückwärts-Knickstrom
<i>IQFH</i>	Hochinjektionsstrom
<i>TFH</i>	Hochinjektionsfaktor

### Basisstrom

<i>IBES</i>	Sättigungsstrom des idealen BE-Stroms
<i>MBE</i>	Emissionskoeffizient des idealen BE-Stroms
<i>IRES</i>	Sättigungsstrom des nicht-idealen BE-Stroms
<i>MRE</i>	Emissionskoeffizient des nicht-idealen BE-Stroms
<i>IBCS</i>	Sättigungsstrom des BC-Stroms
<i>MBC</i>	Emissionskoeffizient des BC-Stroms

### Lawinendurchbruch

<i>KAVL</i>	Faktor für den Lawinendurchbruch
<i>EAVL</i>	Exponent für den Lawinendurchbruch

### BE-Sperrschichtkapazität

<i>CJE0</i>	Periphere Basis-Emitter-Sperrschichtkapazität bei 0V
<i>VDE</i>	Periphere Basis-Emitter-Diffusionsspannung
<i>ZE</i>	Peripherer Basis-Emitter-Gradationskoeffizient
<i>AJE</i>	Maximales Verhältnis von $C_{je}/C_{JE0}$

### BC-Sperrschichtkapazität

<i>CJ CX0</i>	Externe Basis-Kollektor-Sperrschichtkapazität bei 0V
<i>VDCX</i>	Externe Basis-Kollektor-Diffusionsspannung
<i>ZCX</i>	Externer Basis-Kollektor-Gradationskoeffizient
<i>VPTCX</i>	Externe BC-Durchgreifspannung
<i>FBC</i>	Aufteilungsfaktor der BC-Sperrschichtkapazität
<i>CJ CI0</i>	Innere Basis-Kollektor-Sperrschichtkapazität bei 0V
<i>VDCI</i>	Basis-Kollektor-Diffusionsspannung
<i>ZCI</i>	Basis-Kollektor-Gradationskoeffizient
<i>VPTCI</i>	Externe BC-Durchgreifspannung

### Kritischer Strom

<i>RCI0</i>	Innerer Kollektorwiderstand
-------------	-----------------------------

---

<i>V<sub>LIM</sub></i>	Spannung bei Geschwindigkeitssättigung
<i>V<sub>PT</sub></i>	Kollektor-Durchgreifspannung
<i>V<sub>CES</sub></i>	Innere Sättigungsspannung
Transitzeit	
<i>T<sub>0</sub></i>	Transitzeit bei $U_{B'C'} = 0$
<i>DT<sub>0H</sub></i>	Transitzeitänderung durch Basisweitenmodulation
<i>T<sub>BVL</sub></i>	Transitzeit zur Modellierung des Ladungsträgerstaus
<i>T<sub>EF0</sub></i>	Speicherzeit des neutralen Emitters
<i>G<sub>TE</sub></i>	Exponent für die Stromabhängigkeit von $\Delta\tau_{Ef}$
<i>THCS</i>	Sättigungs-Zeitkonstante bei hohen Stromdichten
<i>AHC</i>	Glättungsfaktor für die Stromabhängigkeit der BC-Transitzeit
<i>FTHC</i>	Aufteilungsfaktor für <i>THCS</i>
<i>TR</i>	Rückwärtstransitzeit
Serienwiderstände	
<i>RCX</i>	Externer Kollektorwiderstand
<i>RE</i>	Emitterwiderstand
<i>RBX</i>	Externer Basiswiderstand
<i>RBI0</i>	Innerer Basiswiderstand bei 0V
<i>FGE0</i>	Korrekturfaktor Emitterrandstromverdrängung
<i>VR0E</i>	Vorwärts-Early-Spannung für den Basiswiderstand
<i>VR0C</i>	Rückwärts-Early-Spannung für den Basiswiderstand
Überlappkapazitäten	
<i>CBEPAR</i>	Parasitäre BE-Kapazität
<i>CBCPAR</i>	Parasitäre BC-Kapazität
Parasitärer Transistor	
<i>ITSS</i>	Sättigungsstrom des parasitären Transistors
<i>MSF</i>	Emissionskoeffizient des Transferstroms
<i>ISCS</i>	Sättigungsstrom des CS-Basisstroms
<i>MSC</i>	Emissionskoeffizient des CS-Basisstroms
Temperaturabhängigkeit	
<i>VGB</i>	Bandabstandsspannung
<i>VGE</i>	Effektive Bandabstandsspannung des Emitters
<i>VGC</i>	Effektive Bandabstandsspannung des Kollektors
<i>VGS</i>	Effektive Bandabstandsspannung des Substrats
<i>ALT0</i>	Linearer Temperaturkoeffizient der Transitzeit
<i>KT0</i>	Quadratischer Temperaturkoeffizient der Transitzeit
<i>ZETACI</i>	Temperaturexponent für <i>RCI0</i>
<i>ZETACX</i>	Temperaturexponent der Substrattransistortransitzeit
<i>ZETARBI</i>	Temperaturexponent für <i>RBI0</i>
<i>ZETARBX</i>	Temperaturexponent für <i>RBX</i>
<i>ZETARCX</i>	Temperaturexponent für <i>RCX</i>
<i>ZETARE</i>	Temperaturexponent für <i>RE</i>
<i>ALVS</i>	Temperaturparameter der Geschwindigkeitssättigung
<i>AICES</i>	Temperaturparameter für <i>V<sub>CES</sub></i>
<i>F1VG</i>	Koeffizient der Bandabstandsspannung
<i>F2VG</i>	Koeffizient der Bandabstandsspannung

<i>ZETACT</i>	Temperaturkoeffizient für den Transferstrom
<i>ZETABET</i>	Temperaturkoeffizient des BE-Basisstroms
<i>ALKAV</i>	Temperaturkoeffizient für <i>KAVL</i>
<i>ALEAV</i>	Temperaturkoeffizient für <i>EAVL</i>
<i>RTH</i>	Thermischer Widerstand
<i>CTH</i>	Thermische Kapazität
<i>FLSH</i>	Schalter für die Eigenerwärmung
<i>TNOM</i>	Parameterextraktions-Temperatur
<i>DT</i>	Temperaturdifferenz
Rauschen	
<i>AF</i>	1/f-Rauschexponent
<i>KF</i>	1/f-Rauschkoeffizient

---

# 1 Einleitung

Der Markt der drahtlosen Kommunikation gehört zu dem Markt mit den größten Wachstumsraten. Welche Technologie für die verwendeten analogen Hochfrequenzschaltungen dabei zur Anwendung kommt, hängt neben den Hochfrequenzeigenschaften hauptsächlich von den Kosten ab [1]. Noch vor 15 Jahren waren die III-IV-Halbleiter, wie GaAs oder InP, die in der Regel verwendeten Basismaterialien für die Analogbausteine der Millimeterwellen-Anwendungen. Grund hierfür war, dass GaAs zu dem Zeitpunkt deutlich bessere Hochfrequenzeigenschaften für die Herstellung der analogen Schaltungen zur Verfügung stellen konnte als Silizium. Nachteilig war der hohe Kostenaufwand für GaAs, begründet durch höhere Waferkosten und geringe Integrationsmöglichkeiten, der einer massenhaften Verbreitung von Schaltungen im Anwendungsbereich über 0,8 GHz, insbesondere für den Bereich der drahtlosen Kommunikation, entgegen wirkte.

Getrieben durch einen steigenden Markt wurden intensive Forschungsarbeiten durchgeführt, um die Eigenschaften der Siliziumtechnologie deutlich zu verbessern. Schließlich kam es durch die Realisierung von SiGe-HBT's zum Durchbruch der Siliziumtechnologie für die Anwendung im höheren Frequenzbereich.

Durch Einbringen eines Germaniumanteils in die Basis kann der Abstand zwischen dem Leitungs- und dem Valenzband variiert werden. Dieses führt zu einem zusätzlichen Freiheitsgrad für die Optimierung der Hochfrequenzeigenschaften des Transistors. Aufgrund des großen Integrationspotentials von SiGe-BiCMOS besteht weiterhin die Möglichkeit die Module bestehend aus analogen und digitalen Anteilen monolithisch, das heißt, auf einem Stück Silizium zu realisieren. Dadurch wird die Länge der parasitären Verbindungsstücke verringert, der Platzbedarf reduziert und somit werden die Material- und Produktionskosten deutlich gesenkt.

Dieser Kostenvorteil von SiGe gegenüber GaAs führte dazu, dass der Massenmarkt der drahtlosen Kommunikation im Bereich des Mobilfunks (GSM, UMTS), der Ortungssysteme (GPS) und der drahtlosen Datenübertragung (WLAN) erschlossen werden konnte. Heutzutage dominieren daher im Bereich von 0,8 GHz bis 10 GHz die Silizium-Technologien. Für Anwendungen im höheren Frequenzbereich von 10 GHz bis 77 GHz, in dem persönliche drahtlose Netzwerke (WPAN) bei 60 GHz und Autoradar bei 77 GHz verwendet werden, sind immer noch GaAs- und InP-Technologie vorherrschend. Anhand von Prototypen [2][3] konnte aber bereits gezeigt werden, dass die Verwendung von Silizium-Technologien auch in diesem Frequenzbereich Potential hat.

Neben der stetigen Weiterentwicklung der Technologie ist es für den optimalen Entwurf einer Schaltung wichtig, die bereits etablierten Technologien vollständig auszunutzen. Wichtiges Werkzeug sind dabei Netzwerkanalyseprogramme, die eine Simulation und Optimierung der Schaltung vor der Produktion auf Silizium ermöglichen. Grundlage der

Simulation bilden die Kompaktmodelle der verwendeten Bauelemente, wobei dabei insbesondere die Modellierung der aktiven Elemente, wie Bipolartransistoren, von großer Bedeutung ist. Durch die Kompaktmodelle wird das elektrische Verhalten der Bauelemente so genau wie möglich beschrieben und ermöglicht die Optimierung der Schaltung auf die geforderten Eigenschaften. Für eine erfolgreiche Simulation sollte sich ein gutes Modell neben einer genauen Beschreibung des Bauelementes in den verwendeten Arbeitsbereichen durch eine geringe Rechenzeit und eine gute Konvergenz auszeichnen. Weiterhin ist es in einem Markt, der durch kurze Vorlaufzeiten geprägt ist, entscheidend den Extraktionsaufwand für die Modellparameter möglichst gering zu halten, um den Schaltungsentwicklern bereits zu Beginn ihrer Entwurfsarbeit technologisch aktuelle Modelle zur Verfügung stellen zu können. Ziel sollte daher eine effiziente Modellierung sein, die bei geringem Aufwand möglichst gute Modelle mit einem großen Gültigkeitsbereich liefert.

Während die technologische Entwicklung von Bipolartransistoren in den letzten Jahren immens vorangeschritten ist und zu einer Ablösung der Siliziumtransistoren durch SiGe-HBT's im Bereich der integrierten Schaltungen geführt hat, wird für die Modellierung der Bipolartransistoren in der breiten Masse immer noch das im Jahre 1970 vorgestellte Gummel-Poon-Modell verwendet. Auch wenn das Modell viele Effekte, wie Durchbrucheffekte und Temperaturverhalten von Bipolartransistoren, nicht oder nur unzureichend beschreibt und insbesondere im Hochstrombereich den bei SiGe-HBT's verstärkten Kirk-Effekt und die Quasisättigung nicht ausreichend oder gar nicht modellieren kann, zeichnet es sich durch geringe Extraktions- und Rechenzeiten und eine gute Anwendbarkeit aus. Deshalb wurde das SGP-Modell als Standardmodell bisher nicht abgelöst.

Bereits im Jahre 1995 wurde ein Compact Modeling Council (CMC) einberufen mit dem Ziel eine neues Standardmodell für Bipolartransistoren zu empfehlen, das das SGP-Modell ablösen sollte. Untersucht wurden dabei die Modelle VBIC [7], MEXTRAM [8] und HICUM [9]. Das Ergebnis der Untersuchung war, dass heutzutage die Modelle MEXTRAM und HICUM(/L2) vom CMC empfohlen werden. Diese beiden Modelle ermöglichen die korrekte Beschreibung des Bipolartransistors über den gesamten Arbeitsbereich und beinhalten die wichtigsten in modernen Bipolartransistoren auftretenden Effekte. Dieses ist aber nur auf Kosten zusätzlicher Modellgleichungen und Modellparameter realisierbar. Da diese ausführlichen Modelle den Parameterextraktionsaufwand deutlich erhöhen, eignen sie sich nur schlecht für Einzeltransistorextraktionen und kurzfristige Modellierungsaufgaben. Deshalb können sie das SGP-Modell in der breiten Masse der Anwendungen nicht ablösen.

Im Jahre 2002 wurde eine vereinfachte Version des HICUM-Modells vorgestellt, die als HICUM/L0 [11] [12] bezeichnet wird. Dieses Modell kombiniert die Einfachheit des SGP-Modells mit den Vorteilen der HICUM-Gleichungen. Es ermöglicht kurzfristige Modellierungsaufgaben und Einzeltransistorextraktionen. Dabei ergibt sich eine gute Anpassung der Transistorkennlinien, die insbesondere die gute Modellierung des steilen Abfalls der Transitfrequenz bedingt durch den Kirk-Effekt einschließt.

Jedoch wurde die Gültigkeit des HICUM/L0-Modells auf den niedrigen und mittleren Strombereich beschränkt, was bisher einer Verbreitung des Modells entgegenwirkte. Mit den im Rahmen dieser Arbeit entwickelten und in [13],[14] vorgestellten Modellgleichungen können die Schwachstellen des HICUM/L0-Modells behoben werden, und somit kann die

---

Gültigkeit des HICUM/L0-Modells auf den gesamten Anwendungsbereich des Transistors ausgeweitet werden.

Durch diese Weiterentwicklung erfüllt das HICUM/L0-Modell alle wichtigen Eigenschaften für eine effiziente Modellierung. Das heißt, dass bei minimalem Extraktionsaufwand eine sehr gute Anpassung der Transistorkennlinien möglich ist.

Da diese Weiterentwicklung in naher Zukunft in den Schaltungssimulatoren verfügbar gemacht wird, kann davon ausgegangen werden, dass es in den nächsten ein bis zwei Jahren zu einer schnellen Verbreitung des HICUM/L0-Modells und einer Ablösung des SGP-Modells kommt.

In Kapitel 2 dieser Arbeit wird auf die Funktionsweise von Bipolartransistoren eingegangen. Dabei werden auch SiGe-HBT's erläutert, die aufgrund ihre besseren Eigenschaften für den Schaltungsentwurf die Siliziumtransistoren im Bereich der integrierten Schaltungen bereits abgelöst haben.

Die Grundlagen der Bipolarmodellierung werden darauf in Kapitel 3 beschrieben, wobei neben einer kurzen allgemeinen Einführung zur Bauelementmodellierung anschließend insbesondere auf die heute geläufigen Modelle wie SGP, VBIC, MEXTRAM und HICUM eingegangen wird. Dadurch soll dem Leser aufgezeigt werden, wo sich die Grenzen der jeweiligen Modelle befinden und wie diese Modelle für die Simulation heutiger Schaltungen einzuordnen sind.

Schwerpunkt dieser Arbeit ist die Weiterentwicklung des HICUM/L0-Modells, die in Kapitel 4 vorgestellt wird. Dabei wird zunächst eine Erläuterung des Modells vorgenommen, während anschließend die Schwachstellen aufgezeigt werden und die Herleitung der verbesserten Gleichungen erläutert wird.

Ziel war es dabei, verbesserte Gleichungen für das HICUM/L0-Modell zu entwickeln, welche die im HICUM/L0 beobachteten Schwachstellen beheben, aber einfach aufgebaut sind und dabei die Beschreibung eines großen Anwendungsbereichs ermöglichen. Die Neueinführung zusätzlicher Modellparameter sollte dabei so gering wie möglich gehalten werden und das grundsätzliche Konzept des HICUM/L0-Modells beibehalten werden.

Bei der Entwicklung der Parameterextraktion, welche in Kapitel 5 vorgestellt wird, war es daher das Ziel eine effiziente Modellierung zu erreichen. Dabei sollte auf die Verwendung von zusätzlichen Teststrukturen, welche einen zusätzlichen Layout-, Prozessierungs- und Messaufwand bedeuten, so weit wie möglich, verzichtet werden.

Schließlich wird in Kapitel 6 das weiterentwickelte HICUM/L0-Modell und die Parameterextraktion anhand von Transistoren verschiedener Technologie und Anwendung überprüft und mit den Modellierungsergebnissen des nicht weiterentwickelten HICUM/L0-Modells sowie des VBIC- und des HICUM/L2-Modells verglichen.

---

## 2 Grundlagen der Bipolartransistoren

### 2.1 Wirkungsweise des Bipolartransistors

Unter einem Bipolartransistor wird eine npn- beziehungsweise eine pnp-Struktur verstanden, deren Dotiergebiete als Emitter(E), Basis(B) und Kollektor(C) bezeichnet werden. Prinzipiell kann man sich einen Bipolartransistor als zwei gekoppelte pn-Übergänge vorstellen, die sich aufgrund des gemeinsamen Basisgebiets gegenseitig beeinflussen.

Durch Anlegen einer Spannung an den pn-Übergängen, dem Basis-Emitter-Übergang und dem Basis-Kollektor-Übergang, stellt sich der Stromfluss im Transistor ein.

Abhängig von den Polaritäten der angelegten Spannungen  $U_{BE}$  und  $U_{BC}$ , können vier Betriebsmoden unterschieden werden, die sich für einen npn-Transistor wie folgt ergeben:

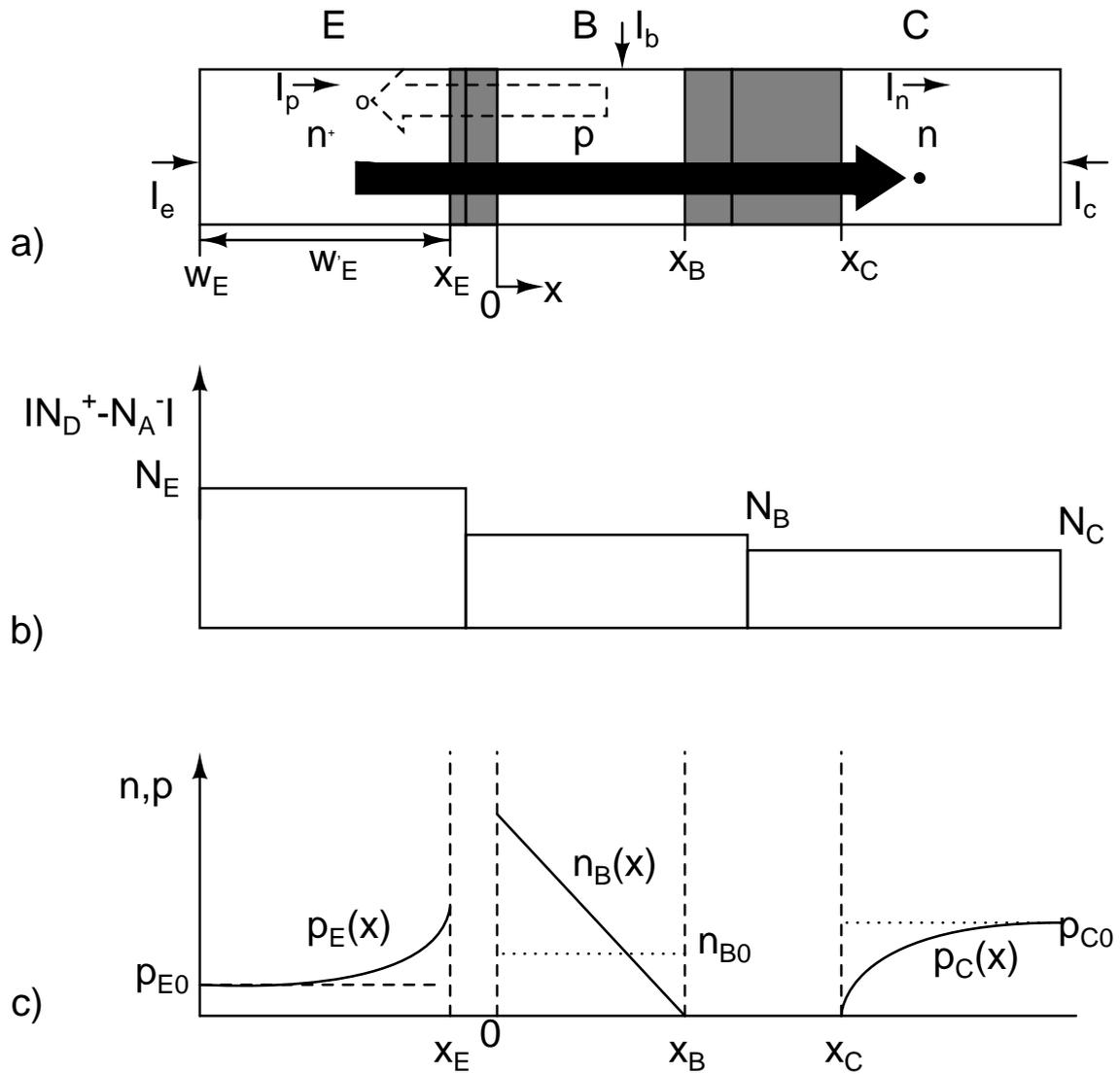
Aktiver (Normal-)Bereich :	$U_{BE} > 0V$	$U_{BC} < 0V$
Inverser Bereich :	$U_{BE} < 0V$	$U_{BC} > 0V$
Sättigungsbereich :	$U_{BE} > 0V$	$U_{BC} > 0V$
Sperrbereich :	$U_{BE} < 0V$	$U_{BC} < 0V$ .

In der Regel wird der Transistor im aktiven Bereich betrieben, bei dem die BE-Diode in Durchlassrichtung und die BC-Diode in Sperrrichtung gepolt ist. Zur Erläuterung der prinzipiellen Wirkungsweise eines Transistors wird ein npn-Bipolartransistor im aktiven Bereich (Abbildung 2.1) betrachtet.

Aufgrund der angelegten positiven Spannung  $U_{BE}$  kommt es zu einer verringerten Energiebarriere zwischen Emitter und Basis, welche zur Injektion der Majoritätsträger des Emitters (Elektronen) in die Basis führt. Aufgrund der Verkopplung der beiden pn-Übergänge werden die Elektronen aber nicht zum entfernten Anschluss des Basisgebiets abgezogen, sondern gelangen in den Bereich der durch die negativ angelegte Spannung  $U_{BC}$  vergrößerten BC-Raumladungszone. Durch diese werden die Elektronen in das n-Gebiet des Kollektor abgesaugt und gelangen als Majoritätsträger zum Kollektoranschluss. Dieses wird auch in der Minoritätsträgerverteilung der Basis deutlich. Die Elektronendichte nimmt von  $x = 0$  bis  $x_B$  linear ab.

Die Löcher, die hingegen als Majoritäten der Basis in den Emitter injiziert werden, zeigen kein verändertes Verhalten zur Betrachtung eines nicht verkoppelten pn-Übergangs. Für eine hohe Stromverstärkung  $\beta$  ist daher ein hoher Elektronenstrom, welcher dem Kollektorstrom entspricht, gegenüber dem Löcherstrom, welcher dem Basisstrom entspricht, zu erzielen[15].

$$\beta = \frac{I_c}{I_b} \quad (2.1)$$



**Abbildung 2.1:** a) Eindimensionale Darstellung des npn-Transistors; b) Nettodotierung; c) Minoritätsträgerverteilung im aktiven Bereich

### 2.1.1 Stromgleichungen

Die Stromgleichungen des Bipolartransistors können analog zu den Stromgleichungen einer Diode aus den Minoritätsträgerdiffusionsgleichungen bestimmt werden. Es wird dabei ein npn- Bipolartransistor im Vorwärtsbetrieb betrachtet, für den die folgenden Annahmen getroffen werden [15]:

- Eindimensionale Betrachtung
- Schwache Injektion
- Abrupte pn-Übergänge
- Vernachlässigung von Generation und Rekombination
- Vernachlässigung des Sperrstroms der BC-Diode
- Vernachlässigung der Serienwiderstände

Der Elektronenstrom  $I_n$  und der Löcherstrom  $I_p$  ergeben sich aus den Minoritätsträgerdiffusionsgleichungen zu:

$$I_n = qAD_{nB} \frac{dn_B}{dx} \quad (2.2)$$

$$I_p = -qAD_{pE} \frac{dp_E}{dx}, \quad (2.3)$$

wobei es sich bei  $D_{nB}$  und  $D_{pE}$  um die Diffusionskonstanten des Basis- und des Emittergebiets und bei  $A$  um die aktive Fläche des Transistors handelt. Wird für den Minoritätsträgerverlauf in Abbildung 2.1 vereinfacht angenommen, dass es sich um einen kurzen Emitter handelt, ergibt sich ein linearer Anstieg der Löcher im Emitter. Weiterhin sinkt Elektronendichte in der Basis bei  $x_B$  nur näherungsweise auf Null ab, so dass vereinfacht angenommen wird, dass die Elektronendichte dort den Wert  $n_{B0}$  annimmt. Die daraus resultierenden Gradienten führen mit den Dichtegleichungen der Minoritätsträger zu:

$$I_n = -qAD_{nB} \frac{n_B(0) - n_{B0}}{x_B} = -\frac{qAD_{nB}n_{B0}}{x_B} \left( \exp\left(\frac{U_{BE}}{U_T}\right) - 1 \right), \quad (2.4)$$

$$I_p = -qAD_{pE} \frac{p_E(x_E) - p_{E0}}{w'_E} = -\frac{qAD_{pE}p_{E0}}{w'_E} \left( \exp\left(\frac{U_{BE}}{U_T}\right) - 1 \right), \quad (2.5)$$

wobei für die Temperaturspannung  $U_T = \frac{kT}{q}$  gilt.

Aus  $I_p$  und  $I_n$  folgt unter Berücksichtigung der Stromrichtung für den Kollektor- und Basisstrom:

$$I_c = -I_n = \frac{qAD_{nB}n_{B0}}{x_B} \left( \exp\left(\frac{U_{BE}}{U_T}\right) - 1 \right), \quad (2.6)$$

$$I_b = -I_p = \frac{qAD_{pE}p_{E0}}{w'_E} \left( \exp\left(\frac{U_{BE}}{U_T}\right) - 1 \right). \quad (2.7)$$

Nach Gleichung (2.1) resultiert daraus die Stromverstärkung  $\beta$  zu:

$$\beta = \frac{D_{nB}n_{B0}w'_E}{D_{pE}p_{E0}x_B}. \quad (2.8)$$

Bei Silizium-Bipolartransistoren mit hochdotiertem Emitter kann für die Intrinsicdichte des Basisgebiets  $n_{iB}$  und die des Emittergebiets  $n_{iE}$  angenommen werden:

$$n_{iE} = n_{iB}, \quad (2.9)$$

so dass die Minoritätsträgerdichten  $n_{B0} = n_{iB}^2/N_B$  und  $p_{E0} = n_{iE}^2/N_E$  durch die entsprechenden Dotierungsdichten  $N_B$  und  $N_E$  in Gleichung (2.8) ersetzt werden können.

$$\beta = \frac{D_{nB}N_Ew'_E}{D_{pE}N_Bx_B} \quad (2.10)$$

Die Stromverstärkung  $\beta$  kann somit zum einen durch die Verkleinerung der Basisweite  $x_B$  oder die Vergrößerung der effektiven Emitterweite  $w_E$  bis auf die Diffusionslänge der Löcher  $L_p$  erhöht werden. Zum anderen können für  $\beta$  durch Erhöhung des Verhältnisses zwischen Emitterdotierung  $N_E$  und Basisdotierung  $N_B$  höhere Werte erzielt werden. Da die weitere Erhöhung der Emitterdotierung durch die zum einen steigende Auger-Rekombination und den zum anderen verringerten Bandabstand eine gegenläufige Wirkung erzielen kann, ist eine Absenkung der Basisdotierung vorzuziehen.

### 2.1.2 Dynamisches Verhalten

Das dynamische Verhalten des Transistors wird durch die Änderung der Ladungsverhältnisse im Transistor bestimmt. Analog zu einem pn-Übergang treten im Transistor, bedingt durch zwei unterschiedliche Speichereffekte, die Sperrschicht- und die Diffusionsladungen auf.

#### Sperrschichtladungen

Die Sperrschichtladungen und die zugehörigen Sperrschichtkapazitäten werden über die Weitenänderung und damit verbundene Ladungsänderung in der Raumladungszone beim Anlegen einer äußeren Spannung  $U$  bestimmt.

Werden positive Spannungen angelegt, kommt es zur Verringerung der Raumladungszone und zur Lieferung von Majoritätsträgerladungen, die die ionisierten Dotieratome in der Raumladungszone neutralisieren. Werden hingegen negative Spannungen angelegt, kommt es zur Vergrößerung der Raumladungszone und zum Abfluss von Majoritätsträgern infolge zusätzlicher Ionisation [15].

Bei der Sperrschichtkapazität  $C_j$  handelt es sich somit um eine Kleinsignalkapazität, die sich aus der Änderung der Sperrschichtladung  $dQ_j$  über der Spannungsänderung  $dU$  ergibt.

$$C_j = \frac{dQ_j}{dU} \quad (2.11)$$

Nach der klassischen Theorie kann die Spannungsabhängigkeit der Sperrschichtkapazität

folgendermaßen beschrieben werden:

$$C_j = \frac{C_{j0}}{\left(1 - \frac{U}{U_D}\right)^Z}. \quad (2.12)$$

Die Sperrschichtladung  $Q_j$  ergibt sich aus Gleichung (2.12) durch Integration:

$$Q_j = C_{j0} \frac{U_D}{1-Z} \left[ 1 - \left(1 - \frac{U}{U_D}\right)^{1-Z} \right]. \quad (2.13)$$

Bei  $C_{j0}$  handelt es sich um die Sperrschichtkapazität im thermischen Gleichgewicht und bei  $Z$  um den Gradationskoeffizienten, der die Steilheit des pn-Übergangs angibt.

Nach Gleichung (2.12) tritt bei  $U=U_D$  eine Polstelle auf. Analysen zeigen, dass Gleichung (2.12) den Verlauf der Sperrschichtkapazität bis etwa  $U_D/2$  gut beschreibt. Bei höheren Spannungen kommt es zu einem Abknicken der Sperrschichtkapazität, welche durch Gleichung (2.12) nicht beschrieben wird. Grund ist, dass die freien Ladungsträger gegenüber den ionisierten Dotieratomen als vernachlässigbar angenommen werden, was bei hohen Strömen aber nicht mehr der Fall ist.

Im Transistor bilden sich die Sperrschichtkapazitäten  $C_{je}$  am Basis-Emitter-Übergang,  $C_{jc}$  am Basis-Kollektor-Übergang und  $C_{js}$  am Kollektor-Substrat-Übergang aus.

### Diffusionsladungen

Die Diffusionsladungen, die insbesondere für das dynamische Verhalten des Transistors im höheren Strombereich verantwortlich sind, beruhen auf der Eigenschaft der p- und n-Gebiete Minoritätsladungsträger zu speichern. Legt man eine Spannung  $U$  am pn-Übergang an, werden Minoritäts- und Majoritätsträger im pn-Übergang injiziert, welches zu einer Ladungsänderung  $dQ_d$  führt, die durch eine Kleinsignalkapazität  $C_d$  beschrieben werden kann.

$$C_d = \frac{dQ_d}{dU} \quad (2.14)$$

Da der Bipolartransistor nach außen neutral ist, reicht es aus die Minoritätsträgerladungen durch eine Ladungssorte, in der Regel Löcher zu beschreiben. Bei der Ladung  $Q_d$  handelt es sich somit um die positive Gesamtladung im pn-Übergang, die mit dem Strom über die Transitzeit  $\tau$  folgendermaßen verknüpft ist.

$$Q_d = \tau I \quad (2.15)$$

Die Diffusionsladung des Bipolartransistors wird in die BE-Diffusionsladung  $Q_{dbe}$  und die BC-Diffusionsladung  $Q_{dbc}$  aufgeteilt.  $Q_{dbe}$  wird dabei dem Vorwärtstransferstrom  $I_{tf}=I(U_{BE})$  und  $Q_{dbc}$  dem Rückwärtstransferstrom  $I_{tr}=I(U_{BC})$  zugeordnet und führt zur Einführung der Vorwärtstransitzeit  $\tau_f$  und der Rückwärtstransitzeit  $\tau_r$ .

### Transitfrequenz und maximale Schwingfrequenz

Wichtige Kenngrößen zur Beschreibung des dynamischen Verhaltens sind die Transitfrequenz  $f_T$  und die maximale Schwingfrequenz  $f_{max}$ . Die Transitfrequenz beschreibt dabei

die Frequenz, bei der die Kleinsignal-Stromverstärkung eines am Ausgang wechsellspannungsmäßig kurzgeschlossenen Transistors in Emitterschaltung auf den Wert 1 abfällt. Die Transitfrequenz kann aus einem Kleinsignal-Ersatzschaltbild hergeleitet werden.

$$f_T = \frac{1}{2\pi \left( \tau_f + \frac{U_T}{I_c} (C_{je} + C_{jc}) \right)} \quad (2.16)$$

Bei hohen Strömen ist der Einfluss der Kapazitäten  $C_{je}$  und  $C_{jc}$  gegenüber dem Einfluss der Transitzeit  $\tau_f$  vernachlässigbar und führt zu:

$$f_T \approx \frac{1}{2\pi\tau_f}. \quad (2.17)$$

Die maximal erreichbare Transitfrequenz  $f_T$  ist daher durch die Transitzeit  $\tau_f$  bestimmt. Um eine kleine Transitzeit  $\tau_f$  zu erreichen, ist eine kurze Basis erforderlich.

Bei der maximalen Schwingfrequenz  $f_{max}$  handelt es sich um die Frequenz, bis zu der die Leistungsverstärkung größer als eins ist, während der Transistor als aktives Element wirkt. Hergeleitet aus dem Kleinsignalersatzschaltbild kann vereinfacht für  $f_{max}$  geschrieben werden:

$$f_{max} = \sqrt{\frac{f_T}{8\pi R_B C_{jc}}}. \quad (2.18)$$

Für das Erreichen eines hohen  $f_{max}$ -Wertes ist daher ein geringer Basiswiderstand  $R_B$  und eine geringe BC-Sperrschichtkapazität  $C_{jc}$  erforderlich. Die Forderung nach einer geringen Basisdotierung zur Erreichung einer hohen Stromverstärkung und die Forderung einer geringen Basistransitzeit zur Erzielung einer hohen Transitfrequenz  $f_T$ , führen aber zu einem hohen Basiswiderstand  $R_B$ . Dieses steht im Widerspruch zu der Forderung nach einem hohen Wert für die maximale Schwingfrequenz  $f_{max}$ . Weiterhin wird durch einen hohen Basiswiderstand  $R_B$  die Rauschzahl des Transistors verschlechtert. Bei der Entwicklung eines Prozesses ist es daher notwendig einen Kompromiss zwischen der Stromverstärkung, der Transitfrequenz, der maximalen Schwingfrequenz und der Rauschzahl zu finden.

Eine Alternative bieten Hetero-Bipolartransistoren, bei denen durch die Verwendung von Materialien mit unterschiedlichen Intrinsicdichten ein zusätzlicher Freiheitsgrad erreicht wird.

### 2.1.3 Early-Effekt

Bei der Betrachtung einer Ausgangskennlinie im Normalbetrieb wird im idealen Fall davon ausgegangen, dass sich für den Kollektorstrom über der Kollektor-Emitter-Spannung  $U_{CE}$  ein konstanter Verlauf ergibt. Das heißt, dass der Kollektorstrom keine Abhängigkeit von der angelegten Kollektor-Emitter- bzw. Basis-Kollektor-Spannung aufweist.

Im realen Fall wird jedoch ein Anstieg des Kollektorstroms mit steigender Kollektor-Emitter-Spannung  $U_{CE}$  beobachtet. Dieser Effekt wird als Early-Effekt [16] oder Basisweitenmodulation bezeichnet und ist durch die Weitenänderung der BC-Raumladungszone in Abhängigkeit der anlegten  $U_{BC}$ -Spannung begründet. Wird die  $U_{BC}$ -Spannung, welche im Normalbetrieb negativ ist, betragsmäßig erhöht, vergrößert sich die BC-Raumladungszone, wodurch die Basisweite  $x_B$  effektiv verkleinert wird. Dadurch vergrößert sich der Kolle-

torstrom, der umgekehrt proportional zur Basisweite  $x_B$  ist.

$$I_c = \frac{qAD_{nB}n_{B0}}{x_B(U_{BC})} \left( \exp\left(\frac{U_{BE}}{U_T}\right) - 1 \right), \quad (2.19)$$

Im Allgemeinen wird zwischen dem Vorwärts-Early-Effekt und dem Rückwärts-Early-Effekt unterschieden, wobei es sich beim Vorwärts-Early-Effekt um den eben beschriebenen Early-Effekt im Normalbetrieb handelt, während sich der Rückwärts-Early-Effekt im inversen Betrieb durch Änderung der BE-Raumladungszone über der Spannung  $U_{BE}$  ergibt.

### 2.1.4 Hochstromverhalten

Aufgrund von Hochstromeffekten ist der Arbeitsbereich des Transistors zu hohen Strömen hin beschränkt. Verschiedene Mechanismen führen dabei zu einem Abfall der Stromverstärkung  $\beta$  und der Transitfrequenz  $f_T$ .

Im Folgenden werden die Hochinjektion in die Basis, die Basisaufweitung, bedingt durch die Geschwindigkeitssättigung der Ladungsträger, die als Kirk-Effekt bezeichnet wird, und die Quasisättigung betrachtet.

**Hochinjektion in die Basis** Bei hohen Strömen kommt es am BE-Übergang zu einer starken Injektion von Ladungsträgern in die Basis. Aufgrund der relativ niedrigen Basisdotierung  $N_B$  von Siliziumtransistoren, gilt  $n_B(0) \geq N_B$ . Dieses führt zu:

$$n_B(0) \approx n_i \exp\left(\frac{U_{BE}}{2U_T}\right), \quad (2.20)$$

und hat zur Folge, dass die Steigung des Kollektorstroms im höheren Strombereich um die Hälfte reduziert wird,

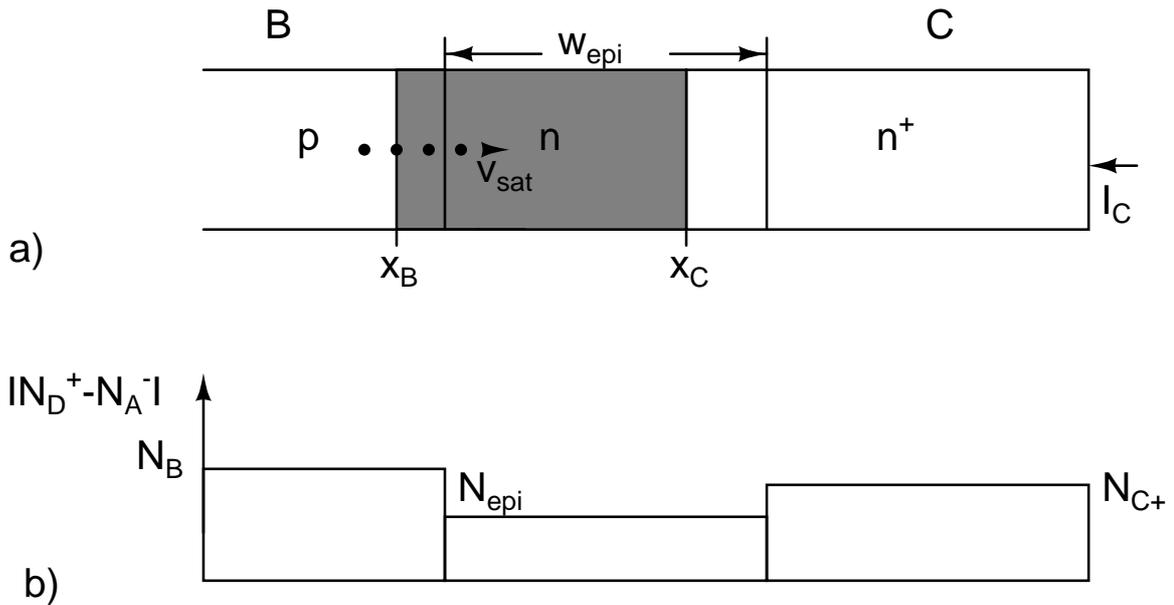
$$I_c = \frac{qAD_{nB}n_i}{x_B} \exp\left(\frac{U_{BE}}{2U_T}\right) \quad (2.21)$$

wodurch es zum Abfall der Stromverstärkung kommt.

**Basisausweitung durch Geschwindigkeitssättigung: Kirk-Effekt** Die Basisaufweitung in den Kollektor, bedingt durch die Geschwindigkeitssättigung der Ladungsträger, ist der Hauptgrund für den bei modernen Bipolartransistoren beobachteten starken Abfall der Stromverstärkung und der Transitfrequenz  $f_T$ . Der Effekt wurde als erstes von Kirk beschrieben [17] und wird deshalb auch als Kirk-Effekt bezeichnet.

Bei modernen Transistoren besteht der Kollektor wie in Abbildung 2.2 dargestellt in der Regel aus einem niedrigdotierten Epitaxiegebiet mit der Dotierung  $N_{epi}$  und der Weite  $w_{epi}$  sowie einem hochdotierten  $n^+$ -Gebiet.

Wie in Abschnitt 2.1 beschrieben, ist die BC-Diode im Vorwärtsbetrieb gesperrt und führt dazu, dass die in die Basis injizierten Minoritätsladungsträger an der Stelle  $x_B$  zum Kollektor abgesaugt werden, wobei die Ladungsträger am Ort  $x_B$  zu null angenommen werden können. Diese Annahme kann aber bei hohen Strömen nicht gewährleistet werden. Die Minoritätsladungsträger durchqueren auf dem Weg zum Kollektorgebiet die Basis-Kollektor-Raumladungszone; erreichen sie dabei ihre Sättigungsgeschwindigkeit  $v_{sat}$ , kann



**Abbildung 2.2:** a) Starke Injektion am BC-Übergang b) Nettodotierung im Basis- und Kollektorgebiet

der Kollektorstrom nur noch durch die Zahl der Ladungsträger erhöht werden. Diese Ladungsträger überschwemmen das Kollektorgebiet am Rande der BC-Raumladungszone so stark, dass die eigentlichen Minoritätsträger den Leitungstyp des Kollektormaterials umkehren. Dadurch vergrößert sich die effektive Länge der Basiszone und das Maximum der Feldstärke schiebt sich immer weiter in den Kollektor hinein.

Der Grenzstrom  $I_{cg}$ , ab dem diese Basisaufweitung auftritt, wird aus den Feldverläufen bestimmt und ergibt sich zu:

$$I_{cg} = Av_{sat} \left( qN_{epi} + (U_{Dc} - U_{BC}) \frac{2\epsilon_0\epsilon_{Si}}{w_{epi}^2} \right). \quad (2.22)$$

Der Strom  $I_{cg}$  wird somit umso größer, je größer die Dotierung des epitaktischen Kollektorgebiets  $N_{epi}$  ist.

Für die Basislaufzeit gilt:

$$\tau_B \sim x_B^2. \quad (2.23)$$

Daher nimmt  $\tau_B$  durch die Vergrößerung der Basisweite  $x_B$  zu und bewirkt einen starken Abfall der Transitfrequenz  $f_T$ .

**Quasisättigung** Die Quasisättigung ist durch den Spannungsabfall über dem epitaktischen Kollektorwiderstand  $R_{epi}$  bedingt. Bei kleinen Kollektorspannungen kann es vorkommen, dass der Spannungsabfall am epitaktischen Widerstand so groß ist, dass die Spannung am intrinsischen Transistor vorwärtsgepolt ist, obwohl die äußere Basis-Kollektor-Spannung negativ ist. Als Folge dessen kommt es zur Injektion von zusätzlichen Ladungsträgern aus dem Kollektor in die Basis und einer dadurch bedingten Erhöhung des Rückwärtstransferstroms. Diese bewirkt eine Abflachung der Ausgangskennlinie im niedrigen Kollektorspannungsbereich, sowie den Abfall der Stromverstärkung und der Transitfre-

quenz. Der Grenzstrom  $I_{cqa}$ , ab dem die Quasisättigung auftritt, ist wie folgt bestimmt[18]:

$$I_{cqa} = \frac{U_{DC} + U_{BC}}{R_{epi}}. \quad (2.24)$$

Während die Quasisättigung im niedrigen Kollektorspannungsbereich Einfluss auf die Kennlinie nimmt, überwiegt im restlichen Spannungsbereich der Kirk-Effekt.

## 2.2 Wirkungsweise des Heterobipolartransistors

Wie in Abschnitt 2.1.1 erwähnt, ermöglicht die Verwendung von Heterobipolartransistoren durch die unterschiedlichen Intrinsicdichten der Transistorgebiete mehr Flexibilität im Aufbau von Transistoren und bei der Optimierung der Hochfrequenzeigenschaften. Die Idee wurde bereits 1957 in [19] vorgestellt, wobei die Umsetzung erst ab Mitte der achtziger Jahre durch moderne Prozesstechniken ermöglicht wurde. Heterobipolartransistoren können dabei aus verschiedenen Materialien hergestellt werden, eine Gruppe stellt dabei die Verwendung von III-IV-Halbleitern dar, zu denen die AlGaAs/InGaAs/GaAs und AlGaAs/InGaAs/InP gehören. Eine andere Gruppe stellen die Si/SiGe/Si-HBT's dar, die auf der Silizium-Technologie aufsetzen und im Bereich integrierter Transistoren durch ihre besseren Eigenschaften die Siliziumtransistoren bereits abgelöst haben. Im Folgenden wird genauer auf die Funktionsweise der Si/SiGe/Si-HBT's, abgekürzt SiGe-HBT's, eingegangen.

Bei SiGe-HBT's wird der unterschiedliche Bandabstand von Germanium und Silizium ausgenutzt. Durch Einbringen von Germanium in die Basis entsteht sowohl zwischen Emitter und Basis als auch zwischen Basis und Kollektor ein Heteroübergang. Der Vorteil eines Heteroübergangs ist, dass durch die Verwendung der Bandabstandsdifferenz der Einfluss auf die Elektronen und Löcher unabhängig voneinander gesteuert werden kann [20].

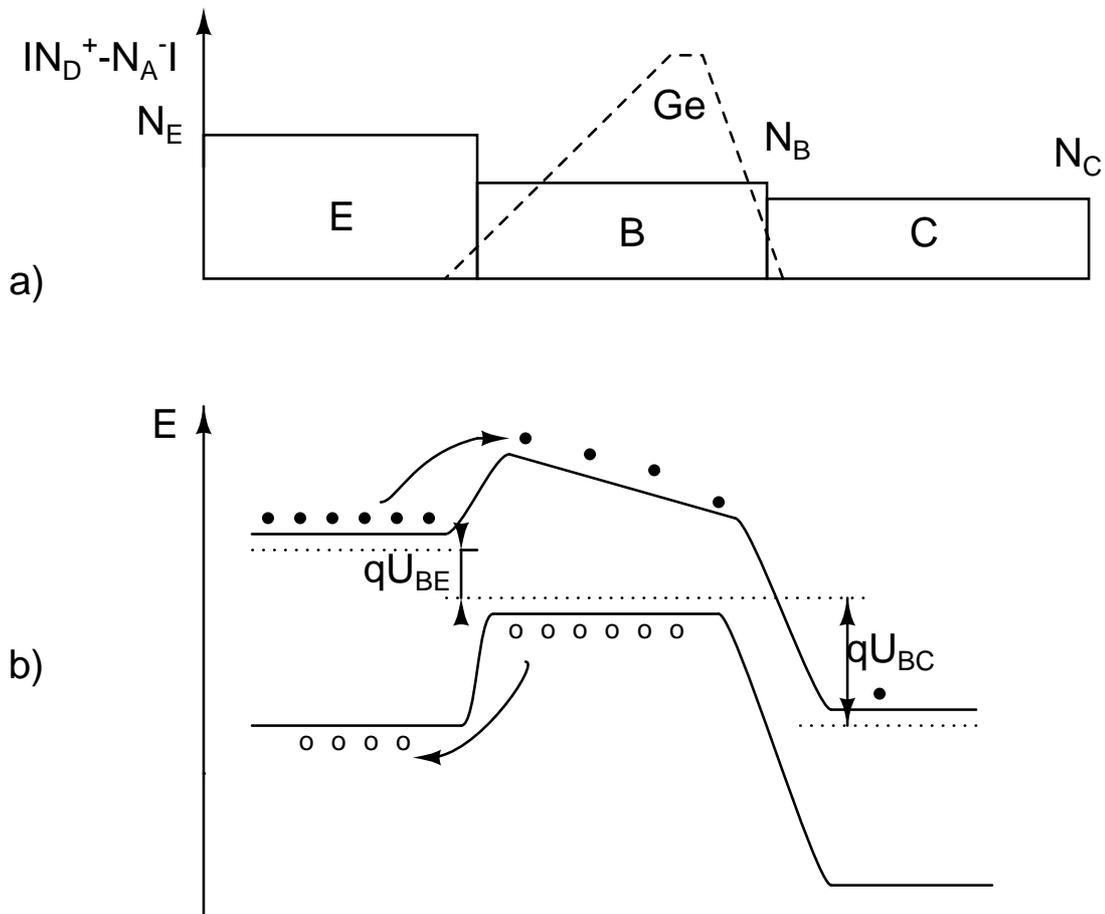
Ist der Bandabstand des Emittergebiets größer als der des Basisgebiets, führt dieses dazu, dass mehr Elektronen in die Basis injiziert werden als Löcher in den Emitter. Das Verhältnis aus Elektronenstrom zu Löcherstrom nimmt daher zu und führt zu einer Erhöhung der Stromverstärkung  $\beta$ . Diese ergibt sich zu:

$$\beta = \frac{D_{nB} N_E w'_E}{D_{pE} N_B x_B} \exp \frac{\Delta E_g}{kT}, \quad (2.25)$$

und weist eine exponentielle Abhängigkeit von der Bandabstandsdifferenz  $\Delta E_g$  auf. Die Bandabstandsdifferenz  $\Delta E_g$  ermöglicht die Basis höher zu dotieren ohne dabei an Stromverstärkung zu verlieren. Dadurch können neben einer hohen Stromverstärkung auch wichtige Hochfrequenzeigenschaften, wie eine geringe Rauschzahl und eine geringe Transitzeit, realisiert und optimiert werden.

In Abbildung 2.3 ist das Bänderdiagramm eines SiGe-HBT's mit gradierter Basis dargestellt. Durch den über dem Basisbereich ansteigenden Germaniumanteil wird ein zusätzliches Driftfeld in die Basis eingebaut, das zu einer Verringerung der Transitzeit und einer Erhöhung der Early-Spannung führt [21].

In modernen Prozessen wird weiterhin ein geringer Kohlenstoffanteil in die Basis einge-



**Abbildung 2.3:** a) Nettodotierung b) eindimensionales Bänderdiagramm eines SiGe-HBT's

bracht. Dieser ermöglicht eine reduzierte Diffusion des Dotiermaterials Bor, und dadurch die Herstellung schärferer Dotierungsprofile und somit mehr Flexibilität in der Prozesstechnik [22].

### 2.2.1 Hochstromverhalten

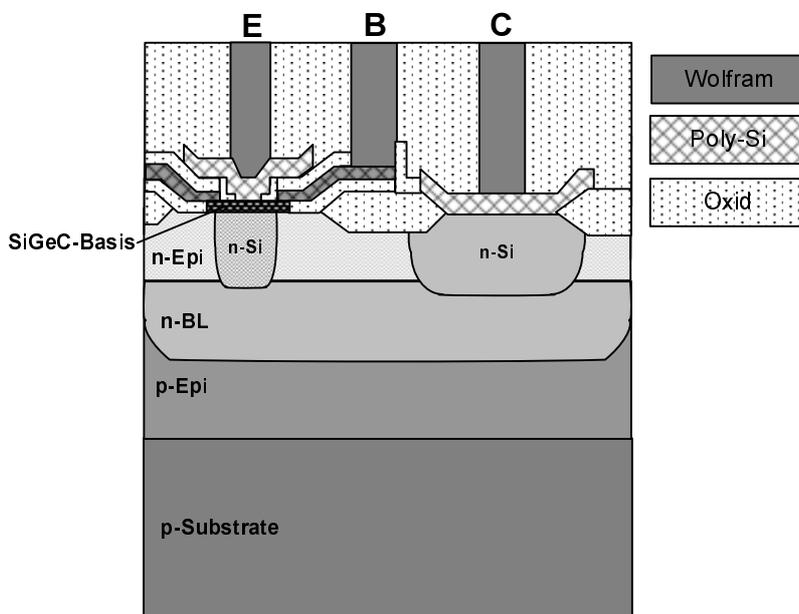
Aufgrund der unterschiedlichen Dotierungsprofile von SiGe-HBT's und Silizium-Bipolartransistoren ändert sich auch das Hochstromverhalten. Die Hochinjektion, die bei Bipolartransistoren ein begrenzender Effekt ist, tritt bei SiGe-HBT's aufgrund der hohen Basisdotierung nicht auf. Hingegen ist der Kirk-Effekt stärker ausgeprägt. Dieses zeigt sich in einem steileren Abfall der Stromverstärkung und insbesondere der Transitfrequenz  $f_T$  im Vergleich zu Siliziumtransistoren. Diese stärkere Ausprägung des Kirk-Effekts ist begründet durch den Sprung im Valenzband, der sich am Heteroübergang zwischen Basis und Kollektor bildet. Dieser verhindert, dass Löcher in den Kollektor injiziert werden, um die aufgrund der Geschwindigkeitssättigung gespeicherten Elektronen zu kompensieren. Daher

kommt es zu einer Ansammlung von Löchern, die den Elektronenfluss zwischen Emitter und Kollektor stark hemmt. Durch die zusätzlich in der Basis gespeicherten Ladungen kommt es zu einem starken Abfall von  $\beta$  und  $f_T$  [23].

## 2.3 Aufbau der betrachteten Bipolartransistoren

Bei denen in dieser Arbeit untersuchten und modellierten Bipolartransistoren handelt es sich um SiGe-HBT's der B7HF 75 GHz Infineon-Technologie [24].

In dieser Arbeit werden verschiedene Transistorvarianten dieser Technologie betrachtet, die auf unterschiedliche Hochfrequenzeigenschaften wie Transitfrequenz oder Rauscheigenschaften optimiert sind.



**Abbildung 2.4:** a) Querschnitt eines Bipolartransistors der 75 GHz B7HF-Technologie

Der Querschnitt eines SiGe-HBT's der B7HF-Technologie ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Die Basisgebiete des SiGe-HBT's werden in dieser Technologie durch selektive Epitaxie aufgewachsen. Da der Dotierstoff währenddessen eingebracht wird, ermöglicht es die Herstellung scharfer Übergänge und dadurch die Verbesserung der elektrischen Eigenschaften. Der Germaniumanteil wird im Basisgebiet gradiert eingebracht, um die Transitfrequenz zu erhöhen. Weiterhin zeichnet sich die Technologie aufgrund ihrer geringen Abmessungen von  $0,35\mu$  und der Verwendung einer Deep Trench Isolation durch sehr geringe Kapazitäten aus.

Mit dieser Technologie können ein maximales  $f_T$  und  $f_{max}$  von 75 GHz bei einer Emitter-Kollektor-Durchbruchsspannung von  $U_{ce0} = 2,5\text{V}$  und einer minimalen Rauschzahl  $F_{min} = 0,8\text{dB}$  bei 2 GHz erreicht werden.

Da die Kollektor-Emitter-Durchbruchsspannung  $U_{ce0}$ , die Transitfrequenz  $f_T$  und die minimale Rauschzahl  $F_{min}$  nicht gleichzeitig optimiert werden können, wird die Technologie für die jeweilige Anwendung auf eine der Eigenschaften optimiert.

Für die Herstellung von LNA's (Low Noise Amplifier) ist es entscheidend eine niedrige Rauschzahl zu erreichen. Die darauf optimierten Transistoren des sogenannten B7HFM-Prozesses weisen eine minimale Rauschzahl  $F_{min}=0,5$  dB bei 2 GHz, eine Transitfrequenz  $f_T=50$  GHz und eine Durchbruchsspannung  $U_{ce0}=4,0$  V auf.

Bei der Anwendung der Transistoren für Leistungsverstärker ist es hingegen entscheidend, dass diese für hohe Ströme und Leistungen ausgelegt sind und eine hohe Durchbruchsspannung aufweisen. Die in der Arbeit betrachteten Hochvolttransistoren zeigen eine Durchbruchsspannung von  $U_{ce0}=5,5$  V mit einem  $f_T=33$  GHz [25].

Zum Vergleich werden in dieser Arbeit weiterhin Siliziumtransistoren einer Vorgängertechnologie, der Infineon-Technologie B6HF [26] mit einer Transitfrequenz  $f_T=34$  GHz, einer Durchbruchsspannung  $U_{vce0}=4,0$  V und einer minimalen Rauschzahl  $F_{min}=0,9$  dB bei 2 GHz untersucht.

Um das HICUM/L0-Modell an Transistoren zu überprüfen, die für hochfrequente Anwendungen ausgelegt sind, werden weiterhin SiGe-HBT's einer zur B7HF verwandten Technologie, der B7HF200 [27], [28] Technologie betrachtet, die eine Transitfrequenz  $f_T=180$  GHz bei einer Durchbruchsspannung  $U_{ce0}=1,5$  V aufweisen.

---

# 3 Modellierung von Bipolartransistoren

## 3.1 Grundlagen der Bauelementemodellierung

Für einen erfolgreichen Entwurf integrierter Schaltungen ist es notwendig, das Verhalten der Schaltung in den verwendeten Arbeitsbereichen möglichst genau zu bestimmen, bevor diese auf Silizium realisiert wird. Hierzu werden Netzwerkanalyseprogramme verwendet, die das Gesamtverhalten der Schaltung berechnen und eine Optimierung an das geforderte Verhalten ermöglichen.

Die Voraussetzung für die Schaltungssimulation ist dabei die Modellierung der in der Schaltung verwendeten Halbleiterbauelemente. Unter Modellierung versteht man dabei die Beschreibung des Klemmenverhaltens des Halbleiterbauelementes [29].

Eine Möglichkeit das Verhalten des Bauelementes zu berechnen besteht darin, dieses aus den physikalischen Grundgleichungen, wie Poissongleichung, Kontinuitäts- und Transportgleichung der Löcher und Elektronen, zu bestimmen. Diese Gleichungen führen zu einem partiellen Differentialgleichungssystem, das wegen der hohen Komplexität meist numerisch gelöst wird.

Diese numerische Modellierung wird als Bauelemente-Simulation oder geläufiger als Device-Simulation bezeichnet. Wegen der hohen Rechenzeit, wird sie im Allgemeinen aber nicht zur Schaltungsentwicklung verwendet, sondern ist ein Mittel zur Technologieberechnung oder zur Entwicklung der Modellgleichungen von Kompaktmodellen, auf die nun näher eingegangen wird.

Kompaktmodelle beschreiben das Verhalten des Bauelementes mithilfe eines Satzes analytischer Gleichungen. Es kann dabei im Allgemeinen zwischen einem physikalischen und nicht-physikalischen Ansatz zur Herleitung der Gleichungssysteme unterschieden werden.

Beim physikalischen Ansatz beruhen diese auf dem physikalischen Verhalten des Bauelementes. Die Modellparameter, die eine Anpassung an einen bestimmten Transistor erlauben, sind dabei direkt mit den physikalischen Kenngrößen, wie Dotierung und Geometrie verknüpft. Sie erlauben somit Voraussagen über das Verhalten des Transistors bei Geometrie- oder Technologieänderungen. Weiterhin kann angenommen werden, dass das Modell auch außerhalb der betrachteten Arbeitspunkte seine Gültigkeit hat.

Bei einem nicht-physikalischen Ansatz werden die Gleichungen des Modells an die Kennlinien des Bauelementes ohne Berücksichtigung der physikalischen Hintergründe angepasst. Die Gültigkeit des Modells kann somit nicht außerhalb des betrachteten Arbeitsbereichs gewährleistet werden. Der Vorteil ist dabei, dass es für einen Einzelfall schnell zu bestimmen ist. Nachteilig ist aber, dass es keine Abschätzungen für Bauelemente veränderter Geometrie oder Technologie liefert.

Bei den heute geläufigen Kompaktmodellen für Bipolartransistoren werden sowohl physikalische als auch nicht-physikalische Gleichungen verwendet. Zum einen ist es notwendig physikalische Gleichungen zu vereinfachen, um sie in einem Kompaktmodell verwenden zu können. Zum anderen sind für bestimmte Effekte keine für die Modellierung geeigneten

physikalischen Gleichungen vorhanden, so dass empirische Funktionen verwendet werden.

## 3.2 Das Ladungssteuerungsprinzip

Da das Ladungssteuerungsprinzip die Grundlage der meisten heutzutage verwendeten Bipolar-Kompaktmodelle ist, wird dieses im Folgenden kurz erläutert.

Das Ladungssteuerungsprinzip, genauer gesagt, die 'Integral Charge-Control Relation' (ICCR) wurde in [30] folgendermaßen

$$I_t = \frac{C \left( \exp\left(\frac{U_{BE}}{U_T}\right) - \exp\left(\frac{U_{BC}}{U_T}\right) \right)}{Q_B} \quad (3.1)$$

vorge stellt und ist die Grundlage, des in [6] erläuterten 'Integral Charge-Control Model' (ICM), des sogenannten Gummel-Poon-Modells.

Grundsätzlicher Unterschied des Gummel-Poon-Modells zu den Vorgängermodellen, wie dem Ebers-Moll-Modell [31], ist, dass die arbeitspunktabhängige Modellierung des Transferstroms  $I_{ct}$  durch die Löcherladung  $Q_B$  in der Basis geschieht und nicht durch das Hinzufügen empirischer Modellgleichungen erreicht wird. Ohne zusätzliche Terme ist es somit möglich den Early-Effekt und die Hochinjektion in die Basis, die sich durch die Verringerung des Kollektorstromanstiegs bei höheren Strömen bemerkbar macht, zu modellieren. Die Basisladung  $Q_B$  setzt sich aus den Ladungen im aktiven Basisgebiet zusammen, bei denen es sich um die Sperrschichtladungen  $Q_{je}$  und  $Q_{jc}$ , sowie die Minoritätsträgerladungen  $Q_f$  und  $Q_r$  und die Basisladung im Gleichgewichtsfall  $Q_{B0}$  handelt.

$$Q_B = Q_{B0} + Q_{je} + Q_{jc} + Q_f + Q_r \quad (3.2)$$

Durch Normierung von Gleichung (3.1) auf  $Q_{B0}$

$$I_t = \frac{I_s \left( \exp\left(\frac{U_{BE}}{U_T}\right) - \exp\left(\frac{U_{BC}}{U_T}\right) \right)}{Q_B/Q_{B0}} \quad (3.3)$$

lässt sich der Sättigungsstrom  $I_s = C/Q_{B0}$  mit der Konstante  $C = q^2 A^2 n_i^2 \mu_n U_T$  definieren. Betrachtet man die Gleichung näher, ist zu erkennen, dass der Transferstromverlauf bei kleinen Strömen  $Q_B = Q_{B0}$  dem, wie in [31] beschriebenen, idealen Verhalten des Transistors entspricht.

Ob Gleichung (3.1) auch für die Beschreibung schneller Transistoren geeignet ist, wird in [32] näher untersucht. Insbesondere wird geprüft, ob durch Gl.(3.1) das Hochstromverhalten des Transistors richtig wiedergegeben werden kann.

Hierzu wird Gleichung (3.1) zunächst in allgemeiner Form geschrieben:

$$I_t = \frac{C_1 \left( \exp\left(\frac{U_{BE}}{U_T}\right) - \exp\left(\frac{U_{BC}}{U_T}\right) \right)}{qA \int_{x_e}^{x_c} p dx}, \quad (3.4)$$

wobei für die Konstante  $C_1$  gilt  $C_1 = q^2 A^2 \overline{n_i^2} \mu_n U_T$ .

Die Löcherladung  $Q_p$  wird anschließend durch Integration über denjenigen Bereich be-

stimmt, welcher Beiträge zur Löcherladung liefert.

$$qA \int_{x_e}^{x_c} p dx = Q_p = Q_{p0} + Q_{je} + Q_{jc} + Q_f + Q_r \quad (3.5)$$

Wie auch die Basisladung  $Q_B$  setzt sich  $Q_p$  aus den Sperrschichtladungen und den Minoritätsträgerladungen zusammen. Entscheidender Unterschied ist dabei aber die Wahl der Integrationsgrenzen. Im Gegensatz zu Gleichung (3.1), bei der nur die neutrale Basis mit den angrenzenden Raumladungszonen als Intervall gewählt wird, wird durch die Löcherladung  $Q_p$  der gesamte innere Transistorbereich beachtet. Denn im Hochstrombereich weitet sich die Löcherladung über die Grenzen des Basisgebiets in die Emitter- und Kollektorgebiete aus [29]. Dieses wirkt sich insbesondere auf die Beschreibung der Transitzeit und somit auf die Minoritätsträgerladung  $Q_f$  aus.

Grundsätzlich ist daher zu sagen, dass Gleichung (3.1) ausreichend ist, um das Hochstromverhalten des Transistors zu beschreiben, wobei es nötig ist, auch die angrenzenden Emitter- und Kollektorgebiete in die Berechnung der Löcherladung einzubeziehen. Weiterhin wird darauf hingewiesen, dass sich nach dem Ladungssteuerungsprinzip das statische Verhalten aus einer richtigen Beschreibung des dynamischen Verhaltens ergibt. Dieses bedeutet, dass eine genaue, insbesondere stromabhängige Beschreibung der Transitzeit die Grundlage des Modell liefern sollte, woraus sich das Transferstromverhalten ergibt und nicht umgekehrt, wie es beispielweise im SGP-Modell der Fall ist.

Um das Ladungssteuerungsprinzip, das für Silizium-Bipolartransistoren entwickelt wurde, auch für SiGe-Heterobipolartransistoren anwenden zu können, wird in [33] die IC-CR nach Gl.(3.4) verallgemeinert und als 'General Intergral Charge Control Relation' (GICCR) bezeichnet. Hierzu werden die Wichtungsfaktoren  $h_e$  und  $h_c$  zur Wichtung der Emitter- und Kollektoranteile von  $Q_f$  eingeführt, um die unterschiedlichen Intrinsicdichten der Transistorgebiete zu beachten. In der heutigen verwendeten Form [34] enthält die GICCR weiterhin die Faktoren  $h_{jei}$  und  $h_{jci}$  zur Wichtung der Sperrschichtladungen des inneren Transistors. Es ergibt sich für Gleichung(3.5):

$$Q_{pT} = qA \int_{x_e}^{x_c} p dx = Q_{p0} + h_{jei}Q_{je} + h_{jci}Q_{jc} + Q_f + Q_r, \quad (3.6)$$

woraus die GICCR zu:

$$I_t = \frac{C1 \left( \exp\left(\frac{U_{BE}}{U_T}\right) - \exp\left(\frac{U_{BC}}{U_T}\right) \right)}{Q_{pT}} \quad (3.7)$$

resultiert. Mithilfe der Wichtungsfaktoren ist eine Anpassung von Silizium-Transistoren als auch von SiGe-HBT's möglich. Die GICCR stellt die Grundlage der heutigen HICUM-Modelle dar.

### 3.3 Großsignal-Kompaktmodelle für Bipolartransistoren

Das bekannteste Großsignal-Kompaktmodell für Bipolartransistoren ist das SGP-Modell, das sich seit seiner Einführung im Jahre 1970 schnell als Standardmodell durchsetzte. Da das SGP-Modell für die Beschreibung moderner Bipolartransistoren nicht ausreichend ist, werden neben dem aber immer noch weitverbreiteten SGP-Modell ausführlichere Modelle wie das VBIC, MEXTRAM und das HICUM-Modell mit den Modellvarianten HICUM/L2 und HICUM/L0 verwendet. Keines dieser Modelle konnte das SGP-Modell bisher als Standardmodell ablösen.

Im Jahre 1995 wurde das CMC (Compact Model Council) gegründet, mit dem Ziel ein Standard-Modell für Bipolartransistoren als Nachfolger für das SGP-Modell zu empfehlen. Vom CMC wurde das VBIC, MEXTRAM und das HICUM(/L2)-Modell untersucht, mit dem Ergebnis, dass aktuell die Modelle MEXTRAM und HICUM/L2 für die Modellierung moderner Bipolartransistoren empfohlen werden. Jedoch konnten diese Modelle bisher nicht das SGP in der breiten Anwendung ersetzen.

Das HICUM/L0-Modell, welches 2002 vorgestellt wurde und erst seit kurzem in den aktuellen Schaltungssimulatoren enthalten ist, steht im Fokus dieser Arbeit und wird in Kapitel 4 ausführlich dargestellt, untersucht und weiterentwickelt. Dabei soll auch geklärt werden, ob das HICUM/L0-Modell das Potential hat, das SGP-Modell als Standardmodell abzulösen.

In diesem Abschnitt werden das SGP-, VBIC-, MEXTRAM- und HICUM/L2-Modell kurz dargestellt und es wird eine Einordnung für die Verwendung moderner Bipolartransistoren und Schaltungen gegeben.

#### 3.3.1 Gummel-Poon-Modell

Auf Grundlage des in [30] vorgestellten Ladungssteuerungsprinzips wird in [6] ein 'Integral Charge-Control Model' vorgestellt, das als Gummel-Poon(GP)-Modell bezeichnet wird. Dieses wurde in leicht veränderter Form in das Netzwerkanalyseprogramm SPICE implementiert. Da SPICE frei zugänglich ist, setzte sich das SPICE-Gummel-Poon-(SGP)-Modell schnell als Standardmodell für Bipolartransistoren durch und ist auch heute noch das am weitesten verbreitete Modell.

Das dazugehörige Großsignal-Ersatzschaltbild ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Zwischen den inneren Knoten B', E' und C' wird das Verhalten des inneren Transistors beschrieben. Die äußeren Knoten B, C, E des Transistors sind über die  $R_B$ ,  $R_C$  und  $R_E$ , die die Bahnwiderstände beschreiben, mit den inneren Knoten verbunden.

Im Folgenden wird auf die wichtigsten Modellgleichungen eingegangen und anschließend eine Einordnung des Modells vorgenommen. Bei den vorgestellten Gleichungen handelt es sich um die in SPICE2G implementierten Gleichungen, die auf [35] beruhen. Eine ausführliche Beschreibung der Modellgleichungen für die verschiedenen SPICE-Versionen ist weiterhin in [36] zu finden.

#### Gleichstromverhalten

Der Gesamttransferstrom des SGP-Modells setzt sich aus einem Vorwärtsanteil  $I_{tf}$  und einem Rückwärtsanteil  $I_{tr}$  zusammen.



Und der Ladung  $q_2$

$$q_2 = \frac{I_{tfi}}{IKF} + \frac{I_{tri}}{IKR}, \quad (3.13)$$

die aus den Minoritätsträgerladungen und den dazugehörigen Transitzeiten bestimmt ist. Diese bewirkt ein Absinken des Kollektorstromanstiegs im höheren Strombereich, bedingt durch die Hochinjektion in die Basis, bei Erreichen des Modellparameter  $IKF$  beziehungsweise  $IKR$ . In modernen Transistoren tritt dieser Effekt jedoch nicht mehr auf, so dass  $IKF$  verwendet wird, um das Abknicken des Stromanstiegs, bedingt durch die Hochstromeffekte im Kollektor, anzupassen.

Wird weiterhin die Auswirkung der Basisweitenmodulation auf die Transitzeit in der daraus resultierenden Ladung  $q_2$  beachtet, ergibt sich nach [37]:

$$q_B = \frac{q_1}{2} \left( 1 + \sqrt{1 + 4q_2} \right), \quad (3.14)$$

die statt Gl.(3.11) im SGP-Modell verwendet wird.

Wie aus den Modellgleichungen hervorgeht, ist durch Einführung der Modellparameter  $IKF, IKR, VAR, VAF$  das statische Verhalten vom dynamischen entkoppelt. Auch wenn dieses aus physikalischen Gründen nicht notwendig ist, worauf in [32] und [38] hingewiesen wird, kann es aber bei der Modellierung und der Simulation von Vorteil sein. Denn bei einem Modell, bei dem das statische und dynamische Verhalten über den Transferstrom gekoppelt ist, können die Modellgleichungen nur iterativ gelöst werden. Dieses führt auch bei der Bestimmung der Parameter zu einer Schleife, die den Extraktionsaufwand signifikant erhöht. Weiterhin kann diese Iterationsschleife auch zu längeren Simulationszeiten und Konvergenzproblemen führen.

Die Basisströme der BE-Diode  $I_{be}$  und der BC-Diode  $I_{bc}$  setzen sich aus den idealen Strömen  $I_{bei}$  und  $I_{bci}$  und den nicht-idealen Rekombinationsströmen  $I_{ben}$  und  $I_{bcn}$  zusammen. Der ideale Anteil ist über die Stromverstärkung, die als Modellparameter  $BF$  bzw.  $BR$  definiert ist, direkt mit dem Transferstrom verknüpft. Für den Basisstrom der BE-Diode gilt:

$$I_{be} = I_{bei} + I_{ben} = \frac{I_{tfi}}{BF} + ISE \left( \exp \left( \frac{U_{B'E'}}{U_{TNE}} \right) - 1 \right). \quad (3.15)$$

Entsprechend ergibt sich für den Basisstrom der BC-Diode:

$$I_{bc} = I_{bci} + I_{bcn} = \frac{I_{tri}}{BR} + ISC \left( \exp \left( \frac{U_{B'C'}}{U_{TNC}} \right) - 1 \right). \quad (3.16)$$

### Dynamisches Verhalten

Das dynamische Verhalten des Transistors ist durch die Sperrschichtladungen  $Q_{je}, Q_{jci}, Q_{jcx}$  sowie die Diffusionsladungen  $Q_{dbe}$  und  $Q_{dbc}$  bestimmt. Die für den Kleinsignalbetrieb gültigen Sperrschichtkapazitäten, aus denen sich Sperrschichtladungen durch Integration ergeben, werden über die klassische Beziehung nach Gleichung 2.12 bestimmt. Um das Auftreten der Polstelle zu vermeiden wird für  $U > U_d$  ein linearer Verlauf angenommen.

Die BC-Sperrschichtkapazität wird über dem Basiswiderstand in  $C_{jci}$  und  $C_{jcx}$  aufgeteilt. Das Verhältnis der Aufteilung kann über den Modellparameter  $XCJC$  eingestellt werden.

Die Diffusionsladungen  $Q_{dbe}$  und  $Q_{dbc}$  ergeben sich aus den Transitzeiten  $\tau_f$  und  $\tau_r$ .

$$Q_{dbe} = \tau_f I_{tf} \quad (3.17)$$

$$Q_{dbc} = \tau_r I_{tr} \quad (3.18)$$

Die Rückwärtstransitzeit  $\tau_r$  wird als konstante Größe behandelt und als Modellparameter  $TR$  gesetzt. Die Vorwärtstransitzeit  $\tau_f$  wird arbeitspunktabhängig über eine empirische Gleichung bestimmt:

$$\tau_f = T F \left[ 1 + X T F \left( \frac{I_{t f i}}{I_{t f i} + I T F} \right)^2 \exp \left( \frac{U_{B' C'}}{1,44 \cdot V T F} \right) \right], \quad (3.19)$$

wobei es sich bei  $X T F, T F$  und  $I T F$  um Modellparameter handelt.

Eine Beschreibung der Hochstromeffekte, wie dem Kirk-Effekt, der einen steilen Abfall der Transitfrequenz bewirkt, ist in dieser empirischen Beschreibung nicht enthalten. Weiterhin geht, wie bereits erwähnt, die arbeitspunktabhängige Beschreibung nicht in die Bestimmung der Ladung  $q_2$  und der daraus resultierenden Beschreibung des statischen Verhaltens ein.

#### Temperaturverhalten

Im SGP-Modell wird die Temperaturabhängigkeit des Transferstroms und des Basisstroms beachtet. Hierzu werden die Sättigungsströme des Transferstroms und der nicht-idealen Basisanteile sowie die Stromverstärkung temperaturabhängig modelliert. Weiterhin wird die Temperaturabhängigkeit der Sperrschichtkapazität über die temperaturabhängige Diffusionsspannung bestimmt. Die Temperaturabhängigkeit anderer Transistorgrößen, wie Transitzeit oder externe Widerstände, wird nicht beachtet. Weiterhin gibt es keine Modellierung der Eigenerwärmung anhand eines thermischen Netzwerks.

#### Einordnung des SGP-Modells

Die vorgestellten Modellgleichungen des SGP-Modells stoßen insbesondere in der Beschreibung von Hochstromeffekten an ihre Grenzen. Der steile Abfall der Transitfrequenz, der durch den Kirk-Effekt bedingt ist und bei modernen Bipolartransistoren zunimmt, kann mit der empirischen Beschreibung der Transitzeit nach Gleichung (3.19) nicht modelliert werden. Auch für die Anpassung der Quasisättigung gibt es keine Parameter.

Neben der fehlenden Beschreibung der Hochstromeffekte, beinhaltet das Modell ebenfalls nicht für den Schaltungsentwurf wichtige Effekte, wie die BC-Durchbruchseffekte und eine ausreichende Temperaturbeschreibung mit Eigenerwärmung.

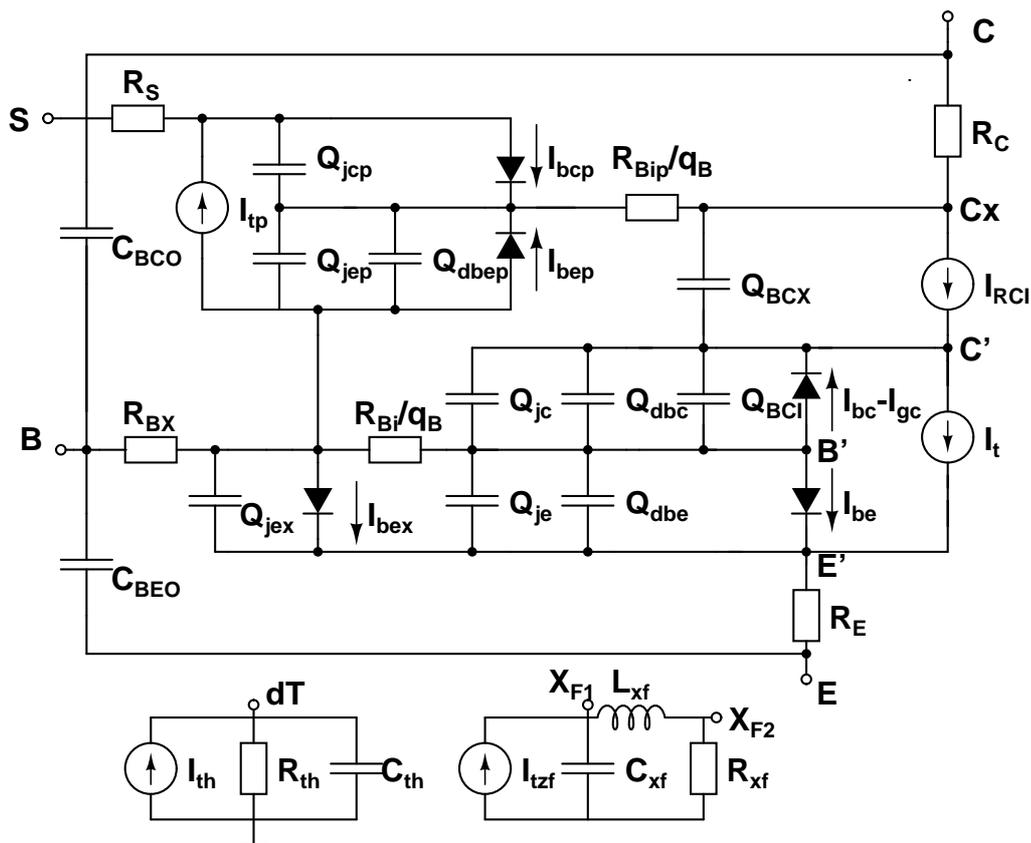
Trotz dieser Nachteile ist das SGP-Modell immer noch sehr weit verbreitet, denn neben einer einfachen Extraktion ist es in allen geläufigen Schaltungssimulatoren enthalten und zeigt kurze Simulationszeiten. Da viele Schaltungsentwickler sich mit dem Modell und den Grenzen auskennen, ist es für einige Anwendungen immer noch ein ausreichendes Modell.

Im Laufe der Zeit wurden viele erweiterte SGP-Modelle entwickelt, um die beschriebenen Nachteile zu beheben. Im Halbleiterbereich von Siemens, später Infineon, wurde mit einer erweiterten Form des SGP-Modells, dem SQ3-Modell [39] gearbeitet. Jedoch setzte sich keines der erweiterten Modelle als Standardmodell durch.

### 3.3.2 VBIC

Das VBIC (Vertical Bipolar Intergral Company)-Modell kann als eine Weiterentwicklung des SGP-Modells angesehen werden. Es wurde von einem Komitee namenhafter amerikanischer Halbleiterfirmen entwickelt. Ziel war es die Grenzen des SGP-Modells zu überwinden und ein neues Standardmodell für Bipolartransistoren vorzugeben. Das Modell wurde erstmals 1995 vorgestellt [40].

Das Großsignal-Ersatzschaltbild des VBIC-Modells ist in Abbildung 3.2 dargestellt.



**Abbildung 3.2:** Großsignal-Ersatzschaltbild des VBIC-Modells einschließlich des thermischen Netzwerks und des Zusatzphasennetzwerks

Das BE-Gebiet des Haupttransistors kann im VBIC-Modell in einen inneren und einen äußeren Anteil aufgeteilt werden. Neben dem Haupttransistor ist im VBIC-Modell der parasitäre Substrattransistor enthalten, für den eines gegenüber dem Haupttransistor vereinfachtes Modell verwendet wird.

Weiterhin beinhaltet das VBIC-Modell eine zusätzliche Stromquelle zur Beschreibung der Quasisättigung unter Verwendung eines vereinfachten Kull-Modells und enthält die Beschreibung der BE- und BC-Durchbrucheffekte.

Im Folgenden wird zunächst auf die wichtigsten Modellgleichungen eingegangen, wobei insbesondere die Unterschiede zum SGP-Modell herausgestellt werden. Eine weiterführende Zusammenstellung der Modellgleichungen kann in [41] und [42] nachgelesen werden.

### Gleichstromverhalten

Die Beschreibung des Transferstroms entspricht im VBIC-Modell dem SGP-Modell nach Gl.(3.8) bis Gl.(3.10), wobei die Beschreibung der normierten Basisladung  $q_B$  leicht verändert ist.

Zum einen wird der Modellparameter  $0 \leq NKF \leq 1$  eingeführt, der im Hochstrombereich eine von 1/2 abweichende Verringerung der Steigung des Kollektorstroms erlaubt. Zum anderen ermöglicht der Modellparameter  $QBM$  die Auswahl zwischen zwei Lösungsvarianten für  $q_B$ , die sich aus Gl.(3.11) und Gl.(3.14) durch Einführung von  $NKF$  ergeben.

$$q_B = \begin{cases} \frac{1}{2} \left( q_1 + \left( q_1^{1/NKF} + 4q_2 \right)^{NKF} \right) & \text{für } QBM < 0.5 \\ \frac{q_1}{2} \left( 1 + (1 + 4q_2)^{NKF} \right) & \text{für } QBM \geq 0.5 \end{cases} \quad (3.20)$$

Die Ladung  $q_2$  entspricht der Definition des SGP-Modells nach Gl.(3.13). Die Ladung  $q_1$  wird hingegen nicht wie im SGP-Modell über die angelegten Spannungen sondern, um die Arbeitspunktabhängigkeit des Ausgangsleitwertes  $g_o$  zu berücksichtigen, über die normierten inneren Sperrschichtladungen bestimmt,

$$q_1 = 1 + \frac{q_{je}}{VER} + \frac{q_{jc}}{VEF}, \quad (3.21)$$

die sich aus den Sperrschichtladungen  $Q_{je}$  und  $Q_{jc}$  wie folgt ergeben:

$$q_{je} = \frac{Q_{je}}{CJE}, \quad (3.22)$$

$$q_{jc} = \frac{Q_{jc}}{CJC}. \quad (3.23)$$

Zu beachten ist, dass die normierten Sperrschichtladungen die Einheit  $V$  besitzen.

Entsprechend zum SGP-Modell setzen sich die Basisströme und aus einem idealen und einem nicht-idealen Anteil zusammen. Dabei sind die idealen Anteile nicht wie im SGP-Modell über die Stromverstärkung mit dem Transferstrom verknüpft, sondern werden unabhängig über zusätzliche Sättigungsströme und Nichtidealitätsfaktoren berechnet. Dadurch erhält man mehr Flexibilität in der Anpassung des Basisstroms.

Der Gesamtanteil des Basisstroms der BE-Diode  $I_{be,ges}$  wird aus einem idealen und einem nicht-idealen Anteil wie folgt bestimmt:

$$I_{be,ges} = I_{bei} + I_{ben}, \quad (3.24)$$

$$I_{be,ges} = IBEI \left( \exp \left( \frac{U_{B'E'}}{U_T NEI} \right) - 1 \right) + IBEN \left( \exp \left( \frac{U_{B'E'}}{U_T NEN} \right) - 1 \right). \quad (3.25)$$

$I_{be,ges}$  setzt sich weiterhin aus einem inneren  $I_{be}$  und einem peripheren Anteil  $I_{bex}$  zusammen. Der Gesamtanteil wird dazu unter Verwendung des Modellparameters  $WBE$  folgendermaßen aufgeteilt:

$$I_{be,ges} = I_{be} + I_{bex} = WBE \cdot I_{be,ges} + (1 - WBE)I_{be,ges}. \quad (3.26)$$

Der Basisstrom der BC-Diode ist wie folgt bestimmt:

$$I_{bc} = I_{bci} + I_{bcn} = IBCI \left( \exp \left( \frac{U_{B'C'}}{U_T NCI} \right) - 1 \right) + IBCN \left( \exp \left( \frac{U_{B'C'}}{U_T NCN} \right) - 1 \right). \quad (3.27)$$

Zur Beachtung des BC-Lawinendurchbruchs wird vom BC-Basisstrom zusätzlich der Strom  $I_{gc}$  abgezogen,

$$I_{gc} = (I_t - I_{bc}) AVC1 (PC - U_{B'C'}) \exp \left( -AVC2 (PC - U_{B'C'})^{MC-1} \right) \quad (3.28)$$

der abhängig von den BC-Sperrschichtkapazitätsparametern  $PC$  und  $MC$  bestimmt ist und mit den Modellparametern  $AVC1$  und  $AVC2$  angepasst werden kann.

### Quasisättigung und Geschwindigkeitssättigung

Zur Beachtung der Quasisättigung und der Geschwindigkeitssättigung wird im VBIC-Modell ein modifiziertes Kull-Modell [43] verwendet. Hierbei wird der Strom durch den inneren Kollektorwiderstand  $I_{RCI}$  mithilfe einer zusätzlichen Stromquelle zwischen dem äußeren Kollektorknoten  $Cx$  und dem inneren Kollektorknoten  $C'$  beschrieben.

Zur Beachtung der ohmschen Quasisättigung, die sich aufgrund des Spannungsabfalls über dem epitaktischen Kollektorwiderstand  $RCI$  ergibt, wird der Strom durch den Epitaxiewiderstand  $I_{epi0}$  folgendermaßen bestimmt:

$$I_{epi0} = \frac{U_{RCI} + U_T \left( K_{BCI} - K_{BCX} - \ln \frac{1+K_{BCI}}{1+K_{BCX}} \right)}{RCI}, \quad (3.29)$$

mit

$$U_{RCI} = U_{B'Cx} - U_{B'C'} \quad (3.30)$$

$$K_{BCI} = \sqrt{1 + GAMM \cdot \exp \frac{U_{B'C'}}{U_T}} \quad (3.31)$$

$$K_{BCX} = \sqrt{1 + GAMM \cdot \exp \frac{U_{B'Cx}}{U_T}}. \quad (3.32)$$

Der Einfluss der Geschwindigkeitssättigung auf  $I_{RCI}$  im Hochstrombereich wird durch folgenden Ausdruck beachtet, welcher gegenüber dem Kull-Modell leicht modifiziert ist.

$$I_{RCI} = I_{epi0} / \sqrt{1 + \left( I_{epi0} RCI \left( VO \left( 1 + \frac{0,5 \sqrt{U_{RCI}^2 + 0,01}}{VO \cdot HRCF} \right) \right)^{-1} \right)^2} \quad (3.33)$$

Im Bereich der Quasisättigung dehnt sich die Basis in den Kollektor aus, wodurch zusätzliche Ladungen im Transistorgebiet gespeichert werden. Im dynamischen Verhalten zeigt sich dieses im steilen Abfall der Transitfrequenz. Diese sogenannten Zusatzladungen  $Q_{BCI}$  und  $Q_{BCX}$  sind über die Koeffizienten des Kull-Modell wie folgt definiert:

$$Q_{BCI} = QC0 \cdot K_{BCI}, \quad (3.34)$$

$$Q_{BCX} = QC0 \cdot K_{BCX}, \quad (3.35)$$

wobei es sich bei  $QC0$  um einen Modellparameter handelt.

### Dynamisches Verhalten

Neben den Zusatzladungen, die sich aus dem Quasisättigungsmodell ergeben, wird das dynamische Verhalten durch die Sperrschichtladungen  $Q_{jc}$ ,  $Q_{je}$  und  $Q_{jex}$  und die Diffusionsladungen  $Q_{dbe}$  und  $Q_{dbc}$  bestimmt. Die Sperrschichtladungen des Substrat-Kollektor-Übergangs werden über die Sperrschichtladungen  $Q_{jep}$  und  $Q_{jcp}$  des parasitären Transistors beschrieben.

Die Sperrschichtkapazitäten werden wie im SGP-Modell über die klassische Beziehung berechnet, wobei die Polstelle entweder durch eine lineare Fortsetzung wie im SGP-Modell oder durch eine stetige Funktion abgefangen wird, welches durch die Verwendung der Parameter  $AJE, AJC$  beziehungsweise  $AJS$  gewählt werden kann. Die BE-Sperrschichtkapazität kann über den Modellparameter  $WBE$  in den inneren Anteil  $C_{je}$  und den äußeren Anteil  $C_{jex}$  aufgeteilt werden. Für die BC-Sperrschichtkapazität kann der Sperrschicht-Durchgriff (Punch-Through) modelliert werden.

Die Berechnung der Diffusionsladungen entspricht nahezu den Beziehungen des SGP-Modells nach Gl.(3.17)-Gl.(3.19), wobei Gleichung (3.19) durch den zusätzlichen Term  $(1 + QTF \cdot q_1)$  erweitert ist,

$$\tau_f = TF (1 + QFT \cdot q_1) \left[ 1 + XTF \left( \frac{I_{tfi}}{I_{tfi} + ITF} \right)^2 \exp \left( \frac{U_{BCI}}{1,44 \cdot VTF} \right) \right] \quad (3.36)$$

der den Einfluss der Basisweitenmodulation auf die Transitzeit beachtet.

### Temperaturverhalten

Im Gegensatz zum SGP-Modell beinhaltet das VBIC-Modell eine ausführliche Beschreibung des Temperaturverhaltens. Alle Sättigungsströme, Serienwiderstände, Sperrschichtkapazitäten, die Quasisättigungsparameter und der Knickstrom werden temperaturabhängig modelliert. Zur Beschreibung der Eigenerwärmung enthält das Modell weiterhin ein thermisches Netzwerk mit dem thermischen Widerstand  $RTH$  und der thermischen Kapazität  $CTH$ , aus denen die Verlustleistung und die daraus resultierende arbeitspunktabhängige Transistortemperatur bestimmt wird.

### Einordnung des VBIC-Modells

Zusammenfassend ist zum VBIC-Modell zu sagen, dass es viele Grenzen des SGP-Modells überwindet, indem es Effekte wie die Quasisättigung, das BC- und BE-Durchbruchverhalten und das Temperaturverhalten des Transistors beschreibt, die im SGP-Modell nicht enthalten sind. Dabei erhöht sich der Extraktionsaufwand gegenüber dem SGP-Modell nur gering, weil bei der Extraktion auf die beim SGP-Modell verwendete Extraktionsstrategie aufgebaut werden kann. Die zusätzlichen Parameter zur Beschreibung des Hochstrombereichs können anschließend bestimmt werden.

Für viele Anwendungen ist es daher eine gute Alternative zum SGP-Modell. Für eine exakte Beschreibung moderner Bipolartransistoren ist es aber nicht ausreichend, da

die Beschreibung der Hochstromeffekte gegenüber dem SGP-Modell zwar verbessert ist, aber die empirische Transitzeitbeschreibung keine Anpassung des steilen Abfalls, bedingt durch den Kirk-Effekt, ermöglicht. Für HF-Anwendungen, in denen dieser Bereich aber von Bedeutung ist, wie beispielsweise bei Leistungsverstärkern, ist die Verwendung des VBIC-Modells daher nicht sinnvoll. Ein weiterer Nachteil des Modells ist, dass es nicht auf einem ganzheitlichen physikalischen Ansatz beruht, sondern nur versucht, die Mängel des SGP-Modells durch zusätzliche Gleichungen zu lösen. Dieses kann sich auf die Skalierbarkeit des Modells auswirken.

In den Firmen, die das VBIC-Modell mitentwickelt haben, ist es weit verbreitet, jedoch hat es sich nicht, wie ursprünglich gewünscht, als Standardmodell durchgesetzt. Da es weiterhin nicht vom CMC(Compact Model Council) empfohlen wird, gibt es wenig Unterstützung und Pflege des Modells. Trotz allem gibt es weiterhin Forschungsarbeiten, die an einer Weiterentwicklung des VBIC-Modells für moderne Bipolartransistoren arbeiten [44].

### 3.3.3 MEXTRAM

MEXTRAM(Most EXquisite Transistor Model) wurde von der Firma Philips entwickelt und das Grundprinzip wurde 1985 in [49] vorgestellt. Zunächst wurde das Modell als firmeneigenes Modell verwendet. Erst 1994 wurde die Version 503.1 allgemein verfügbar gemacht und im folgenden Jahr Modellgleichungen der Version 503.2 in [50] veröffentlicht. Die aktuellste Version ist die Version 504.6 [8], auf deren Modellgleichungen im Folgenden kurz eingegangen wird. Das Großsignal-Ersatzschaltbild ist in Abbildung 3.3 dargestellt.

Das MEXTRAM-Modell enthält wie das VBIC-Modell einen parasitären Substrattransistor und eine zusätzliche Stromquelle zur Beschreibung der Quasisättigung und Geschwindigkeitssättigung und nimmt eine Aufteilung des Basisgebiets in einen inneren und peripheren Anteil vor. Auch die Modellierung des Lawinendurchbruchs und der Hochinjektionseffekte sind enthalten. Seit der Version 504 beinhaltet das MEXTRAM-Modell weiterhin ein thermisches Netzwerk zur Modellierung der Eigenerwärmung, spezielle Modellgleichungen für SiGe-HBT's und die Modellierung von nicht-quasistatischen Effekten.

#### Gleichstrombeschreibung

Wie das SGP-Modell, das VBIC und das HICUM-Modell beruht das MEXTRAM-Modell auf dem Ladungssteuerungsprinzip. Es wird jedoch eine Spezialform der ICCR verwendet, die sogenannte Moll-Ross-Beziehung [51]. Nach der Moll-Ross-Beziehung, bei der es sich um einen Vorgänger der ICCR handelt, wird der Transferstrom nach der klassischen Theorie in Abhängigkeit der Basisdotierung  $N_B$  bestimmt, die bei schwacher Injektion der Löcherdichte in der Basis  $p_B$  entspricht.

(3.37)

Die Minoritätsträgerladungen werden im MEXTRAM-Modell deshalb nicht über die dazugehörigen Transitzeiten bestimmt, sondern aus den injizierten Minoritätsträgerdichten an der Grenze der Basis zum Emittergebiet  $n_0$  und zum Kollektorgebiet  $n_B$  ermittelt. Weil die Verwendung der Basisdotierung  $N_B$  aber nur für niedrige und sehr hohe Injektion gültig ist, wird die Beschreibung des Übergangsbereichs durch Anpassungsfunktionen erreicht.

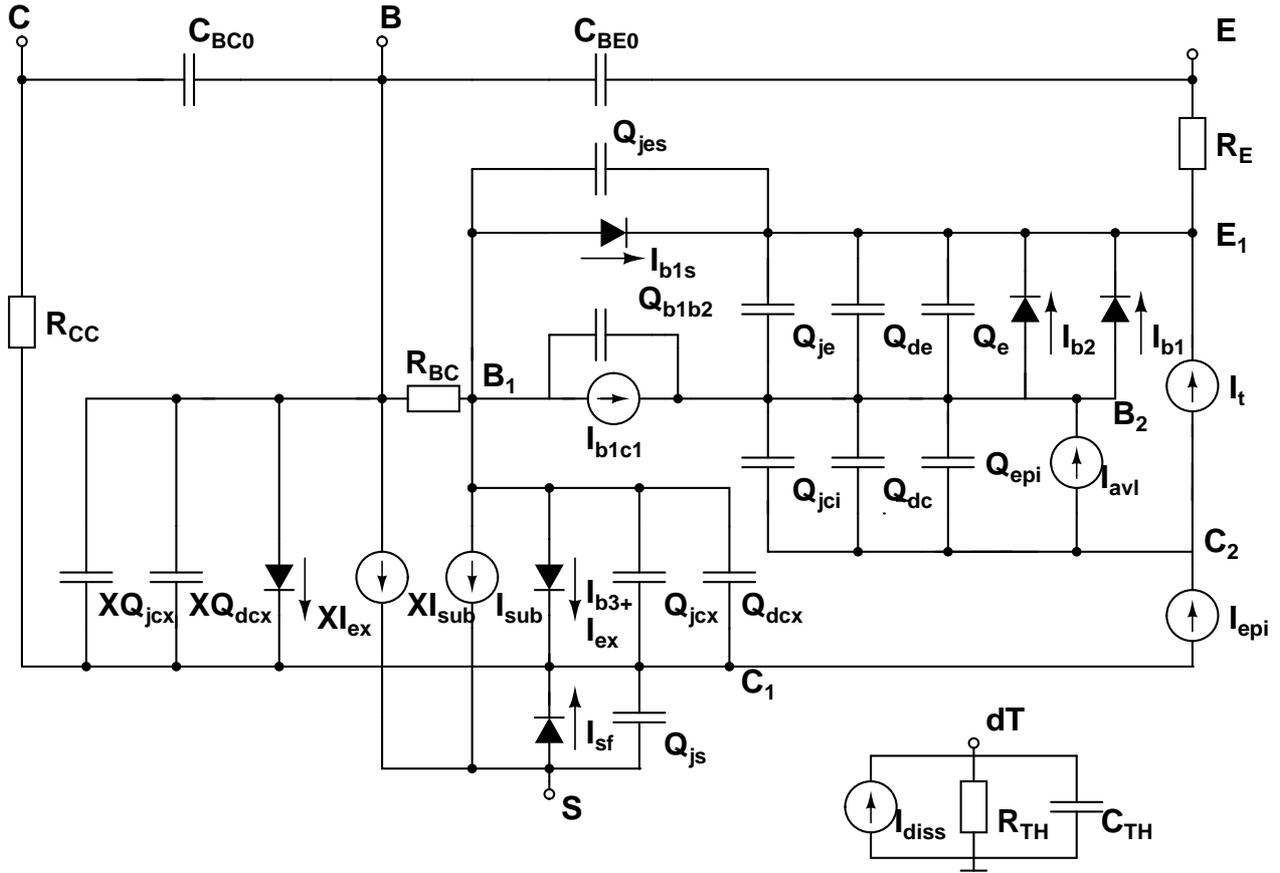


Abbildung 3.3: Großsignal-Ersatzschaltbild des MEXTRAM-Modells

Der Transferstrom wird durch die Ladungen  $q_1$  und  $q_2$  gesteuert:

$$I_t = \frac{I_{tfi} - I_{tri}}{q_B} = \frac{I_{tfi} - I_{tri}}{q_1 + q_2} \quad (3.38)$$

mit

$$I_{tf} = I_s \cdot \exp\left(\frac{U_{B_2E_1}}{U_T}\right) \quad (3.39)$$

$$I_{tr} = I_s \cdot \exp\left(\frac{U_{B_2C_2}^*}{U_T}\right). \quad (3.40)$$

Zu beachten ist, dass die Spannung  $U_{B_2C_2}^*$  nicht identisch mit der Spannung zwischen den Knoten  $B_2$  und  $C_2$  ist, um eine konsistente Beachtung des Quasisättigungsmodells zu erreichen.

Die Ladung  $q_1$  repräsentiert die inneren Sperrschichtladungen, über die entsprechend zum VBIC-Modell der Vorwärts- und der Rückwärts-Early-Effekt nach Gl.(3.21) bestimmt werden.

Bei der Berechnung der Ladung  $q_1$  besteht weiterhin die Möglichkeit die Bandabstandsdifferenz, die sich in SiGe-HBT's zwischen der kollektor- und emitterseitigen Grenze des Basisgebiets ergibt, zu berücksichtigen. Hierzu wird eine veränderte Modellgleichung für  $q_1$  mit dem Modellparameter  $DEG$ , der die Bandabstandsdifferenz repräsentiert, verwendet. Im Grenzfall  $DEG \rightarrow 0$  entspricht sie Gleichung (3.21).

Die Ladung  $q_2$  wird über die Minoritätsträgerladungsdichten  $n_B$  und  $n_0$  folgendermaßen bestimmt:

$$q_2 = \frac{q_1}{2} (n_0 + n_B) = \frac{q_1}{2} \left( \frac{f_1}{1 + \sqrt{1 + f_1}} + \frac{f_2}{1 + \sqrt{1 + f_2}} \right), \quad (3.41)$$

welche aus den Hilfsgrößen:

$$f_1 = 4 \frac{I_{tfi}}{IK} \quad (3.42)$$

$$f_2 = 4 \frac{I_{tri}}{IK} \quad (3.43)$$

berechnet werden.

Über den Modellparameter  $XIBI$  wird die Aufteilung des Basisgebiets in einen inneren und einen peripheren Anteil vorgenommen.

Der ideale Basisstrom der BE-Diode setzt sich aus einem inneren Anteil:

$$I_{b1} = (1 - XIBI) \frac{IS}{BF} \left( \exp \left( \frac{U_{B2E1}}{U_T} \right) - 1 \right) \quad (3.44)$$

und einem peripheren Anteil:

$$I_{b1s} = XIBI \frac{IS}{BF} \left( \exp \left( \frac{U_{B1E1}}{U_T} \right) - 1 \right) \quad (3.45)$$

zusammen.

Der nicht-ideale Rekombinationsstrom  $I_{b2}$  der BE-Diode wird folgendermaßen beschrieben:

$$I_{b2} = IBF \left( \exp \left( \frac{U_{B2E1}}{MLFU_T} \right) - 1 \right). \quad (3.46)$$

Der Basisstrom der BC-Diode setzt sich aus dem Rekombinationsanteil:

$$I_{b3} = IBR \frac{\exp \left( \frac{U_{B1C1}}{U_T} \right) - 1}{\exp \left( \frac{U_{B1C1}}{U_T} \right) + \exp \left( \frac{VLR}{2U_T} \right)} \quad (3.47)$$

und dem externen Anteil:

$$I_{ex} = \frac{IS}{BRI} \left( \frac{2 \exp \left( \frac{U_{B1C1}}{U_T} \right)}{1 + \sqrt{1 + \frac{4IS}{IK} \exp \left( \frac{U_{B1C1}}{U_T} \right)}} \right) \quad (3.48)$$

zusammen. Für kleine Ströme nimmt  $I_{ex}$  einen idealen Verlauf an, während im höheren Strombereich die Abweichung vom idealen Verlauf, bedingt durch die Hochinjektionseffekte der BC-Diode, beachtet wird. Dieses ermöglicht eine bessere Anpassung des Basisstroms im Hochstrombereich.

Für die Anpassung von SiGe-HBT's besteht die Möglichkeit unter Benutzung des Modellparameters  $XREC$  eine abweichende Berechnung von  $I_{b1}$  zu verwenden. Bei dieser

Berechnung wird beachtet, dass es bei der Verwendung einer hochdotierten Basis, bedingt durch die steigende Auger-Rekombination oder den Barrier-Effekt an der BC-Sperrschicht zur Rekombination in der neutralen Basis kommt. Dieses führt zum Absinken des Basisstroms mit steigender Bandabstandsdifferenz.

### Quasisättigung und Geschwindigkeitssättigung

Zur Modellierung der Quasisättigung und Geschwindigkeitssättigung wird im MEXTRAM-Modell entsprechend zum VBIC-Modell ein zusätzlicher Kollektorknoten und eine Stromquelle zur Beschreibung des Epitaxiestroms  $I_{epi}$  verwendet.  $I_{epi}$  wird durch ein verbessertes Kull-Modell beschrieben, das sowohl die ohmsche Quasisättigung also auch die Ausweitung des Basisgebiets bedingt durch die Geschwindigkeitssättigung ausführlich beschreibt. Für die umfassende Beschreibung der Modellgleichungen wird der Leser auf [8][52] verwiesen.

### Dynamisches Verhalten

Das dynamische Verhalten wird in den bereits vorgestellten Modellen über die Sperrschichtladungen und die Diffusionsladungen bestimmt. Die Sperrschichtladungen setzen sich aus den Anteilen des inneren Transistorgebiets  $Q_{je}$ ,  $Q_{jci}$  und den Anteilen des äußeren Transistorgebiets  $Q_{jes}$ ,  $Q_{jcx}$ ,  $XQ_{jcx}$  und denen des Substratgebiets  $Q_{js}$  zusammen. Weiterhin werden die Diffusionsladungen des inneren Transistorgebiets  $Q_{dc}$ ,  $Q_{de}$ ,  $Q_e$ , die des äußeren Transistorgebiets  $Q_{dcx}$ ,  $XQ_{dcx}$  und die Diffusionsladung des Epitaxiegebiets  $Q_{epi}$  beschrieben.

Die Sperrschichtladungen und die zugehörigen Sperrschichtkapazitäten des Modells werden wie bei den bereits vorgestellten Modellen, über die klassische Theorie bestimmt, wobei zur Vermeidung der Polstelle diese in eine differenzierbar geglättete Beziehung übergeht, die für höhere Spannungen im Vorwärtsbetrieb einen konstanten Wert annimmt.

Bei der Beschreibung der inneren Sperrschichtkapazität  $C_{jci}$  wird zusätzlich dessen Stromabhängigkeit und der BC-Durchgreifeffekt berücksichtigt.

Die BE- und BC-Diffusionsladungen werden nicht wie in den bisher betrachteten Modellen über die Transitzeit bestimmt, sondern über die Minoritätsträgerdichten  $n_0$  und  $n_B$  berechnet.

$$Q_{dbe} = \frac{1}{2}Q_{B0}n_0q_1 \quad (3.49)$$

$$Q_{dbc} = \frac{1}{2}Q_{B0}n_Bq_1 \quad (3.50)$$

Weiterhin wird die Emitter-Diffusionsladung  $Q_e$  über die folgende Beziehung beachtet.

$$Q_e = TAUE \cdot IS (\exp(U_{B2E1}) - 1) \quad (3.51)$$

Die Ladung  $Q_{epi}$ , die sich im Bereich der Quasisättigung im Epitaxiegebiet ausbildet, wird folgendermaßen bestimmt:

$$Q_{epi} = \frac{1}{2}TEPI \frac{4U_T x_I}{RCVW_{epi}} (p_0^* + p_w + 2). \quad (3.52)$$

## Temperaturverhalten

Das MEXTRAM-Modell enthält eine ausführliche Temperaturbeschreibung der statischen und dynamischen Modellparameter. Es werden alle Sättigungsströme und Knieströme, die Stromverstärkung und die Early-Spannung und die Bahnwiderstände temperaturabhängig beschrieben. Weiterhin enthält das MEXTRAM-Modell die temperaturabhängige Modellierung der Basisladung, der Diffusionsspannung, der Sperrschichtkapazitäten und der Transitzeit sowie ein thermisches Netzwerk zur Beschreibung der Eigenerwärmung.

## Einordnung des MEXTRAM-Modells

Das MEXTRAM-Modell beschreibt die für den Entwurf moderner Schaltungen wichtigsten Effekte des Bipolartransistors wie Durchbrucheffekte, Hochstromeffekte, Temperatureffekte und quasistatische Effekte. Weiterhin enthält es Modellparameter zur Anpassung von SiGe-HBT's. Neben dem HICUM-Modell gehört es daher zu den vom CMC empfohlenen Modellen. Nachteilig sind die teilweise sehr komplizierten Modellgleichungen.

Zur Parameterextraktion liegen Strategien vor [8][41], während der Aufwand zwischen dem VBIC und HICUM/L2-Modell einzuordnen ist.

### 3.3.4 HICUM

Das HICUM(High Current Model) wurde an der Universität Bochum entwickelt, um insbesondere den für den Entwurf von Hochgeschwindigkeits-Digitalschaltungen wichtigen Bereich der höheren Ströme des Transistors besser beschreiben zu können. Vorgestellt wurde das Modell erstmalig 1987 in [45] und [46] und wurde seitdem stetig weiterentwickelt [38], [33]. Seit 1994 ist es in verschiedenen Schaltungssimulatoren enthalten.

Im Jahre 2002 wurde ein vereinfachtes Modell vorgestellt [47], welches als HICUM/L(Level)0 bezeichnet wird, während die ursprüngliche und höherwertigere Version den Namen HICUM/L2 trägt. Da das HICUM/L0-Modell Schwerpunkt dieser Arbeit ist, wird in Kapitel 4 eine Weiterentwicklung des Modells vorgestellt und dabei auch ausführlich auf die Modellgleichungen eingegangen.

Im folgenden Abschnitt wird daher nur das HICUM/L2-Modell beschrieben, dessen Großsignal-Ersatzschaltbild in Abbildung 3.4 dargestellt ist. Bei den erläuterten Modellgleichungen handelt es sich um die aktuellsten Modellgleichungen nach [34]. Das HICUM/L2-Modell beruht auf einer konsequenten Umsetzung der ICCR(Gl.(3.1)) beziehungsweise der verallgemeinerten Form GICCR (Gl.(3.7)). Dieses bedeutet zum einen, dass bei der Berechnung der Löcherladung das gesamte Transistorgebiet beachtet wird. Weiterhin wird, wie in [32] beschrieben, das statische Verhalten direkt aus der Beschreibung des dynamischen Verhaltens bestimmt. Eine Entkopplung des statischen Verhaltens vom dynamischen Verhalten, wie es im SGP-Modell der Fall ist, wird im HICUM/L2-Modell nicht vorgenommen. Für die Modellierung bedeutet dieses, dass sich das statische Verhalten direkt aus der korrekten Anpassung der Sperrschicht- und Minoritätsträgerladungen ergibt. Zusätzliche Modellparameter zur Beschreibung der statischen Hochstromeffekte oder des Early-Effekts stehen daher nicht zur Verfügung und ein zusätzlicher Kollektorknoten und eine Stromquelle zur Beschreibung der Quasisättigung wie im VBIC-Modell wird nicht benötigt.

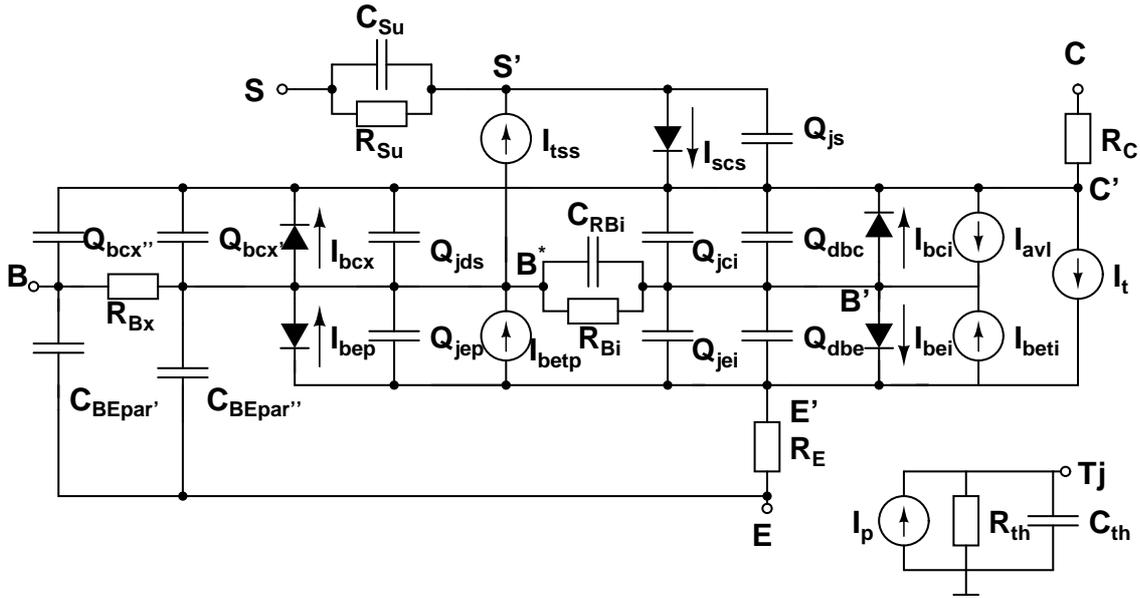


Abbildung 3.4: Großsignal-Ersatzschaltbild des HICUM/L2-Modells

Neben einer korrekten Beschreibung der Hochstromeffekte war es das Ziel bei der Entwicklung des heutigen HICUM/L2 ein geometrisch skalierbares Modell zu entwerfen. Mit Hilfe des Programms TRADICA [48] ist es möglich, skalierte Modellparameter aus den Layoutdaten des Transistors zu bestimmen. Hierzu wird auch die Aufteilung des Basisgebiets in einen inneren und einen peripheren Transistorbereich und die Einführung des zusätzlichen Knoten B\* vorgenommen. Weiterhin beinhaltet das HICUM/L2-Modell einen parasitären Transistor sowie die Beschreibung der BC- und BE-Durchbruchseffekte und der dreidimensionalen Stromausbreitungseffekte.

### Gleichstromverhalten

Entsprechend zum SGP-Modell setzt sich der Transferstrom  $I_t$  nach Gleichung (3.8) aus dem Vorwärtsanteil  $I_{tf}$  und dem Rückwärtsanteil  $I_{tr}$  zusammen. Zur Beachtung der dreidimensionalen Stromausbreitung (collector current crowding) wird weiterhin der Hilfsstrom  $I_{tfl}$  eingeführt, der im eindimensionalen Fall dem Vorwärtstransferstrom  $I_{tf}$  entspricht. Wird zunächst der Hilfsstrom  $I_{tfl}$  und der Rückwärtstransferstrom  $I_{tr}$  betrachtet,

$$I_{tfl} = \frac{C10 \cdot \exp\left(\frac{U_{B'E'}}{U_{TMCF}}\right)}{Q_{pT}} \quad (3.53)$$

$$I_{tr} = \frac{C10 \cdot \exp\left(\frac{U_{B'C'}}{U_T}\right)}{Q_{pT}} \quad (3.54)$$

ist zu erkennen, dass sich diese aus Gleichung (3.7) ergeben und im Gegensatz zum SGP-Modell keine Normierung auf die Löcherladung im thermischen Gleichgewicht  $Q_{p0}$  vorgenommen wird. Als Modellparameter wird daher die Konstante C10 statt des Sättigungsstroms verwendet und die Löcherladung im thermischen Gleichgewicht wird ebenfalls als

Modellparameter  $QP0$  gesetzt. Zusätzlich wird im Vorwärtsbereich ab Version 2.1 der Emissionskoeffizient  $MCF$  als Modellparameter eingeführt.

Die weiteren Anteile der Löcherladung  $Q_{pT}$  ergeben sich nach Gleichung (3.6) aus den Sperrschichtladungen  $Q_{jci}$ ,  $Q_{jei}$  und den Minoritätsträgerladungen  $Q_f$  und  $Q_r$  des inneren Transistors, wobei die Herleitung einer expliziten Beschreibung von  $Q_{pT}$ , wie es im SGP-Modell der Fall ist, nicht durchgeführt wird. Da die Minoritätsträgerladungen abhängig vom Transferstrom beschrieben werden, worauf in Abschnitt 3.3.4 näher eingegangen wird, führt dieses zu einer Iteration in der Berechnung von  $Q_{pT}$  und des Transferstroms  $I_t$ .

Der für den dreidimensionalen Fall gültige Vorwärtstransferstrom  $I_{tf}$  ergibt sich unter Verwendung der Hilfskonstante  $c_1$  und des Modellparameters  $ICH$

$$c_1 = C10 \left( 1 + \frac{I_{tfl}}{ICH} \right) \quad (3.55)$$

zu:

$$I_{tf} = \frac{c_1 \cdot \exp\left(\frac{U_{B'E'}}{U_T}\right)}{Q_{pT}} = I_{tfl} \left( 1 + \frac{I_{tfl}}{ICH} \right). \quad (3.56)$$

Der Basisstrom der BE-Diode  $I_{be}$  wird über den inneren Basiswiderstand  $R_{Bi}$  in eine innere  $I_{bei}$  und eine periphere Komponente  $I_{bep}$  aufgeteilt, die sich wiederum jeweils aus einem idealen Stromanteil und einem Rekombinationsanteil zusammensetzt.

$$I_{bei} = IBEIS \left( \exp\left(\frac{U_{B'E'}}{U_T MBEI}\right) - 1 \right) + IREIS \left( \exp\left(\frac{U_{B'E'}}{U_T MREI}\right) - 1 \right) \quad (3.57)$$

$$I_{bep} = IBEPS \left( \exp\left(\frac{U_{B^*E'}}{U_T MBEP}\right) - 1 \right) + IREPS \left( \exp\left(\frac{U_{B^*E'}}{U_T MREP}\right) - 1 \right) \quad (3.58)$$

Entsprechend wird der Basisstrom der BC-Diode über dem Knoten  $B^*$  in einem inneren  $I_{bci}$  und einen äußeren Anteil  $I_{bcx}$  aufgeteilt. Jedoch wird kein zusätzlicher Term zur Modellierung der Rekombinationsströme verwendet.

$$I_{bci} = IBCIS \left( \exp\left(\frac{U_{B^*C'}}{U_T MBCI}\right) - 1 \right) \quad (3.59)$$

$$I_{bcx} = IBCXS \left( \exp\left(\frac{U_{B^*C'}}{U_T MBCX}\right) - 1 \right) \quad (3.60)$$

Zur Modellierung der Durchbrucheffekte sind im HICUM/L2 die zusätzlichen Stromquellen  $I_{avl}$ ,  $I_{beti}$  und  $I_{betp}$  enthalten. Über  $I_{avl}$  wird der Lawinendurchbruch der BC-Diode beschrieben, während  $I_{beti}$  und  $I_{betp}$  die Tunneleffekte der BE-Diode beschreiben.

### Dynamisches Verhalten

Das dynamische Verhalten des HICUM/L2-Modells wird, wie in den bereits vorgestellten Modellen, durch die Sperrschicht- und Diffusionsladungen bestimmt. Der entscheidende Unterschied liegt jedoch in der Beschreibung der Vorwärtstransitzeit  $\tau_f$ , deren Arbeitspunktabhängigkeit im Gegensatz zum SGP- und VBIC-Modell nicht durch eine empirische Gleichung bestimmt ist, sondern auf der Beschreibung des physikalischen Verhaltens

beruht und als Schlüssel des HICUM-Modells für die korrekte Beschreibung des Hochstromverhaltens angesehen werden kann.

Die Sperrschichtladungen der BE- und der BC-Diode werden über dem Knoten B\* in die inneren Komponenten  $Q_{jci}$  und  $Q_{jei}$  und die äußeren Komponenten  $Q_{jcx}$  und  $Q_{jep}$  aufgeteilt. Die Sperrschichtladung der CS-Diode wird über  $Q_{js}$  modelliert. Die Berechnung der zugehörigen Sperrschichtkapazitäten beruht auf der klassischen Theorie, welche im Vorwärtsbereich zur Vermeidung der Polstelle mit einer stetig differenzierbaren Funktion auf einen konstanten Wert gesetzt wird. Weiterhin wird die Modellierung des Durchgreiffeffekts(Punch-Through) für die BC- und die CS-Sperrschichtkapazitäten beachtet. Für die Modellierung der inneren BC-Sperrschichtkapazität  $C_{jci}$  wird eine ausführliche Beschreibung verwendet, welche neben der Spannungsabhängigkeit ebenfalls die Stromabhängigkeit von  $C_{jci}$  beachtet.

Die Diffusionsladungen, die den Minoritätsträgerladungen  $Q_f$  und  $Q_r$  entsprechen, werden aus den Transitzeiten  $\tau_f$  und  $\tau_r$  bestimmt. Im Gegensatz zu den bereits vorgestellten Modellen werden die Transitzeiten  $\tau_f$  und  $\tau_r$  aber konsequent als Kleinsignalparameter angesehen, aus denen sich die Minoritätsträgerladungen  $Q_f$  und  $Q_r$  durch Integration ergeben.

$$Q_f = \int_0^{I_{tf}} \tau_f dI \quad (3.61)$$

$$Q_r = \int_0^{I_{tr}} \tau_r dI \quad (3.62)$$

Da die Rückwärtstransitzeit  $\tau_r$  als arbeitspunktunabhängig angesehen werden kann, wird  $\tau_r$  als Modellparameter  $TR$  gesetzt und die Rückwärtsminoritätsträgerladung  $Q_r$  ergibt sich aus Gleichung (3.62) zu:

$$Q_r = TR \cdot I_{tr}, \quad (3.63)$$

welches nahezu der Berechnung im SGP- und VBIC-Modell nach Gleichung (3.18) entspricht. Die arbeitspunktsabhängige Beschreibung der Vorwärtsminoritätsträgerladungen  $Q_f$  und der Vorwärtstransitzeit  $\tau_f$ , auf die nun näher eingegangen wird, unterscheidet sich deutlich von den bereits vorgestellten Modellen.

Die Transitzeit  $\tau_f$  setzt sich aus einem spannungsabhängigen Anteil  $\tau_{f0}$  und einem stromabhängigen Anteil  $\Delta\tau$  zusammen.

$$\tau_f = \tau_{f0}(U_{B'C'}) + \Delta\tau(U_{C'E'}, I_{tf}) \quad (3.64)$$

Der Anteil  $\tau_{f0}$  wirkt im niedrigen und mittleren Strombereich und ergibt sich zu:

$$\tau_{f0} = \tau_0 + \Delta\tau_{fv} = T0 + DT0H(1 - c) + TBVL \left( \frac{1}{c - 1} \right), \quad (3.65)$$

mit

$$c = \frac{CJCI0}{C_{jci}}. \quad (3.66)$$

Die Transitzeit  $\tau_0$ , die sich im thermischen Gleichgewicht ergibt, wird über den Modellparameter  $T0$  eingestellt. Die von der BC-Spannung abhängige Änderung der Transitzeit

$\Delta\tau_{fv}$  bedingt durch die Basisweitenmodulation kann über  $DT0H$  und  $TBVL$  modelliert werden. Der zugehörige Ladungsanteil  $Q_{f0}$ , ergibt sich durch Integration von  $\tau_{f0}$ .

$$Q_{f0} = \tau_{f0}I_{tf} = \left( T0 + DT0H(1 - c) + TBVL \left( \frac{1}{c - 1} \right) \right) \cdot I_{tf} \quad (3.67)$$

Der stromabhängige Anteil  $\Delta\tau$  der Vorwärtstransitzeit  $\tau_f$  gewinnt erst im Hochstrombereich an Einfluss, wenn sich durch Einsetzen der Geschwindigkeitssättigung das Basisgebiet bis in den Bereich des epitaktischen Kollektors ausweitet.

Im HICUM/L2 wird der Übergang in den Hochstrombereich durch den kritischen Strom,

$$I_{ck} = \frac{U_{ceff}}{RCI0} \frac{1}{\sqrt{1 + \left( \frac{U_{ceff}}{VLIM} \right)^2}} \left( 1 + \frac{x + \sqrt{x^2 + 0,001}}{2} \right), x = \frac{U_{ceff} - VLIM}{VPT} \quad (3.68)$$

beschrieben, wobei die effektive Kollektor-Emitter-Spannung  $U_{ceff}$  folgendermaßen bestimmt ist:

$$U_{ceff} = U_T \left[ 1 + \frac{U + \sqrt{U^2 + 1,921812}}{2} \right], U = \frac{U_{C'E'} - VCES - U_T}{U_T}. \quad (3.69)$$

Bei  $RCI0$  handelt es sich um den epitaktischen Kollektorwiderstand, bei  $VPT$  um die BC-Durchgriffsspannung, bei  $VLIM$  um die Spannung bei Einsetzen der Geschwindigkeitssättigung und bei  $VCES$  um die innere Sättigungsspannung. Alle diese Größen werden als Modellparameter gesetzt, um eine gute Anpassung des kritischen Stroms zu ermöglichen.

Aus dem kritischen Strom  $I_{ck}$  wird die Injektionsweite  $w$  bestimmt, welche das Ausweiten der Basisweite in den Kollektor beschreibt. Zunächst wird die unbeschränkte Injektionsweite

$$a = 1 - \frac{I_{ck}}{I_{tf}} \quad (3.70)$$

definiert, die jedoch für den Bereich  $I_{tf} < I_{ck}$  negative Werte liefert und folgendermaßen zwischen null und eins beschränkt wird und die normierte Injektionsweite:

$$w = \frac{a + \sqrt{a^2 + AHC}}{1 + \sqrt{1 + AHC}} \quad (3.71)$$

ergibt. Die Injektionsweite  $w$  steigt von null auf eins an, wenn der Transferstrom  $I_{tf}$  größer wird als der kritische Strom  $I_{ck}$ . Über den Modellparameter  $AHC$  kann eingestellt werden, wie stark dieser Übergang geglättet wird.

$\Delta\tau$  setzt sich aus dem Basis-Kollektoranteil  $\Delta\tau_{fh}$  und dem Emitteranteil  $\Delta\tau_{Ef}$  zusammen:

$$\Delta\tau = \Delta\tau_{fh} + \Delta\tau_{Ef}. \quad (3.72)$$

Unter Verwendung der Injektionsweite  $w$  wird der Transitzeitanteil  $\Delta\tau_{fh}$  und der zugehöri-

ge Ladungsanteil  $\Delta Q_{fh}$

$$\Delta\tau_{fh} = THCS \cdot w^2 \left[ 1 + \frac{2}{\frac{I_{tf}}{I_{ck}} \sqrt{a^2 + AHC}} \right], \quad (3.73)$$

$$\Delta Q_{fh} = THCS \cdot I_{tf} \cdot w^2 \quad (3.74)$$

bestimmt.

Der Modellparameter  $FTHC$  ermöglicht eine Aufteilung in den Kollektoranteil  $\tau_{fct}$  und den Basisanteil  $\Delta\tau_{fb}$

$$\Delta\tau_{fh} = \tau_{fct} + \Delta\tau_{fb} = FTHC \cdot \Delta\tau_{fh} + (1 - FTHC) \cdot \Delta\tau_{fh}, \quad (3.75)$$

die von Bedeutung ist, wenn die dreidimensionale Stromausbreitung in der Kollektortransitzeit beachtet wird.

Der Emitteranteil der Vorwärtstransitzeit  $\Delta\tau_{Ef}$  und die zugehörige Ladung werden über den kritischen Strom  $I_{ck}$  wie folgt bestimmt:

$$\Delta\tau_{Ef} = TEF0 \left( \frac{I_{tf}}{I_{ck}} \right)^{GTFE}, \quad (3.76)$$

$$\Delta Q_{Ef} = \Delta\tau_{Ef} \left( \frac{I_{tf}}{1 + GTFE} \right). \quad (3.77)$$

### Temperaturverhalten

Im HICUM/L2 ist eine ausführliche Beschreibung des Temperaturverhaltens enthalten, das sowohl das statische als auch das dynamische Verhalten beinhaltet. Hierzu werden die Transferstromkonstante, die Löcherladung im thermischen Gleichgewicht und alle Sättigungsströme temperaturabhängig beschrieben. Weiterhin beinhaltet das Modell eine temperaturabhängige Modellierung der Diffusionsspannung, der Sperrschichtkapazitäten und Transitzeiten sowie der Durchbrucheffekte und der externen Widerstände. Wie im VBIC-Modell ist im HICUM/L2 ebenfalls ein thermisches Netzwerk enthalten, welches die Eigenwärmung des Transistors beachtet.

### Einordnung des HICUM/L2-Modells

Mit dem HICUM/L2-Modell ist es möglich die für den Entwurf moderner Schaltungen wichtigsten Effekte des Bipolartransistors, wie Temperatureffekte, Durchbrucheffekte und Hochstromeffekte zu modellieren. Auch die Modellierung dreidimensionaler Effekte ist enthalten. Entscheidender Vorteil gegenüber dem SGP-Modell und dem VBIC-Modell ist die gute Beschreibung des Hochstrombereichs, die insbesondere eine Anpassung des steilen Abfalls der Transitfrequenz ermöglicht. Daher ist das Modell auch für die Entwicklung von Schaltungen, die im Hochstrombereich arbeiten, wie Leistungsverstärker geeignet. Weiterhin ist es geometrisch voll skalierbar und ermöglicht die Bestimmung der Modellparameter anhand von Layoutdaten.

Insgesamt ermöglicht das HICUM/L2-Modell eine gute Beschreibung des physikalischen Verhaltens, jedoch nicht ohne erhöhten Extraktions- und Simulationsaufwand. Zum einen

lassen sich aufgrund der Skalierbarkeit und der damit verbundenen Aufteilung des Transistorgebiets die Modellparameter nicht für einen einzelnen Transistor extrahieren, sondern es werden für die Bestimmung der Modellparameter immer Längen- und Weitenflöten von Transistoren benötigt. Dieses macht somit eine schnelle und kurzfristige Bereitstellung von Modellen unmöglich. Zum anderen führt die im Modell enthaltene Iterationsschleife in der Bestimmung des statischen und dynamischen Verhaltens zu einem erhöhten Extraktions- und Simulationsaufwand.

Zusammenfassend ist zum HICUM/L2-Modell zu sagen, dass es eine sehr gute Anpassung moderner Bipolartransistoren ermöglicht, und daher auch für die Simulation von Schaltungen geeignet ist, die im Hochfrequenzbereich arbeiten. Nachteilig ist jedoch der hohe Extraktionsaufwand, so dass stets zu entscheiden ist, ob der Aufwand für den Nutzen in der Schaltungssimulation gerechtfertigt ist.

---

## 4 Weiterentwicklung des HICUM/L0-Modells

Das HICUM/L0-Modell wurde im Jahre 2002 vorgestellt [47] und stellt eine vereinfachte Version des HICUM/L2-Modells dar. Ziel der Entwicklung des HICUM/L0-Modells war, die Einfachheit des SGP-Modells mit den Modellgleichungen des HICUM-Modells zu kombinieren und somit die Vorteile der HICUM-Gleichungen auch für Einzeltransistorextraktionen oder kurzfristige Modellierungsaufgaben nutzbar zu machen. Die Vorteile der HICUM-Gleichungen werden insbesondere in einer guten Beschreibung des Hochstrombereichs deutlich, die auf einer physikalisch basierten Transitzeitbeschreibung beruht.

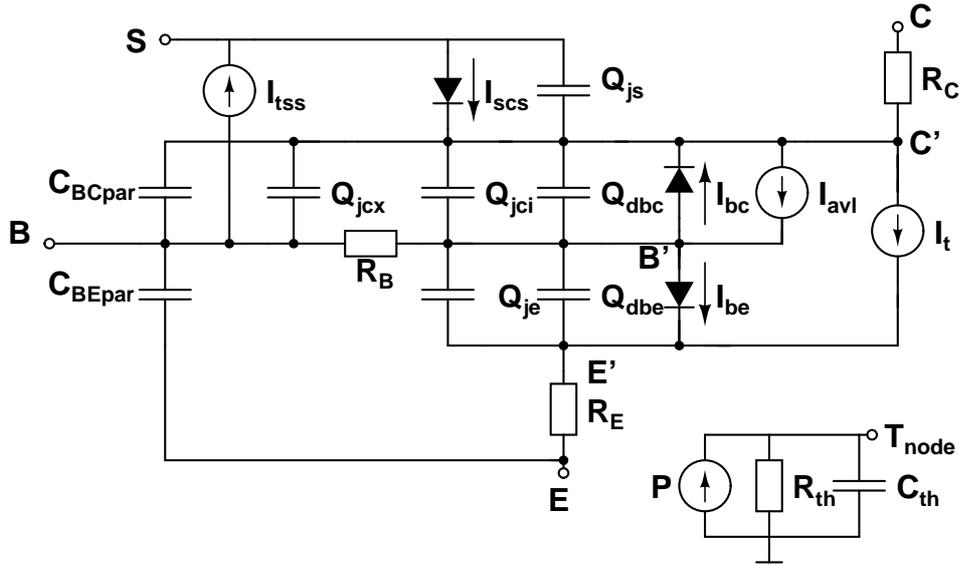
Im HICUM/L2-Modell wird der Transferstrom über die GICCR direkt aus dem dynamischen Verhalten berechnet, wodurch keine zusätzlichen Modellparameter zur Anpassung des Early-Effekts oder der Quasisättigung benötigt werden. Jedoch führt dieses zu einer Iteration in der Berechnung des Transferstroms und der Minoritätsträgerladungen des Transistors. Um den Extraktions- und Rechenaufwand zusätzlich zu reduzieren, wird das statische Verhalten vom dynamischen im HICUM/L0 entkoppelt, wie es im SGP-Modell der Fall ist. Dazu ist es jedoch notwendig, zusätzliche Modellparameter zur Beschreibung der Hochstromeffekte im statischen Verhalten einzuführen und eine geeignete explizite und vom Transferstrom unabhängige Formulierung der Löcherladung zu finden.

Im Abschnitt 4.1 werden die Modellgleichungen des HICUM/L0-Modells vorgestellt und dabei auf die Modifikationen zum HICUM/L2-Modell und die Parallelen zum SGP-Modell eingegangen. Im Anschluss wird die Herleitung des im HICUM/L0 verwendeten Ausdrucks für die normierte Löcherladung ausführlich dargestellt. Dabei wird die Definition der neu eingeführten Modellparameter erläutert und die Entwicklung des transferstromunabhängigen Ausdrucks beschrieben.

In Abschnitt 4.2 wird auf die in dieser Arbeit getätigten Weiterentwicklungen des HICUM/L0-Modells eingegangen. Hauptsächlich wird die Entwicklung eines neuen Ausdrucks für die normierte Löcherladung beschrieben, da die aktuelle Berechnung der normierten Löcherladung zu einer negativen Steigung im simulierten Kollektorstrom führen kann. Weiterhin wird die Wiedereinführung des Rückwärts-Early-Effekts diskutiert, und die Temperaturabhängigkeit der neu eingeführten Modellparameter untersucht.

### 4.1 Beschreibung des HICUM/L0-Modells

Das Großsignal-Ersatzschaltbild des HICUM/L0-Modells ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Gegenüber dem Ersatzschaltbild des HICUM/L2-Modells nach Abbildung 3.4 ist es deutlich vereinfacht und ähnelt vielmehr dem des SGP-Modells nach Abbildung 3.1. Hierzu wurde der Knoten  $B^*$  beseitigt und die inneren und peripheren Anteile der Basisströme und Kapazitäten zusammengefasst. Auch die Stromquelle zur Beschreibung der BE-Tunneleffekte und die Modellierung der dreidimensionalen Stromausbreitung sind im HICUM/L0-Modell



**Abbildung 4.1:** Großsignal-Ersatzschaltbild des HICUM/L0-Modells

nicht enthalten. Jedoch enthält es gegenüber dem SGP-Modell die Stromquelle  $I_{avl}$  zur Beschreibung des BC-Lawinendurchbruchs, ein thermisches Netzwerk zur Modellierung der Eigenerwärmung und ab Version 1.12 die Stromquelle  $I_{tss}$  zur Beschreibung des parasitären Substrattransistors.

### 4.1.1 Gleichstromverhalten

Die Berechnung des Transferstroms basiert im HICUM/L0-Modell entsprechend zum HICUM/L2-Modell auf der GICCR nach Gleichung (3.7). Da im Gegensatz zum HICUM/L2-Modell eine normierte Löcherladung  $q_{pT}$  eingeführt wird, weist die Transferstromberechnung viele Parallelen zum SGP-Modell auf. Der Vorwärtstransferstrom  $I_{tf}$  und der Rückwärtstransferstrom  $I_{tr}$ , aus denen sich der Transferstrom  $I_t$  nach Gleichung (3.8) zusammensetzt, ergeben sich durch Normierung der GICCR zu:

$$I_{tf} = \frac{IS \cdot \exp\left(\frac{U_{B'E'}}{U_T MCF}\right)}{q_{pT}} = \frac{I_{tfi}}{q_{pT}}, \quad (4.1)$$

$$I_{tr} = \frac{IS \cdot \exp\left(\frac{U_{B'C'}}{U_T MCR}\right)}{q_{pT}} = \frac{I_{tri}}{q_{pT}}, \quad (4.2)$$

wobei wie im SGP-Modell der Sättigungsstrom  $IS$  und die Emissionskoeffizienten  $MCF$ ,  $MCR$  als Modellparameter definiert sind. Durch Einführung der zusätzlichen Gleichstrom-Modellparameter  $VEF$ ,  $IQF$ ,  $IQR$ ,  $IQFH$ ,  $TFH$  ist die Berechnung der normierten Löcherladung  $q_{pT}$  entsprechend zum SGP-Modell vom dynamischen Verhalten entkoppelt und wird weiterhin unabhängig vom Transferstrom  $I_t$  und somit im Gegensatz zum HICUM/L2 nicht iterativ gelöst.

Vergleichbar zum SGP-Modell lassen sich mit dem Modellparameter  $VEF$  der Vorwärts-Early-Effekt und mit den Modellparametern  $IQF$  und  $IQR$  die Knickströme anpassen.

Weiterhin können mit dem neueingeführten Modellparametern  $IQFH$  und  $TFH$  die Hochstromeffekte des statischen Verhaltens berücksichtigt werden, welche sich insbesondere in der Quasisättigung und einer zusätzlichen Abnahme des Kollektorstromanstiegs im Hochstrombereich bemerkbar machen.

Eine ausführliche Herleitung der Modellgleichungen zur Berechnung der normierten Löcherladung  $q_{pT}$  wird in Abschnitt 4.1.4 dargestellt.

Da der Basisknoten  $B^*$  im HICUM/L0 im Gegensatz zum HICUM/L2-Modell beseitigt wird, setzen sich die Basisströme nicht aus einem inneren und äußeren Anteil zusammen. Der Basisstrom der BE-Diode  $I_{be}$  ergibt sich aus einer idealen Komponente und einer nicht-idealen Rekombinationskomponente zu:

$$I_{be} = I_{bei} + I_{ben} = IBES \left( \exp \left( \frac{U_{B'E'}}{U_T MBE} \right) - 1 \right) + IRE \left( \exp \left( \frac{U_{B'E'}}{U_T MRE} \right) - 1 \right). \quad (4.3)$$

Bei der Beschreibung des Basisstroms der BC-Diode  $I_{bc}$  wird nur der ideale Anteil beachtet.

$$I_{bc} = IBCS \left( \exp \left( \frac{U_{B'C'}}{U_T MBC} \right) - 1 \right) \quad (4.4)$$

Über die Stromquelle  $I_{avl}$  wird der BC-Lawinendurchbruch

$$I_{avl} = KAVL \frac{I_{tf}}{C_c^{\frac{1}{ZCI}}} \exp \left( -EAVL \cdot C_c^{\left(\frac{1}{ZCI} - 1\right)} \right) \quad (4.5)$$

unter Verwendung der normierten inneren Sperrschichtkapazität:

$$C_c = \frac{C_{jci}(U_{B'C'})}{CJCI0} \quad (4.6)$$

beschrieben. Der Lawinendurchbruch kann mit den Modellparameter  $EAVL$  und  $KAVL$  angepasst werden, wobei die Modellierung über die Modellparameter  $CJCJ0$ ,  $ZCI$  und  $VCI$  mit der inneren BC- Sperrschichtkapazität verknüpft ist.

### 4.1.2 Dynamisches Verhalten

Das dynamische Verhalten ist im HICUM/L0-Modell durch die Sperrschichtladungen  $Q_{je}$ ,  $Q_{jci}$ ,  $Q_{jcx}$  und  $Q_{js}$  und die Diffusionsladungen  $Q_{de}$  und  $Q_{db}$  gegeben.

Die Berechnung der Sperrschichtkapazitäten wird aus dem HICUM/L2-Modell übernommen. Sie beruht auf der klassischen Theorie nach Gleichung (2.12), welche im Vorwärtsbetrieb bei höheren Spannungen mit einer Glättungsfunktion auf einen konstanten Wert limitiert wird. Weiterhin werden in der Berechnung der Sperrschichtkapazitäten der Durchgreiffeffekt der BC-Diode und der CS-Diode, sowie die Stromabhängigkeit der inneren BC-Sperrschichtkapazität  $C_{jci}$  berücksichtigt.

Die BC-Sperrschichtkapazität kann auf zwei Weisen in einen inneren und einen äußeren Anteil über dem inneren Basiswiderstand aufgeteilt werden. Entweder werden sowohl die innere Sperrschichtkapazität  $C_{jci}$  und die äußere Sperrschichtkapazität  $C_{jcx}$  verwendet, wobei der Modellparameter  $FBC$  eine zusätzliche Aufteilung von  $C_{jx}$  ermöglicht oder  $C_{jci}$

wird vergleichbar zum SGP-Modell unter Verwendung von  $FBC$  aufgeteilt, während die äußere Sperrschichtkapazität auf null gesetzt wird.

Auch die Berechnung der Minoritätsträgerladungen  $Q_f$  und  $Q_r$  und der zugehörigen Transitzeiten  $\tau_f$  und  $\tau_r$  wird nahezu aus dem HICUM/L2-Modell übernommen, und stellt den entscheidenden Vorteil des HICUM/L0-Modells gegenüber dem SGP-Modell dar. Für die Berechnung der Rückwärtsminoritätsträgerladung  $Q_r$  wird Gleichung (3.63) übernommen und die Rückwärtstransitzeit  $TR$  als Modellparameter gesetzt. Die Berechnung von  $Q_f$  und der zugehörigen Transitzeit  $\tau_f$  wird geringfügig vereinfacht, setzt sich aber entsprechend zum HICUM/L2-Modell aus dem spannungsabhängigen Anteil  $\tau_{f0}$  und den stromabhängigen Anteilen  $\Delta\tau_{fE}$  und  $\Delta\tau_{fh}$  zusammen.

$$\tau_f = \tau_{f0} + \Delta\tau_{fh} + \Delta\tau_{fE} \quad (4.7)$$

$\tau_{f0}$  wird nach Gleichung (3.65) aus dem HICUM/L2-Modell übernommen. Für die Beschreibung der Emitterkomponente  $\Delta\tau_{fE}$  wird Gleichung (3.76) und für die Basis-Kollektor-Komponente  $\Delta\tau_{fh}$  wird Gleichung (3.73) verwendet, welches auch die Bestimmung des kritischen Stroms  $I_{ck}$  (Gl.(3.68)) und der Injektionsweite  $w$  (Gl.(3.71) und Gl.(3.70)) entsprechend zum HICUM/L2-Modell einschließt. Im Unterschied zum HICUM/L2 wird die Aufteilung in einen Basis- und einen Kollektoranteil zur Beachtung der dreidimensionalen Stromausbreitung vernachlässigt.

### 4.1.3 Temperaturverhalten

Die Beschreibung des Temperaturverhaltens wird für das dynamische Verhalten und für die externen Widerstände aus dem HICUM/L2-Modell übernommen. Weiterhin werden zur Beschreibung des statischen Temperaturverhaltens die Sättigungsströme temperaturabhängig modelliert. Eine temperaturabhängige Modellierung der zur Entkopplung des statischen vom dynamischen Verhalten neueingeführten Modellparameter wird aber nicht vorgenommen. Zur Modellierung der Eigenerwärmung ist ein thermisches Netzwerk enthalten.

### 4.1.4 Herleitung der Berechnung der normierten Löcherladung

Für die normierte Löcherladung  $q_{pT}$  wird eine vom dynamischen Verhalten entkoppelte und vom Transferstrom unabhängige Lösung folgendermaßen hergeleitet. Ausgangspunkt ist dabei die Gesamtlöcherladung nach Gleichung (3.6). Diese wird zunächst auf die Ladung  $Q_{p0}^* = Q_{p0} + h_{jei}Q_{jei,op}$  normiert. Grund für die Verwendung von  $Q_{p0}^*$  statt  $Q_{p0}$  ist, dass die Redundanz aufgehoben werden soll, die zwischen der Rückwärts-Earlyspannung  $VAR$  und dem Vorwärtsemissionskoeffizienten  $NF$  im SGP-Modell besteht, und die bei der Anpassung des Kollektorstrom deutlich wird.

Durch Umformung gelangt man für die normierte Löcherladung  $q_{pT}$  zu folgendem Zusammenhang:

$$q_{pT} = 1 + \frac{h_{jci}Q_{jci}}{Q_{p0}^*} + \frac{Q_{ft}}{Q_{p0}^*} + \frac{Q_{rt}}{Q_{p0}^*}, \quad (4.8)$$

bei dem, wie zu erkennen ist, aufgrund der Verwendung von  $Q_{p0}^*$  die Sperrschichtladung  $Q_{jei}$  eliminiert wurde.

Um  $q_{pT}$  vom dynamischen Verhalten zu entkoppeln, ist es notwendig zusätzliche Gleichstrom-Modellparameter einzuführen, welche über die Sperrschicht- und Minoritätsträgerladungen definiert werden.

Betrachtet man hierzu die einzelnen Anteile von  $q_{pT}$ , ergibt sich aus der normierten BC-Sperrschichtladung

$$\frac{h_{jci}Q_{jci}}{Q_{p0}^*} = \frac{h_{jci}q_{jci}C_{jci0}}{Q_{p0}^*} = \frac{q_{jci}}{VEF} \quad (4.9)$$

die Definition der Vorwärts-Early-Spannung  $VEF$ :

$$VEF = \frac{Q_{p0}^*}{h_{jci}C_{jci0}}. \quad (4.10)$$

Aus dem Rückwärtsminoritätsträgernanteil  $\frac{Q_r}{Q_{p0}^*}$ , lässt sich durch Einsetzen von Gleichung (3.63)

$$\frac{Q_r}{Q_{p0}^*} = \frac{TR}{Q_{p0}^*} I_{tr} = \frac{I_{tr}}{IQR} \quad (4.11)$$

der Rückwärtsknickstrom  $IQR$  entsprechend zum Knickstrom  $IKR$  des SGP-Modells als Modellparameter definieren:

$$IQR = \frac{Q_{p0}^*}{TR}. \quad (4.12)$$

Die normierte Vorwärtsminoritätsträgerladung  $\frac{Q_f}{Q_{p0}^*}$  wird in ihre einzelnen Ladungsanteile aufgeteilt,

$$\frac{Q_{ft}}{Q_{p0}^*} = \frac{Q_{f0}}{Q_{p0}^*} + \frac{\Delta Q_{fh}}{Q_{p0}^*} + \frac{\Delta Q_{fe}}{Q_{p0}^*} \quad (4.13)$$

die zunächst getrennt voneinander betrachtet werden.

Für den ersten Anteil  $\frac{Q_{f0}}{Q_{p0}^*}$ , der durch den spannungsabhängigen Anteil der Transitzeit  $\tau_{fv}$  bestimmt ist, ergibt sich durch Einsetzen von Gleichung (3.67)

$$\frac{Q_{f0}}{Q_{p0}^*} = \left( \frac{T0 + \Delta\tau_{fv}}{Q_{p0}^*} \right) I_{tf}. \quad (4.14)$$

Mit der Annahme  $U_{B'C'} = 0$  gilt  $\Delta\tau_{fv} = 0$ , so dass sich Gleichung (3.67) vereinfacht zu:

$$\frac{Q_{ft}}{Q_{p0}^*} = \frac{T0}{Q_{p0}^*} I_{tf} = \frac{I_{tf}}{IQF}. \quad (4.15)$$

Der Vorwärtsknickstrom  $IQF$ , welcher als Modellparameter eingeführt wird, ist folgendermaßen definiert:

$$IQF = \frac{Q_{p0}^*}{T0}. \quad (4.16)$$

Dieser ist mit dem Modellparameter  $IKF$  des SGP-Modell vergleichbar mit dem Unterschied, dass  $IQF$  aus der Transitzeit im Gleichgewichtfall  $T0$  ergibt, während  $IKF$  über die für die Bestimmung der normierten Basisladung konstant angenommene Transitzeit  $\tau_f$  definiert ist.

Die Anteile  $\frac{\Delta Q_{fh}}{Q_{p0}^*}$  und  $\frac{\Delta Q_{fe}}{Q_{p0}^*}$  gewinnen erst im Hochstrombereich an Einfluss, da sie sich

aus dem stromabhängigen Anteil der Transitzeit  $\Delta\tau$  ergeben.

Wird zunächst der Basis-Kollektor-Anteil  $\frac{\Delta Q_{fh}}{Q_{p0}^*}$  betrachtet und  $\Delta Q_{fh}$  durch Gleichung (3.74) ersetzt, ergibt sich:

$$\frac{\Delta Q_{fh}}{Q_{p0}^*} = \frac{THCS}{Q_{p0}^*} I_{tf} w^2 = \frac{I_{tf}}{IQFH} w^2. \quad (4.17)$$

Dieses führt zur Definition des Modellparameters  $IQFH$ :

$$IQFH = \frac{Q_{p0}^*}{THCS}. \quad (4.18)$$

Aus dem Emitteranteil  $\frac{\Delta Q_{fe}}{Q_{p0}^*}$  ergibt sich durch Einsetzen von Gleichung (3.77):

$$\frac{\Delta Q_{fe}}{Q_{p0}^*} = \frac{\Delta\tau_{Ef}}{Q_{p0}^*} \left( \frac{I_{tf}}{1 + GTFE} \right) = \frac{TEF0}{Q_{p0}^*} \left( \frac{I_{tf}}{I_{ck}} \right)^{GTE} \left( \frac{I_{tf}}{1 + GTE} \right). \quad (4.19)$$

Mit der Annahme  $GTE = 1$  vereinfacht sich dieses zu:

$$\frac{\Delta Q_{fe}}{Q_{p0}^*} = \frac{TEF0}{2Q_{p0}^*} \frac{I_{tf}^2}{I_{ck}} = \frac{TFH}{IQFH} \frac{I_{tf}^2}{I_{ck}}, \quad (4.20)$$

woraus der Modellparameter  $TFH$  definiert wird.

$$TFH = \frac{TEFO}{2Q_{p0}^*} IQFH = \frac{TEFO}{2Q_{p0}^*} \frac{Q_{p0}^*}{THCS} = \frac{TEFO}{2THCS} \quad (4.21)$$

Nach der Bezeichnung von  $TFH$  wäre zu vermuten, dass es sich um eine Zeit handelt. Jedoch stellt  $TFH$  einen Faktor dar, der die Modellierung des Emitteranteils mit der des Basis-Kollektor-Anteils verknüpft.

Bei  $IQFH$  und  $TFH$  handelt es sich um die im HICUM/L0 neu eingeführten Hochstrom-Modellparameter des Gleichstromverhaltens, durch die insbesondere die Anpassung der Quasisättigung erreicht werden soll. Da sie sich aus den HICUM-Gleichungen ergeben, gibt es keine vergleichbaren Modellparameter im SGP, VBIC- oder MEXTRAM-Modell.

Setzt man die Ausdrücke nach Gl.(4.9), Gl.(4.11), Gl.(4.15), Gl.(4.17) und Gl.(4.20) in Gleichung (4.8) ein, ergibt sich für die normierte Löcherladung  $q_{pT}$  der Ausdruck

$$q_{pT} = 1 + \frac{q_{jci}}{VEF} + \frac{I_{tf}}{IQF} + \frac{I_{tr}}{IQR} + \frac{I_{tf}}{IQFH} w^2 + \frac{TFH}{IQFH} I_{tf}^2, \quad (4.22)$$

der durch die Modellparameter  $VEF$ ,  $IQF$ ,  $IQFH$  und  $TFH$  von der Beschreibung des dynamischen Verhaltens entkoppelt ist. Jedoch ist der Ausdruck für  $q_{pT}$  nach Gleichung (4.22) abhängig vom Vorwärtstransferstrom  $I_{tf}$  und vom Rückwärtstransferstrom  $I_{tr}$ , die nach Gleichung (4.1) und (4.2) wiederum unter Verwendung von  $q_{pT}$  bestimmt werden, so dass  $q_{pT}$  und  $I_{tf}$ ,  $I_{tr}$  unter Verwendung von Gl.(4.22) nur iterativ zu lösen sind.

Für die Herleitung eines expliziten Ausdrucks ist es daher notwendig, eine Lösung für  $q_{pT}$  zu bestimmen, die unabhängig von  $I_{tf}$  und  $I_{tr}$  ist. Eine Herausforderung bei der Bestimmung der expliziten Lösung ist, dass die Injektionsweite  $w$ , welche in die Berechnung

von  $q_{pT}$  und somit in die Berechnung von  $I_{tf}$  und  $I_{tr}$  eingeht, ebenfalls nach Gl. (3.71) und Gl. (3.70) abhängig vom  $I_{tf}$  bestimmt ist. Im HICUM/L0-Modell wird daher eine 2-Schritt-Berechnung mithilfe des Niedrigtransferstroms  $I_{tfl}$  vorgenommen. Hierzu wird die normierte Gesamtlöcherladung  $q_{pT}$  zunächst in die Ladungsanteile  $q_{pT,l}$  und  $\Delta q_{fh}$  aufgeteilt.

$$q_{pT} = 1 + \underbrace{\frac{q_{jci}}{VEF} + \frac{I_{tf}}{IQF} + \frac{I_{tr}}{IQR}}_{q_{pT,l}} + \underbrace{\frac{I_{tf}}{IQFH} w^2 + \frac{TFH}{IQFH} I_{tf}^2}_{\Delta q_{fh}} \quad (4.23)$$

Der Anteil  $q_{pT,l}$  enthält dabei die Terme, die auch in der Basisladung  $q_B$  des SGP-Modells enthalten sind und im niedrigen und mittleren Strombereich von Bedeutung sind. Der Anteil  $\Delta q_{fh}$  beinhaltet die Terme, die sich zusätzlich aus den HICUM-Gleichungen ergeben und zur Anpassung des Hochstromverhaltens verwendet werden.

Unter Verwendung der Ladung  $q_{pT,l}$  wird der Hilfsstrom  $I_{tfl}$  bestimmt:

$$I_{tfl} = \frac{I_{tfi}}{q_{pT,l}}. \quad (4.24)$$

Mit der Annahme, dass im niedrigen und mittleren Strombereich  $I_t = I_{tl}$  gilt, ergibt sich für den Anteil  $q_{pT,l}$  aus Gleichung (4.23):

$$q_{pT,l} = 1 + \frac{q_{jci}}{VEF} + \frac{I_{tfl}}{IQF} + \frac{I_{trl}}{IQR}. \quad (4.25)$$

Diese kann durch Einsetzen von Gleichung (4.24) in eine quadratische Gleichung für  $q_{pT,l}$  umgeformt werden.

$$0 = q_{pT,l}^2 - q_{pT,l} \left(1 + \frac{q_{jci}}{VEF}\right) - \frac{I_{tfi}}{IQF} - \frac{I_{tri}}{IQR} \quad (4.26)$$

Als Lösung für  $q_{pT,l}$  ergibt sich daraus eine explizite Berechnung

$$q_{pT,l} = \frac{q_j}{2} + \sqrt{\left(\frac{q_j}{2}\right)^2 + q_m} \quad (4.27)$$

mit den Anteilen

$$q_j = 1 + \frac{q_{jci}}{VEF} \quad (4.28)$$

$$q_m = \frac{I_{tfi}}{IQF} + \frac{I_{tri}}{IQR}. \quad (4.29)$$

Dieses entspricht nahezu der Berechnung der Ladung  $q_B$  mit den Ladungen  $q_1$  und  $q_2$  des SGP-Modells nach Gl.(3.11) und Gl.(3.13) oder des VBIC-Modells nach Gl. (3.21).

Im zweiten Schritt wird angenommen, dass der Niedrigtransferstrom  $I_{tfl}$ , der unter Verwendung von Gl.(4.24) ohne Iteration aus dem expliziten Ausdruck für  $q_{pT,l}$  nach Gl.(4.27) berechnet wird, statt des Transferstroms  $I_{tf}$  für die Berechnung des Hochstromanteils  $\Delta q_{fh}$  verwendet werden kann.

$$\Delta q_{fh} = \frac{I_{tfl}}{IQFH} w_l^2 (I_{tfl}) + \frac{TFH}{IQFH} I_{tfl}^2 \quad (4.30)$$

Der Vorteil der Verwendung von  $I_{tfl}$  ist, dass der Ladungsanteil  $\Delta q_{fh}$  und somit auch die Injektionsweite  $w$  unabhängig vom Transferstrom  $I_{tf}$  und somit nicht-iterativ berechnet werden können. Die Berechnung der normierten Löcherladung  $q_{pT}$  setzt sich aus  $q_{pT,l}$  nach Gleichung (4.27) und  $\Delta q_{fh}$  nach Gleichung (4.30) zusammen:

$$q_{pT} = q_{pT,l} + \Delta q_{fh}(I_{tfl}) = q_{pT,l} + \frac{I_{tfl}}{IQFH} w_l^2(I_{tfl}) + \frac{TFH}{IQFH} I_{tfl}^2 \quad (4.31)$$

und ermöglicht die Transferstromanteile  $I_{tf}$  und  $I_{tr}$  diskret aus Gleichung (4.1) und Gleichung (4.2) zu bestimmen.

## 4.2 Weiterentwicklung des HICUM/L0-Modells

In diesem Abschnitt wird auf die im Rahmen dieser Arbeit gemachten Weiterentwicklungen des HICUM/L0-Modells eingegangen.

Besonderer Augenmerk wird auf die Entwicklung eines verbesserten Ausdrucks zur Berechnung der normierten Löcherladung geworfen, die eine bessere Modellierung des statischen Hochstromverhaltens erlauben soll. Denn der momentan im HICUM/L0-Modell verwendete Ausdruck für die normierte Löcherladung führt zu einer Einschränkung der Gültigkeit des HICUM/L0-Modells auf den niedrigen und mittleren Strombereich, wie in [11] vorgenommen. Grund hierfür ist, dass der Hochstrombereich im statischen Verhalten mit den in Abschnitt 4.1.4 hergeleiteten Stromgleichungen nur unzureichend modelliert werden kann. Eine gleichzeitige Anpassung des Kollektorstroms im Hochstrombereich und der Quasisättigung ist nicht möglich. Wird eine zufriedenstellende Anpassung der Quasisättigung erreicht, kommt es im Kollektorstrom zum Auftreten einer negativen Steigung im simulierten Kollektorstrom. Eine negative Steigung sollte aber in jedem Fall vermieden werden. Wird diese negative Steigung aber vermieden, wird die Modellierung des Hochstromverhaltens stark eingeschränkt und eine zufriedenstellende Anpassung des Kollektorstroms und der Quasisättigung ist nicht mehr möglich.

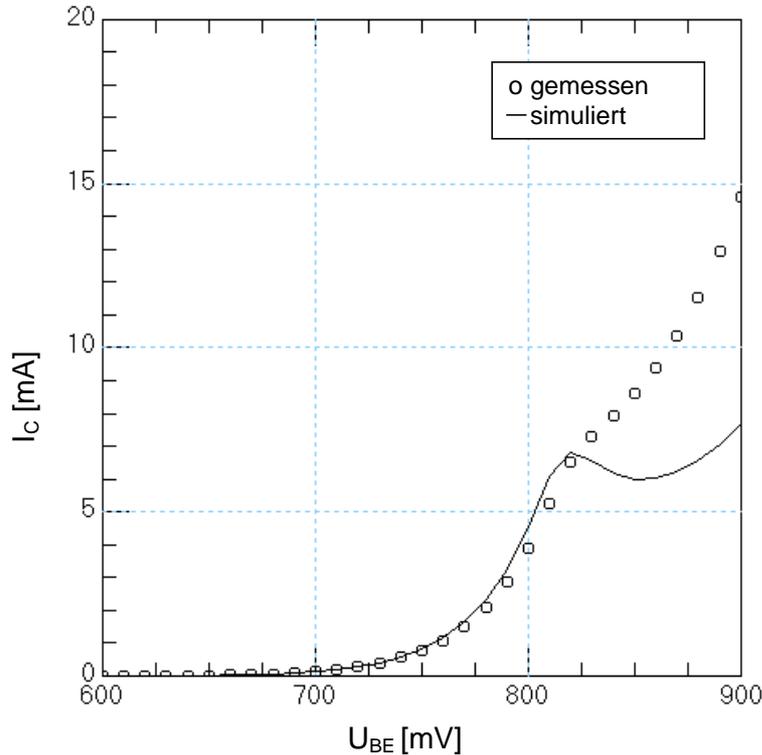
Weiterhin wird die Temperaturabhängigkeit der neueingeführten Modellparameter untersucht und Gleichungen zur Modellierung des temperaturabhängigen Verhaltens vorgestellt.

Als weiterer Punkt wird untersucht, ob die Eliminierung des Rückwärts-Early-Effekts im HICUM/L0-Modell sinnvoll ist, und diskutiert, ob eine Wiedereinführung des Modellparameters vorgenommen werden sollte.

### 4.2.1 Normierte Löcherladung

Während der Simulation mit dem HICUM/L0-Modell v.1.11[53]/1.12[54] wird das Auftreten einer negativen Steigung im Kollektorstrom beobachtet (Abbildung 4.2). Diese tritt auf, wenn die neueingeführten Modellparameter  $IQFH$  und  $TFH$  für die Modellierung des statischen Hochstromverhaltens verwendet werden. In der Regel wird die negative Steigung beobachtet, wenn, wie physikalisch sinnvoll,  $IQFH < IQF$  gilt [11], und für  $IQFH$  ein so kleiner Wert gewählt wird, dass die Quasisättigung zufriedenstellend angepasst werden kann.

Im Folgenden wird zunächst untersucht, wo die Probleme des bisherigen Modells liegen. Anschließend wird in Abschnitt 4.2.1 die Herleitung eines neuen Ausdrucks für die



**Abbildung 4.2:** Auftreten einer negativen Steigung im simulierten Kollektorstrom  $I_c$  über  $U_{BE}$

normierte Löcherladung erläutert, damit das Problem behoben werden kann.

### Problem des bisherigen Modells

Um herauszufinden durch welche Modellparameter oder Modellgleichungen das Auftreten der negativen Steigung im Kollektorstrom begründet ist, wird in diesem Abschnitt eine systematische Untersuchung des Problems vorgenommen.

Die negative Steigung wird bei der Simulation des Kollektorstroms über der Basis-Emitter-Spannung  $U_{BE}$  beobachtet. In Abbildung 4.2 ist dieses Verhalten für  $U_{BC}=0$  dargestellt. Da sich der Transistor bei dieser Simulation im Vorwärtsbereich befindet, gilt für den Kollektorstrom.

$$I_c = I_{tf}. \quad (4.32)$$

Daraus lässt sich schließen, dass das Auftreten der negativen Steigung in den Modellgleichungen des Vorwärtstransferstroms  $I_{tf}$  begründet ist. Der Vorwärtstransferstrom  $I_{tf}$  wird nach Gleichung (4.1) aus dem idealen Transferstrom  $I_{t_{fi}}$  und der normierten Löcherladung  $q_{pT}$  bestimmt. Der ideale Transferstrom beschreibt den idealen Verlauf des Kollektorstroms, also einen exponentiellen Anstieg über der inneren Basis-Emitter-Spannung  $U_{B'E'}$ . Diese unterscheidet sich von der angelegten Spannung  $U_{BE}$  durch die Bahnwiderstände des Emitter- und Basisgebiets. Mit steigender Spannung erhöht sich der Spannungsabfall über den Bahnwiderständen, so dass es zu einem verringerten Anstieg des Kollektorstroms kommt. Die normierte Löcherladung  $q_{pT}$  ermöglicht die Anpassung der Hochstromeffekte, die sich in der Betrachtung des Kollektorstroms über  $U_{BE}$  in einem verminderten Anstieg

bemerkbar machen.

Da es sich bei der Beschreibung des idealen Transferstroms  $I_{tfi}$  im logarithmischen Maßstab um eine Gerade handelt, kann der ideale Transferstrom nicht der Grund für das Auftreten der negativen Steigung sein. Werden die Modellparameter  $RE$ ,  $RBX$  und  $RBI0$  zur Beschreibung der Bahnwiderstände Null gesetzt, so dass gilt  $U_{BE} = U_{B'E'}$ , kommt es trotz allem zum Auftreten der negativen Steigung. Daraus lässt sich schließen, dass die Berechnung der normierten Löcherladung  $q_{pT}$  Grund für das Auftreten der negativen Steigung ist. Die normierte Löcherladung  $q_{pT}$  wird aus der Löcherladung  $Q_{pT}$  hergeleitet, wie in Abschnitt 4.1.4 beschrieben. Da  $q_{pT}$  sowohl unabhängig von den Modellparametern des dynamischen Verhaltens als auch transferstromunabhängig und somit durch einen expliziten Ausdruck beschrieben ist, wird die Herleitung in zwei Schritten durchgeführt.

Im ersten Schritt werden die Modellparameter zur Entkopplung des dynamischen vom statischen Verhalten aus den Sperrschicht- und Diffusionsladungen definiert, was auf Gleichung (4.22) führt, die an diesem Punkt zur Anschaulichkeit nochmals dargestellt wird.

$$q_{pT} = 1 + \underbrace{\frac{q_{jci}}{VEF} + \frac{I_{tf}}{IQF} + \frac{I_{tr}}{IQR}}_{q_{pT,l}} + \underbrace{\frac{I_{tf}}{IQFH} w^2}_{\Delta q_{fh_{cb}}} + \underbrace{\frac{TFH}{IQFH} I_{tf}^2}_{\Delta q_{fh_e}} \quad (4.33)$$

Da diese Gleichung abhängig vom Transferstrom  $I_{tf}$  ist, wird im zweiten Schritt die Herleitung einer expliziten Gleichung vorgenommen, die auf Gleichung (4.31) führt.

$$q_{pT} = q_{pT,l} + \Delta q_{fh}(I_{tfl}) = q_{pT,l} + \underbrace{\frac{I_{tfl}}{IQFH} w_l^2(I_{tfl})}_{\Delta q_{fh_{cb}}} + \underbrace{\frac{TFH}{IQFH} I_{tfl}^2}_{\Delta q_{fh_e}} \quad (4.34)$$

Um diesen expliziten Ausdruck zu erhalten, werden jedoch Vereinfachungen vorgenommen. Der Niedrigtransferstrom  $I_{tfl}$  wird eingeführt und für die Berechnung einer expliziten Lösung für die im niedrigen und mittleren Strombereich gültige Löcherladung  $q_{pT,l}$  (Gl. (4.27)) verwendet. Der Hochstromanteil  $\Delta q_{fh}$  wird dabei als unwirksam angenommen. Bedenklich bei diesem Schritt ist, dass die Variable  $q_{pT}$ , die über den Transferstrom  $I_{tf} = I_{tfi}/q_{pT}$  auch in der rechten Seite von Gleichung (4.33) steckt, vor der Aufteilung in  $q_{pT,l}$  und  $\Delta q_{fh}$  nicht isoliert wird. Weiterhin wird später der Niedrigtransferstrom  $I_{tfl}$  auch für die Berechnung von  $\Delta q_{fh}$  verwendet, wobei  $\Delta q_{fh}$  in der vorangegangenen Berechnung von  $I_{tfl}$  gar nicht beachtet wurde.

Daher liegt die Vermutung nahe, dass die negative Steigung in der Vereinfachung von Gleichung (4.34) begründet ist, wie in [13][14] angeführt. Um dieses zu bestätigen, wird der Einfluss von  $q_{pT}$ , der sich bei der transferstromabhängigen Berechnung von Gleichung (4.33) ergibt, auf den Transferstrom untersucht. Zeigt sich bei dieser Untersuchung, dass die Berechnung nach Gleichung (4.33) zu keiner negativen Steigung führt, bestätigt dies, dass der Fehler nicht in Gleichung (4.33) begründet ist. Das beobachtete Verhalten kann dann als Referenz für die Überprüfung des expliziten Ausdrucks nach Gleichung (4.34) verwendet werden.

Da sich die Wirkung von  $q_{pT}$  aus der Wirkung der Summanden  $q_{pT,l}$ ,  $\Delta q_{fh_{cb}}$ ,  $\Delta q_{fh_e}$  zusammensetzt, ist es sinnvoll den Einfluss der einzelnen Terme getrennt voneinander zu bestimmen. Der Gesamteinfluss ergibt sich schließlich aus den Relationen der Modellparameter.

Da  $q_{pT,l}$  das Verhalten im niedrigen und mittleren Strombereich bestimmt und  $\Delta q_{fh_{cb}}$  erst im Hochstrombereich an Bedeutung gewinnt, sollten die Modellparameter  $IQFH$  und  $TFH$  so gewählt werden, dass sie ihre Wirkung erst im Hochstrombereich zeigen. In der Regel zeigt dabei zunächst der Basis-Kollektor-Term  $\Delta q_{fh_{cb}}$  seinen Einfluss, während im weiteren Strombereich auch  $\Delta q_{fh_e}$  seine Wirkung zeigt. In der folgenden Betrachtung wird bei der Untersuchung der Terme von dieser physikalischen Wahl der Modellparameter ausgegangen.

### **Einfluss der normierten Ladung auf den Transferstrom bei Verwendung der impliziten Lösung nach Gleichung (4.33)**

Im niedrigen Strombereich, wird davon ausgegangen, dass nur der Ladungsanteil  $q_{pT,l}$  wirkt. Für die normierte Löcherladung  $q_{pT}$ , ergibt sich daher aus Gleichung (4.33):

$$q_{pT} = 1 + \frac{q_{jci}}{VEF} + \frac{I_{tfi}}{IQF}. \quad (4.35)$$

Da der Early-Effekt keine Wirkung auf das Verhalten des Kollektorstroms über der Spannung  $U_{BE}$  hat, kann im höheren Strombereich geschrieben werden:

$$q_{pT} = \frac{I_{tf}}{IQF}. \quad (4.36)$$

Durch Einsetzen von Gleichung (4.1) ergibt sich:

$$q_{pT} = \frac{I_{tfi}}{IQF q_{pT}}, \quad (4.37)$$

was auf

$$q_{pT} = \sqrt{\frac{I_{tfi}}{IQF}} \quad (4.38)$$

führt.

Daraus bestimmt sich der Transferstrom im höheren Strombereich zu:

$$I_{tf} = \sqrt{IQF I_{tfi}} = \sqrt{IS \cdot IQF} \cdot \exp\left(\frac{U_{B'E'}}{2U_T MCF}\right). \quad (4.39)$$

Der Term  $q_{pT,l}$  bewirkt daher im halblogarithmischen Maßstab eine Halbierung der Steigung des Vorwärtstransferstroms. Diese Halbierung tritt ab dem Schnittpunkt des idealen Verlaufs des Transferstroms  $I_{tfi}$  und des Transferstroms im Hochstrombereich nach Gleichung (4.51) auf, der genau dem Knickstrom  $IQF$  entspricht. Dieses Verhalten entspricht dem Verhalten des Modellparameters  $IKF$  des SGP-Modells.

Zu höheren Spannungen hin gewinnt der Basis-Kollektorterm  $\Delta q_{fh_{bc}}$  an Einfluss, so dass gilt:

$$q_{pT} = \frac{I_{tf}}{IQF} + \frac{I_{tf}}{IQFH} w^2(I_{tf}). \quad (4.40)$$

Durch Einsetzen von Gleichung (4.1) folgt daraus

$$q_{pT}^2 = \frac{I_{tfi}}{IQF} + \frac{I_{tfi}}{IQFH} w^2(I_{tf}). \quad (4.41)$$

Die Injektionsweite  $w$  beschreibt den Übergang zum Hochstrombereich. Wird der Transferstrom  $I_{tf}$  größer als der kritische Strom  $I_{ck}$ , steigt  $w$  von null auf eins an. Um den Einfluss von  $\Delta q_{fhbc}$  auf den Transferstrom bewerten zu können, werden die Grenzfälle  $w=0$  beziehungsweise  $I_{tf} \ll I_{ck}$  und  $w=1$  beziehungsweise  $I_{tf} \gg I_{ck}$  betrachtet.

Im Falle  $I_{tf} \ll I_{ck}$  gilt:

$$q_{pT} = \sqrt{\frac{I_{tfi}}{IQF}}, \quad (4.42)$$

welches dem Fall entspricht, wenn nur  $q_{pT,l}$  Einfluss zeigt.

Im Falle  $I_{tf} \gg I_{ck}$  ergibt sich für  $q_{pT}$  und  $I_{tf}$ :

$$q_{pT} = \sqrt{\frac{I_{tfi}}{IQF} + \frac{I_{tfi}}{IQFH}}. \quad (4.43)$$

Der Transferstrom  $I_{tf}$  berechnet sich daraus zu:

$$I_{tf} = \frac{I_{tfi}}{\sqrt{\frac{I_{tfi}}{IQF} + \frac{I_{tfi}}{IQFH}}}. \quad (4.44)$$

Wird angenommen, dass der Einfluss von  $\Delta q_{fhbc}$  im Hochstrombereich überwiegt, gilt:

$$I_{tf} = \sqrt{I_{tfi}IQFH} = \sqrt{IS \cdot IQFH} \exp\left(\frac{U_{B'E'}}{2U_T MCF}\right). \quad (4.45)$$

Der Transferstrom nimmt somit eine um die Hälfte verringerte Steigung an. Der Einfluss von  $\Delta q_{fhbc}$  ähnelt demnach dem Einfluss von  $q_{pT,l}$ . Allerdings verringert sich die Steigung des Transferstroms  $I_{tf}$  um die Hälfte sobald  $I_{tf}$  den kritischen Strom  $I_{ck}$  und nicht sobald  $I_{tf}$  den Knickstrom  $IQF$  erreicht. Ein ähnliches Verhalten beider Terme ist auch plausibel, da beide mit der Annahme  $w=1$  eine lineare Abhängigkeit von  $I_{tf}$  aufweisen.

Wird davon ausgegangen, dass im höheren Strombereich der Einfluss des Emitterterms  $\Delta q_{fhe}$  zunimmt, während der Basis-Kollektor-Term als unwirksam angesehen wird, ergibt sich aus Gleichung (4.33) :

$$q_{pT} = \frac{I_{tf}}{IQF} + \frac{TFH}{IQFH} \frac{I_{tf}^2}{I_{ck}}. \quad (4.46)$$

Durch Einsetzen von Gleichung (4.1) und Auflösen nach  $q_{pT}$  resultiert eine kubische Gleichung.

$$q_{pT}^3 = \frac{I_{tfi}}{IQF} q_{pT} + \frac{TFH}{IQFH} \frac{I_{tfi}^2}{I_{ck}}. \quad (4.47)$$

Im Bereich  $I_{tf} \gg IQF$  kann angenommen werden, dass nur der Emitterterm wirksam ist, so dass sich ergibt:

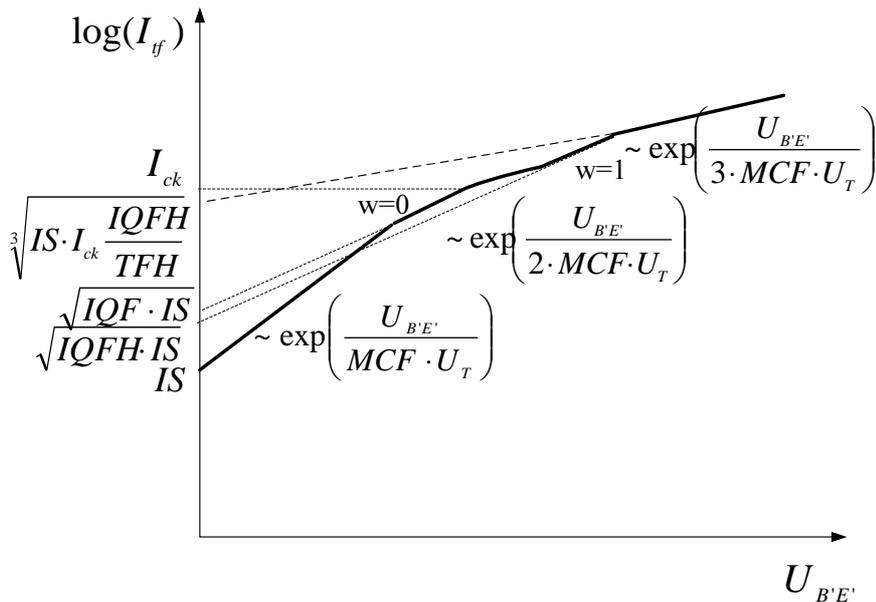
$$q_{pT} = \sqrt[3]{\frac{TFH}{IQFH} \frac{I_{tfi}^2}{I_{ck}}}. \quad (4.48)$$

Für den Transferstrom  $I_{tf}$  resultiert daraus:

$$I_{tf} = \sqrt[3]{\frac{IQFH}{TFH} I_{tfi} I_{ck}} = \sqrt[3]{IS \cdot I_{ck} \frac{IQFH}{TFH} \exp\left(\frac{U_{B'E'}}{3U_T MCF}\right)} \quad (4.49)$$

Der Emitterterm bewirkt somit, dass  $I_{tf}$  ab dem Schnittpunkt des idealen Transferstroms mit Gleichung (4.49) auf ein Drittel der idealen Steigung gesetzt wird. Auch dieses erscheint plausibel, da der Emitterterm eine quadratische Abhängigkeit von  $I_{tf}$  aufweist. Er nimmt somit mit steigendem  $I_{tf}$  stärker zu und bewirkt ein höheres Absinken der Transferstromsteigung als ein linearer Term wie  $q_{pT,l}$  oder  $\Delta q_{fhbc}$ .

Wird angenommen, dass die Modellparameter physikalisch gewählt werden, ergibt sich der in Abbildung 4.3 dargestellte Gesamteinfluss auf den Transferstrom. Zunächst nimmt



**Abbildung 4.3:** Einfluss der Ladung  $q_{pT}$  berechnet nach Gleichung (4.33)

$I_{tf}$  den idealen Verlauf von  $I_{tfi}$  an. Im mittleren Strombereich zeigt zunächst  $q_{pT,l}$  seine Wirkung auf  $I_{tf}$  und bewirkt bei Erreichen von  $IQF$  eine Halbierung der Steigung. Bei Erreichen des kritischen Stroms  $I_{ck}$ , gewinnt  $\Delta q_{fhbc}$  an Einfluss und  $I_{tf}$  nähert sich Gleichung (4.45) an. Steigt der Strom weiter an, wirkt  $\Delta q_{fhe}$  und reduziert den Anstieg des Transferstroms auf ein Drittel des idealen Anstiegs.

Da bei dieser Betrachtung kein Auftreten einer negativen Steigung in  $I_{tf}$  festgestellt werden konnte und der Einfluss der einzelnen Summanden auf  $I_{tf}$  plausibel erscheint, ist Gleichung (4.33) nicht der Grund für die negative Steigung. Im Folgenden

wird daher Gleichung (4.34) untersucht und Gleichung (4.33) dabei als Referenz verwendet.

### **Einfluss der normierten Ladung auf den Transferstrom bei Verwendung der expliziten Lösung nach Gleichung (4.34)**

Ähnlich wie bei der vorangegangenen Betrachtung von Gleichung (4.33) wird eine schrittweise Betrachtung der einzelnen Summanden vorgenommen.

Nach Gleichung (4.27) wird  $q_{pT,l}$  aus den Ladungen  $q_j$  und  $q_m$  berechnet. Für die Ladung  $q_j$  kann angenommen werden, dass sie keinen signifikanten Einfluss auf das Verhalten von  $I_c(U_{BE})$  zeigt und  $q_j$  wird daher zu null angenommen. Im mittleren Strombereich in dem die Wirkung von  $q_{pT,l}$  überwiegt, kann daher geschrieben werden:

$$q_{pT} \approx \sqrt{q_m} = \sqrt{\frac{I_{tfi}}{IQF}}. \quad (4.50)$$

Daraus bestimmt sich der Transferstrom im mittleren Strombereich zu:

$$I_{tf} = \sqrt{IQFI_{tfi}} = \sqrt{IS \cdot IQF} \cdot \exp\left(\frac{U_{B'E'}}{2U_T MCF}\right). \quad (4.51)$$

Wie zu erkennen entspricht die Wirkung von  $q_{pT,l}$  der für Gleichung (4.33) bestimmten. Daraus ist zu schließen, dass die explizite Berechnung von  $q_{pT,l}$  nach Gleichung (4.27) grundsätzlich keine negative Steigung des Kollektorstroms bewirkt. Dieses ist erwartungsgemäß, weil die Berechnung von  $q_{pT,l}$  nahezu der Berechnung von  $q_B$  des SGP-Modells entspricht und hier noch kein Auftreten einer negativen Steigung beobachtet wurde.

Aus Gleichung (4.31) ergibt sich, wenn im Hochstrombereich nur  $\Delta q_{fh_{cb}}$  als wirksam betrachtet wird:

$$q_{pT} = \frac{I_{tfl}}{IQFH} w_l^2(I_{tfl}). \quad (4.52)$$

Setzt man den Niedrigtransferstrom  $I_{tfl}$  nach Gleichung (4.24) ein, resultiert:

$$q_{pT} = \frac{I_{tfi}}{q_{pT,l} IQFH} w_l^2(q_{pT,l}). \quad (4.53)$$

Verwunderlich ist hier, dass  $q_{pT}$  in Abhängigkeit von  $q_{pT,l}$  beschrieben wird, obwohl es sich eigentlich um zwei unabhängige Summanden handelt. Da es nicht sinnvoll ist  $q_{pT,l}$  zum Lösen der Gleichung auf die linke Seite zu bringen, wie für  $q_{pT}$  in Gleichung (4.38) vorgenommen wird und zu einem quadratischen Zusammenhang für  $q_{pT}$  führt, kann die Gleichung nur gelöst werden, wenn eine Lösung für  $q_{pT,l}$  eingesetzt wird. Um die alleinige Wirkung von  $\Delta q_{fh_{bc}}$  zu berechnen, wird zunächst angenommen, dass  $q_{pT,l}=1$  und somit  $I_{tfl} = I_{tfi}$  gilt. Dieses führt zu:

$$q_{pT} = \frac{I_{tfi}}{IQFH} w_i^2(I_{tfi}). \quad (4.54)$$

Auch hier werden die Grenzfälle  $I_{tfi} \ll I_{ck}$  und  $I_{tfi} \gg I_{ck}$  betrachtet, die auf  $w_i=0$  und

$w_i=1$  führen. Wie erwartet ergibt sich für den Fall  $I_{t_{fi}} \ll I_{ck}$  kein Einfluss von  $\Delta q_{f_{h_{bc}}}$  auf den Transferstrom. Für  $I_{t_{fi}} \gg I_{ck}$  gilt:

$$q_{pT} = \frac{I_{t_{fi}}}{IQFH} \quad (4.55)$$

$$I_{tf} = \frac{I_{t_{fi}}}{\frac{I_{t_{fi}}}{IQFH}} = IQFH \quad (4.56)$$

Übersteigt  $I_{t_{fi}}$  den Wert des Modellparameters  $IQFH$ , wird  $I_{tf}$  konstant auf  $IQFH$  gesetzt. Auffällig ist hier, dass sich der ideale Transferstrom  $I_{t_{fi}}$  herauskürzt und der Einfluss von  $\Delta q_{f_{h_{bc}}}$  auf  $I_{tf}$  dadurch nicht mehr von  $I_{t_{fi}}$  abhängt. Dieses steht im Widerspruch zu dem Ergebnis von Gleichung (4.45).

Aus physikalischen Gründen ist es nicht sinnvoll, den aus dem spannungsabhängigen Anteil der Transitzeit resultierenden Modellparameter  $IQF$  über den ganzen Bereich als unwirksam anzunehmen, während  $IQFH$ , welcher sich aus dem stromabhängigen Hochstromanteil ergibt, als wirksam angenommen wird. Daher wird im Folgenden Gleichung (4.53) nochmals gelöst, für den Fall, dass für  $I_{t_{fl}}$  die Lösung nach Gleichung (4.51) eingesetzt wird.

$$q_{pT} = \frac{\sqrt{I_{t_{fi}}IQF}}{IQFH} w_l^2(I_{t_{fl}}). \quad (4.57)$$

Die Injektionsweite  $w_l$  steigt in diesem Fall von Null auf eins an, wenn der Niedrigtransferstrom  $I_{t_{fl}}$  den kritischen Strom  $I_{ck}$  übersteigt. Bei der Grenzbetrachtung  $I_{t_{fl}} \ll I_{ck}$ , gilt somit  $w_l = 0$  und es zeigt sich kein Einfluss von  $\Delta q_{f_{h_{bc}}}$  auf  $I_{tf}$ . Für  $I_{t_{fl}} \gg I_{ck}$  ergibt sich:

$$q_{pT} = \sqrt{\frac{I_{t_{fi}}IQF}{IQFH^2}} \quad (4.58)$$

$$I_{tf} = \sqrt{\frac{I_{t_{fi}}IQFH^2}{IQF}} = \sqrt{IS \frac{IQFH^2}{IQF}} \left( \exp\left(\frac{U_{B'E'}}{2U_T MCF}\right) \right) \quad (4.59)$$

$\Delta q_{f_{h_{cb}}}$  bewirkt, dass die Steigung des Transferstroms bei höheren Spannungen auf die Hälfte reduziert wird und sich der Transferstrom  $I_{tf}$  Gleichung (4.59) annähert.  $I_{tf}$  zeigt somit ein ähnliches Ergebnis wie in Gleichung (4.45). Jedoch befindet sich der Schnittpunkt von Gl.(4.59) mit der Y-Achse bei  $\sqrt{IS \frac{IQFH^2}{IQF}}$  statt bei  $\sqrt{IS \cdot IQFH}$ . Dieses bestätigt, dass  $\Delta q_{f_{h_{cb}}}$  durch  $q_{pT,l}$  beeinflusst wird. Weiterhin wird für diesen Fall im Übergangsbereich von  $w_l = 0$  auf  $w_l = 1$  das Auftreten einer negativen Steigung beobachtet, die wie folgt erklärt werden kann: Sobald der Niedrigtransferstrom  $I_{t_{fl}}$ , welcher für  $w_l = 0$ , zunächst noch dem Transferstrom  $I_{tf}$  entspricht, größer als  $I_{ck}$  wird, steigt  $w_l$  von null auf eins an. Dieses bewirkt, dass der Basis-Kollektor-Term  $\Delta q_{f_{h_{cb}}}$  Werte größer null annimmt und  $q_{pT}$  somit größer als  $q_{pT,l}$  wird. Dieses wirkt sich in einem verringerten Anstieg von  $I_{tf}$  aus und es gilt  $I_{t_{fl}} > I_{tf}$ . Für den nächsten Punkt wird die Injektionsweite  $w_l$  wiederum über den Niedrigtransferstrom  $I_{t_{fl}}$  bestimmt. Wegen  $I_{t_{fl}} > I_{tf}$  wird die Injektionsweite in diesem Punkt aber überschätzt, es gilt  $w_l > w$ . Auch der Wert von  $q_{pT}$  wird überschätzt und verringert den Anstieg des Transferstroms  $I_{tf}$  stärker, als wenn die Injektionsweite  $w$  für die Berechnung von  $\Delta q_{f_{h_{cb}}}$  verwendet worden wäre. Somit kann es zum Auftreten einer

negativen Steigung im Übergangsbereich kommen.

Aus der Untersuchung von  $\Delta q_{fh_{cb}}$  wird bereits deutlich, dass die Berechnung von  $\Delta q_{fh_{cb}}$  unter Verwendung von  $I_{tfl}$  nicht korrekt ist. Dieses kommt dadurch zum Ausdruck, dass das Ergebnis von  $\Delta q_{fh_{cb}}$  davon abhängt, ob  $q_{pT,l}$  wirksam ist oder nicht. Weiterhin kommt es im Übergangsbereich durch die Überschätzung von  $w$  aufgrund der Berechnung mit  $I_{tfl}$  zu einer negativen Steigung im Kollektorstrom, wie sie auch in der Simulation beobachtet wurde. Daher liegt der Schluss nahe, dass die negative Steigung durch die 2-Schritt-Berechnung und die Verwendung von  $I_{tfl}$  für die Berechnung von  $\Delta q_{fh}$  begründet ist. Bevor ein endgültiger Schluss gezogen wird, wird noch der Einfluss des Emitterterms  $\Delta q_{fh_{cb}}$  betrachtet.

Werden alle Terme außer dem Emitterterm als unwirksam angenommen, ergibt sich Gleichung (4.34) zu:

$$q_{pT} = \frac{TFH}{IQFH} \frac{I_{tfl}^2}{I_{ck}}. \quad (4.60)$$

Wie für  $\Delta q_{fh_{cb}}$  werden auch hier die Fälle  $q_{pT,l} = 1$  und  $q_{pT,l} = \sqrt{\frac{I_{tfi}}{IQF}}$  betrachtet. Mit  $q_{pT,l} = 1$  ergibt sich für  $q_{pT}$  und  $I_{tf}$ :

$$q_{pT} = \frac{TFH}{IQFH} \frac{I_{tfi}^2}{I_{ck}} \quad (4.61)$$

$$I_{tf} = \frac{I_{ck}}{I_{tfi}} \frac{IQFH}{TFH} = \frac{I_{ck}}{IS} \frac{IQFH}{TFH} \left( \exp \left( \frac{-U_{B'E'}}{U_{TMCF}} \right) \right). \quad (4.62)$$

Wie zu erkennen, stimmt das Ergebnis nicht mit dem erwarteten Ergebnis nach Gleichung (4.49) überein. Der Emitterterm bewirkt vielmehr, wenn  $I_{tf}$  den Schnittpunkt mit Gleichung (4.62) erreicht, eine negative Steigung des Transferstroms. Dieser Fall ist zwar, weil über den ganzen Bereich  $IQF \rightarrow \infty$  angenommen wird, aus physikalischen Gesichtspunkten unwahrscheinlich, eine negative Steigung ist aber dadurch nicht zu rechtfertigen.

Wird für  $q_{pT,l} = \sqrt{\frac{I_{tfi}}{IQF}}$  in Gleichung (4.60) eingesetzt, gilt für  $q_{pT}$  und  $I_{tf}$ :

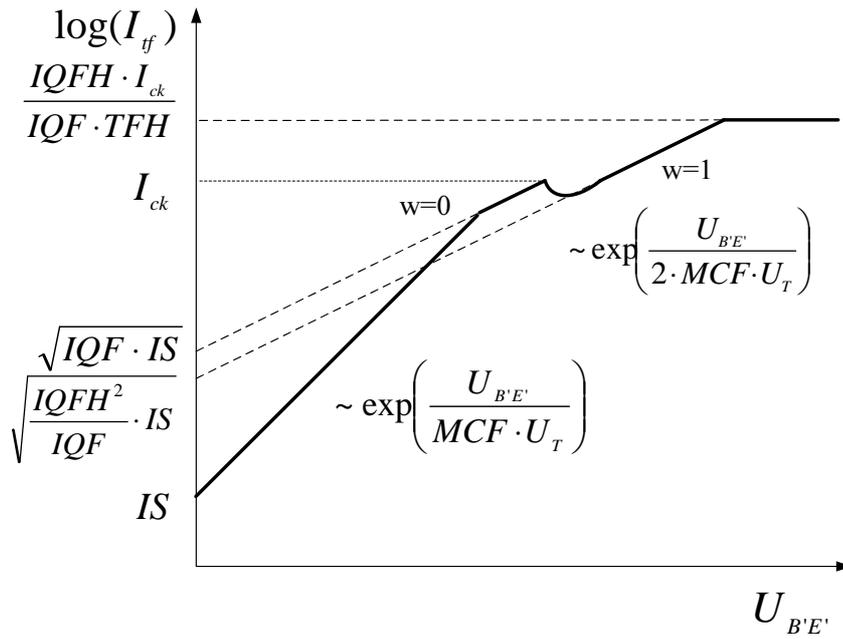
$$q_{pT} = \frac{TFH}{IQFH} \frac{IQF}{I_{ck}} I_{tfi}, \quad (4.63)$$

$$I_{tf} = \frac{I_{tfi}}{\frac{TFH}{IQFH} \frac{IQF}{I_{ck}} I_{tfi}} = \frac{IQFH}{IQF} \frac{I_{ck}}{TFH}. \quad (4.64)$$

Auch hier ergibt sich nicht die nach Gleichung (4.49) erwartete Verringerung der Transferstromsteigung auf ein Drittel. Stattdessen wird der Transferstrom auf einen konstanten Wert gesetzt. Die Abhängigkeit von  $I_{tfi}$  kürzt sich somit vollständig heraus. Weiterhin kann es auch hier, wenn der konstante Wert, der sich aus dem Emitterterm ergibt, sehr viel kleiner als der Knickstrom  $IQF$  ist, zu einer negativen Steigung im Vorwärtstransferstrom kommen.

Aus den Ergebnissen der durchgeführten Einzelbetrachtungen ergibt sich, bei der Wahl physikalisch sinnvoller Werte, der in Abbildung 4.4 dargestellte Verlauf.

Im niedrigen Stromverlauf nimmt der Transferstrom den idealen Verlauf an. Wird der Knickstrom  $IQF$  erreicht, wird die Steigung von  $I_{tf}$ , um die Hälfte reduziert. Übersteigt  $I_{tf}$  den kritischen Strom  $I_{ck}$ , setzt die Wirkung von  $\Delta q_{fh_{cb}}$  ein und  $I_{tf}$  nähert sich Gleichung (4.64) an.



**Abbildung 4.4:** Einfluss der Ladung  $q_{pT}$  berechnet nach Gleichung (4.34)

chung (4.59) an. In diesem Übergangsbereich kommt es aufgrund der Überschätzung der Injektionsweite zum Auftreten einer negativen Steigung im Transferstrom  $I_{tf}$ . Steigt der Transferstrom weiter an, wird der Einfluss des Emitterterms deutlich. Durch diesen wird  $I_{tf}$  auf den konstanten Wert  $\frac{IQFH \cdot I_{ck}}{IQF \cdot TFH}$  gesetzt.

Anhand dieser Untersuchungen lässt sich feststellen, dass die Berechnung nach Gleichung (4.34) nicht korrekt ist. Es ergeben sich nicht dieselben Ergebnisse wie sich bei der Berechnung unter Verwendung von Gleichung (4.33) ergeben. Der Grund für die nicht korrekten Ergebnissen besteht darin, dass die gemachte Vereinfachung,  $I_{tfl}$  auch für die Berechnung von  $\Delta q_{fh}$  zu verwenden, nicht möglich ist.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass die negative Steigung durch die Verwendung des Niedrigtransferstroms  $I_{tfl}$  für die Berechnung von  $\Delta q_{fh}$  begründet ist. Denn diese führt zu einer Überschätzung der Injektionsweite  $w$ . Weiterhin bewirkt die Verwendung von  $I_{tfl}$  eine ungewünschte Verschachtelung von  $q_{pT,l}$  und  $\Delta q_{fh}$ . Dieses verändert den Einfluss der Hochstromterme auf den Vorwärtstransferstrom grundlegend zu denen nach Gleichung (4.33) ermittelten Ergebnissen.

Das Problem kann daher nur behoben werden, wenn eine explizite Lösung für  $q_{pT}$  entwickelt wird, bei der beide Terme als gleichwertige Summanden betrachtet werden.

### Entwicklung eines verbesserten expliziten Modells

Nachdem in Abschnitt 4.2.1 gezeigt wurde, dass die im HICUM/L0 verwendete Lösung zur Bestimmung der normierten Löcherladung  $q_{pT}$  diese nicht richtig bestimmt, sondern zu einer Verschachtelung der Löcherladung des niedrigen Strombereichs  $q_{pT,l}$  und dem Hochstromanteil  $\Delta q_{fh}$  führt, wird in diesem Abschnitt die Entwicklung einer verbesserten expliziten Lösung für  $q_{pT}$  erläutert, die in [14] und [56] vorgestellt wurde.

Bei der Entwicklung wird die Löcherladung  $q_{pT}$  als Gesamtsumme betrachtet, um die in Abschnitt 4.2.1 vorgestellten Probleme zu lösen und das Auftreten einer negativen Steigung im Vorwärtstransferstrom zu verhindern.

Ausgangspunkt für die Bestimmung der expliziten Lösung ist die Beschreibung der Löcherladung nach Gleichung (4.22), die hier noch einmal dargestellt ist:

$$q_{pT} = 1 + \frac{q_{jci}}{VEF} + \frac{I_{tf}}{IQF} + \frac{I_{tr}}{IQR} + \frac{I_{tf}}{IQFH} w^2 + \frac{TFH}{IQFH} I_{tf}^2. \quad (4.65)$$

Ziel der Entwicklung des expliziten Ausdrucks ist, die normierte Löcherladung  $q_{pT}$  unabhängig von den Transferstromanteilen  $I_{tf}$  und  $I_{tr}$  zu bestimmen. Da  $I_{tf}$  und  $I_{tr}$  nach Gleichung (4.1) und Gleichung (4.2),

$$I_{tf} = \frac{IS \cdot \exp\left(\frac{U_{B'E'}}{U_{TMCF}}\right)}{q_{pT}} = \frac{I_{tfi}}{q_{pT}}, \quad (4.66)$$

$$I_{tr} = \frac{IS \cdot \exp\left(\frac{U_{B'C'}}{U_{TMCR}}\right)}{q_{pT}} = \frac{I_{tri}}{q_{pT}}, \quad (4.67)$$

über die normierte Löcherladung  $q_{pT}$  bestimmt werden, können  $q_{pT}$  und  $I_t$  in dieser Form nur iterativ gelöst werden. Weiterhin besteht auch in der Bestimmung der Injektionsweite  $w$  und der des Vorwärtstransferstroms  $I_{tf}$  eine Wechselwirkung. Denn  $w$  geht nach Gleichung (4.65) in die Berechnung von  $q_{pT}$  ein, über die nach Gleichung (4.66) der Transferstrom  $I_{tf}$  bestimmt wird. Im Gegenzug wird  $w$  nach Gl.(3.71) und Gl.(3.70), die hier zur Anschaulichkeit nochmal angeführt werden,

$$a = 1 - \frac{I_{ck}}{I_{tf}} \quad (4.68)$$

$$w = \frac{\sqrt{a^2 + AHC} + a}{\sqrt{1 + AHC} + 1} \quad (4.69)$$

über den Vorwärtstransferstrom  $I_{tf}$  bestimmt. Für eine transferstromunabhängige Berechnung von  $q_{pT}$ ,  $w$  und  $I_t$  ist es daher notwendig, sowohl für die normierte Löcherladung  $q_{pT}$  als auch für die Injektionsweite  $w$  einen transferstromunabhängigen Ausdruck zu entwickeln. Insgesamt steht man also einem Gleichungssystem bestehend aus Gleichung (4.65) bis Gleichung (4.69) mit den Unbekannten  $I_{tf}$ ,  $I_{tr}$ ,  $q_{pT}$ ,  $w$  und  $a$  gegenüber.

Im ersten Schritt werden Gleichung (4.66) und Gleichung (4.67) in Gleichung (4.65) eingesetzt, wodurch  $I_{tf}$  und  $I_{tr}$  eliminiert werden:

$$q_{pT} = 1 + \frac{q_{jci}}{VEF} + \frac{I_{tfi}}{q_{pT}IQF} + \frac{I_{tri}}{q_{pT}IQR} + \frac{I_{tf}}{q_{pT}IQFH} w^2(q_{pT}) + \frac{TFH}{IQFH} \frac{I_{tf}^2}{q_{pT}^2 I_{ck}}. \quad (4.70)$$

Durch Umformung führt dieses auf einen kubischen Zusammenhang für  $q_{pT}$ :

$$0 = q_{pT}^3 - q_j q_{pT}^2 - \frac{I_{tfi}}{IQF} q_{pT} - \frac{I_{tri}}{IQR} q_{pT} - \frac{I_{tfi} w(q_{pT})^2}{IQFH} q_{pT} - \frac{I_{tfi}^2}{I_{ck}} \frac{TFH}{IQFH}. \quad (4.71)$$

**Vereinfachung des Emitterterms** Die 3. Ordnung von Gleichung (4.71) ist durch die quadratische Abhängigkeit des Emitterterms  $\Delta q_{fh_e}$  vom Transferstrom  $I_{tf}$  begründet. Wie für die Lösung einer quadratischen Lösung gibt es auch für eine kubische Gleichung eine Lösungsformel. Jedoch besteht diese aus mehreren Schritten und ist deutlich schwerer zu handhaben. Deshalb wird eine Reduktion der kubischen Funktion auf eine quadratische Funktion vorgenommen. Um dieses zu erreichen wird die quadratische Abhängigkeit des Emitterterms vom Vorwärtstransferstrom  $I_{tf}$  auf eine lineare Abhängigkeit reduziert.

Für den Emitterterm gilt:

$$\Delta q_{fh_e} = \frac{TFH \cdot I_{tf}^2}{IQFH \cdot I_{ck}} = \frac{TFH}{IQFH} \frac{1}{I_{ck}} \frac{I_{t_{fi}}^2}{q_{pT}^2}. \quad (4.72)$$

Für den Fall, in dem nur der Emitterterm Einfluss auf die normierte Löcherladung hat, gilt nach Gleichung (4.48):

$$q_{pT}^* = \sqrt[3]{\frac{TFH}{IQFH} \frac{I_{t_{fi}}^2}{I_{ck}}}. \quad (4.73)$$

Unter Verwendung von Gleichung (4.73) wird die quadratische Abhängigkeit des Emitterterms von  $I_{tf}$  beziehungsweise von  $q_{pT}$  folgendermaßen auf eine lineare reduziert:

$$\Delta q_{fh_e} = \frac{TFH}{I_{ck} IQFH} \frac{I_{tf}^2}{q_{pT} q_{pT}^*} = \frac{TFH}{IQFH} \frac{1}{I_{ck}} \frac{I_{t_{fi}}^2}{q_{pT} \sqrt[3]{\frac{TFH}{IQFH} \frac{I_{t_{fi}}^2}{I_{ck}}}}. \quad (4.74)$$

Wird der vereinfachte Emitterterm nach Gleichung (4.74) in Gleichung (4.71) eingesetzt, ergibt sich eine quadratische Gleichung für  $q_{pT}$ :

$$0 = q_{pT}^2 - q_j q_{pT} - \frac{I_{t_{fi}}}{IQF} - \frac{I_{tri}}{IQR} - \frac{I_{t_{fi}}}{IQFH} w^2(q_{pT}) - \left( \frac{I_{t_{fi}}^2}{I_{ck}} \frac{TFH}{IQFH} \right)^{2/3}. \quad (4.75)$$

Für den Emitterterm wird weiterhin vorgeschlagen, den Quotienten  $\frac{IQFH}{TFH}$  durch den Modellparameter  $IQFE$  zu ersetzen, der eine vom Basis-Kollektor-Term unabhängige Anpassung des Emitterterms erlaubt.  $IQFE$  wird aus der Transitzeit  $TEF0$  wie folgt definiert:

$$\frac{IQFH}{TFH} = \frac{2THCS}{TEF0} \frac{Q_{p0}^*}{THCS} = \frac{2Q_{p0}^*}{TEF0} = IQFE. \quad (4.76)$$

Gleichung (4.75) ergibt sich daher insgesamt zu:

$$0 = q_{pT}^2 - q_j q_{pT} - \frac{I_{t_{fi}}}{IQF} - \frac{I_{tri}}{IQR} - \frac{I_{t_{fi}}}{IQFH} w^2(q_{pT}) - \left( \frac{I_{t_{fi}}^2}{IQFE I_{ck}} \right)^{2/3}. \quad (4.77)$$

Wird die quadratische Gleichung nach  $q_{pT}$  aufgelöst, führt dieses auf folgenden Zusammenhang für  $q_{pT}$ :

$$q_{pT} = \frac{q_j}{2} + \sqrt{\left( \frac{q_j}{2} \right)^2 + q_m} \quad (4.78)$$

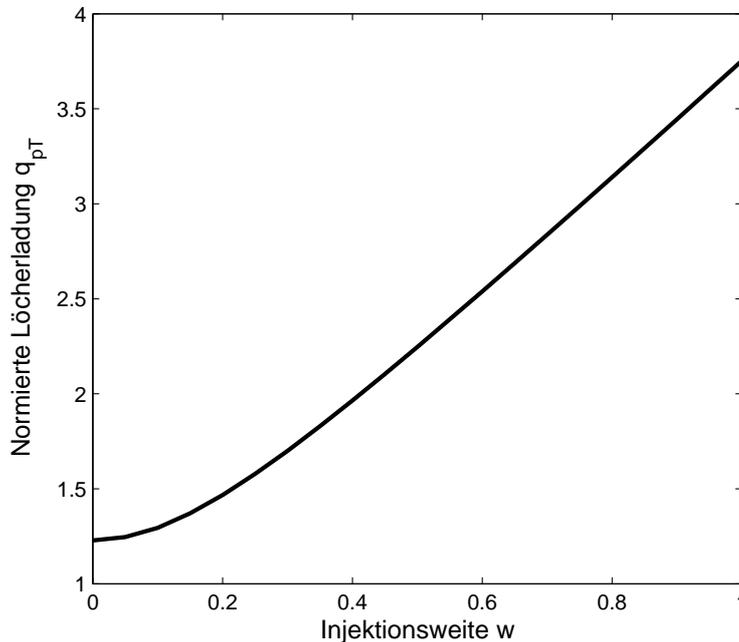
mit

$$q_m = \frac{I_{t_{fi}}}{IQF} + \frac{I_{tr}}{IQR} + \left( \frac{I_{t_{fi}}^2}{I_{ck}} \frac{1}{IQFE} \right)^{2/3} + \frac{I_{t_{fi}}}{IQFH} w^2. \quad (4.79)$$

Dieses Lösung ähnelt der Berechnung der Ladungen  $q_1$  und  $q_2$  nach Gleichung (3.12) und Gleichung (3.13) des SGP-Modells und der Berechnung von  $q_{pT,l}$  nach Gl. (4.27), Gl. (4.28) und Gl. (4.29) des bisherigen HICUM/L0-Modells mit dem Unterschied, dass  $q_m$  um die Hochstromterme erweitert ist.

Diese Lösung stellt aber nur eine transferstromunabhängige Beschreibung für  $q_{pT}$  dar, wenn auch für die Injektionsweite  $w$  eine transfersstromunabhängige Gleichung eingesetzt wird. Ansonsten besteht eine Wechselwirkung zwischen der Löcherladung  $q_{pT}$  und der Injektionsweite  $w$ . Deshalb wird im folgenden Abschnitt die Entwicklung eines expliziten und transferstromunabhängigen Ausdrucks für die Injektionsweite  $w$  vorgestellt.

**Entwicklung eines expliziten Ausdrucks für die Injektionsweite  $w$**  Nach Gleichung (4.77) stellt die normierte Löcherladung  $q_{pT}$  eine Funktion der Injektionsweite dar. Es gilt:  $q_{pT} = f(w)$ . Der Definitionsbereich von  $w$  liegt durch die Glättungsfunktion nach Gleichung (4.69) zwischen null und eins. Es gilt  $D = [0, 1]$ . Daraus folgt für den Wertebereich von  $q_{pT}(w)$ :  $W = [q_{pT}(0), q_{pT}(1)]$ . Der Verlauf dieser Funktion, unter Annahme eines konstanten idealen Transferstroms, ist für einen Beispiel-Modellparametersatz in Abbildung 4.5 dargestellt. Dieser Fall kann in der Ausgangskennlinie beobachtet werden, wenn es im



**Abbildung 4.5:** Verlauf von  $q_{pT}$  über  $w$  mit den Werten  $I_{tr}=0\text{A}$ ,  $I_{t_{fi}}=0,1\text{A}$ ,  $IQF=100\text{m}$ ,  $IQFH=20\text{m}$ ,  $IQR=100\text{m}$ ,  $IQFE=20\text{m}$

Bereich der Quasisättigung bei konstantem  $U_{BE}$  zu einer Verringerung des Kollektorstroms kommt. Denn durch die Verringerung von  $U_{CE}$ , wird  $I_{ck}$  verringert und  $w$  nimmt zu. Dieses führt zu einem Anstieg der normierten Löcherladung  $q_{pT}$ , woraus eine Abnahme

von  $I_{tf}$  resultiert.

Die normierte Löcherladung steigt abhängig von der Injektionsweite von  $q_{pT}(0)$  auf  $q_{pT}(1)$  an. Die Werte für  $q_{pT}$  an den Wertebereichsgrenzen können wie folgt gelöst werden.

Für  $q_{pT,l} = q_{pT}(0)$  ergibt sich für Gleichung (4.75):

$$0 = q_{pT,l}^2 - q_j q_{pT,l} - \frac{I_{tfi}}{IQF} - \frac{I_{tri}}{IQR} - \left( \frac{I_{tfi}^2}{I_{ck}} IQFE \right)^{2/3}. \quad (4.80)$$

Da Gleichung (4.80) nicht von  $w$  abhängt, und dadurch keine Wechselwirkung mit  $q_{pT}$  aufweist ist, kann sie eindeutig nach  $q_{pT,l}$  aufgelöst werden:

$$q_{pT,l} = \frac{q_j}{2} + \sqrt{\left(\frac{q_j}{2}\right)^2 + q_{m,l}}, \quad (4.81)$$

mit

$$q_{m,l} = \frac{I_{tfi}}{IQF} + \frac{I_{tri}}{IQR} + \left( \frac{I_{tfi}^2}{I_{ck}} \frac{1}{IQFE} \right)^{2/3}. \quad (4.82)$$

Analog wird Gleichung (4.75) für den Fall  $q_{pT,h} = q_{pT}(1)$  aufgelöst, und ergibt:

$$q_{pT,h} = \frac{q_j}{2} + \sqrt{\left(\frac{q_j}{2}\right)^2 + q_{m,h}}, \quad (4.83)$$

mit

$$q_{m,h} = \frac{I_{tfi}}{IQF} + \frac{I_{tri}}{IQR} + \left( \frac{I_{tfi}^2}{I_{ck}} \frac{1}{IQFE} \right)^{2/3} + \frac{I_{tfi}}{IQFH}. \quad (4.84)$$

Vereinfacht wird angenommen, dass  $q_{pT}$  linear abhängig von  $w$  ansteigt, so dass geschrieben werden kann:

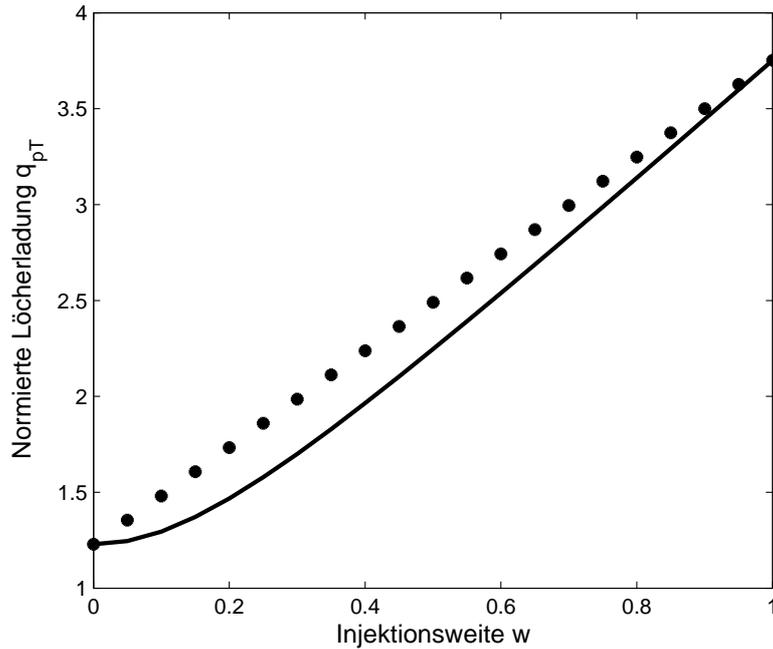
$$q_{pT} = q_{pT,l}(1 - w) + q_{pT,h}w = q_{pT,l} + (q_{pT,h} - q_{pT,l})w. \quad (4.85)$$

Gleichung (4.85) ist in Abbildung 4.6, dem Verlauf von  $q_{pT}$  nach Gleichung (4.78) gegenübergestellt ist. Für kleine Werte von  $w$  kommt es zu einer Überschätzung von  $q_{pT}$ , weil der Einfluss der Injektionsweite  $w$  für kleine Werte aber wiederum gering ist, relativiert sich diese Abweichung. Insgesamt ermöglicht die Annahme nach Gleichung (4.85) überhaupt, den Zusammenhang  $q_{pT}(w)$  so auflösen, dass sich eine einfache, vom Transferstrom unabhängige Beziehung für die Injektionsweite  $w$  ergibt. Verwendet man einen quadratischen Zusammenhang oder den Zusammenhang nach Gleichung (4.78), wird die Bestimmung eines transferstromunabhängigen Ausdrucks für die Injektionsweite  $w$  sehr kompliziert.

Löst man Gleichung (4.85) nach  $w$  auf, ergibt sich:

$$w = \frac{q_{pT} - q_{pT,l}}{q_{pT,h} - q_{pT,l}}. \quad (4.86)$$

Wie zu erkennen ist  $w$  nun durch einen sehr einfachen Zusammenhang mit  $q_{pT}$  verknüpft. Um  $q_{pT}$  in Gleichung (4.86) zu substituieren, wird in der Berechnung der unbeschränkten Injektionsweite  $a$  nach Gleichung (4.68)  $I_{tf}$  durch Gleichung (4.66) ersetzt und  $a$  anschließend nach  $q_{pT}$  aufgelöst:



**Abbildung 4.6:** Verlauf von  $q_{pT}$  über  $w$  für die Werte  $I_{tr} = 0 A$ ,  $I_{tfi} = 0,1 A$ ,  $IQF = 100 m$ ,  $IQFH = 20 m$ ,  $IQR = 100 m$ ,  $IQFE = 20 m$  und lineare Näherung nach Gleichung (4.85)

$$q_{pT} = (1 - a) \frac{I_{tfi}}{I_{ck}}. \quad (4.87)$$

Dieser Ausdruck für  $q_{pT}$  wird in Gleichung (4.86) eingesetzt:

$$w = \frac{(1 - a) \frac{I_{tfi}}{I_{ck}} - q_{pT,l}}{q_{pT,h} - q_{pT,l}}. \quad (4.88)$$

Um Gleichung (4.88) auflösen zu können, wird die Beschränkung und Glättung der Injektionsweite zunächst vernachlässigt, so dass gilt  $w = a$  und führt zu:

$$a = \frac{(1 - a) \frac{I_{tfi}}{I_{ck}} - q_{pT,l}}{q_{pT,h} - q_{pT,l}}. \quad (4.89)$$

Nach aufgelöst  $a$ , ergibt sich daraus:

$$a = \frac{1 - \frac{I_{ck}}{I_{tfi}} q_{pT,l}}{1 + (q_{pT,h} - q_{pT,l}) \frac{I_{ck}}{I_{tfi}}}. \quad (4.90)$$

Die Injektionsweite  $a$ , wird wie folgt zwischen null und eins beschränkt:

$$w = \frac{\sqrt{a^2 + 0,01} + a}{\sqrt{1 + 0,01} + 1}. \quad (4.91)$$

Im Gegensatz zur bisherigen Beschränkung, wird als Glättungsfaktor nicht der Modellparameter  $AHC$  verwendet, sondern der konstante Wert 0,01. Der Wert 0,01 ist ein typischer Wert, um den harten Übergang, der sich bei  $AHC = 0$  ergibt und zu Konvergenzproblemen führen kann, ausreichend zu glätten [42].

Weiterhin ist der Ansatz für die Berechnung von  $a$  nach Gleichung (4.86) stark vereinfacht und kann durch die Verwendung eines Faktors wie  $AHQ$  verbessert werden.

$$a = \frac{1 - \frac{I_{ck}}{I_{tfi}(1+AHQ)} q_{pT,l}}{1 + (q_{pT,h} - q_{pT,l}) \frac{I_{ck}}{I_{tfi}(1+AHQ)}} \quad (4.92)$$

Dieser ermöglicht den kritischen Strom  $I_{ck}$ , welcher als einziger Parameter weiterhin aus dem dynamischen Verhalten berechnet wird, etwas zu variieren und somit mehr Flexibilität für die Anpassung der Quasisättigung zu erreichen. Der Modellparameter  $AHC$  wird dazu nicht verwendet, da dieser zur Anpassung der Quasisättigung und des Kollektorstroms im Hochstrombereich keine zusätzlichen Vorteile liefert, sondern einen ähnlichen Einfluss zeigt wie der Modellparameter  $IQFH$ .

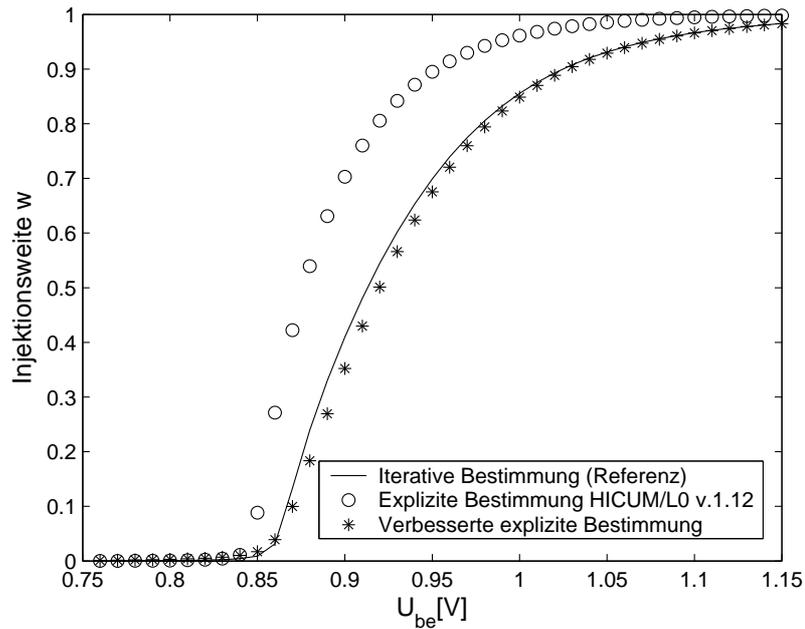
Anzumerken ist aber, dass sich diese Berechnung von  $w$  nach Gleichung (4.91) und Gleichung (4.92) nur auf das statische Verhalten bezieht. Im dynamischen Verhalten wird  $w$  weiterhin nach Gleichung (4.68) und Gleichung (4.69) bestimmt. Grund hierfür ist, dass der Glättungsmodellparameter  $AHC$  für die Anpassung der Steilheit des  $f_T$ -Abfalls benötigt wird und mehr Flexibilität in der Anpassung des DC- und AC-Verhaltens durch die Verwendung verschiedener Modellparameter erreicht werden soll.

Wendet man diesen expliziten Ausdruck für  $w$  für die Berechnung von  $q_{pT}$  nach Gleichung (4.78) an, ist dadurch auch  $q_{pT}$  transferstromunabhängig bestimmt.

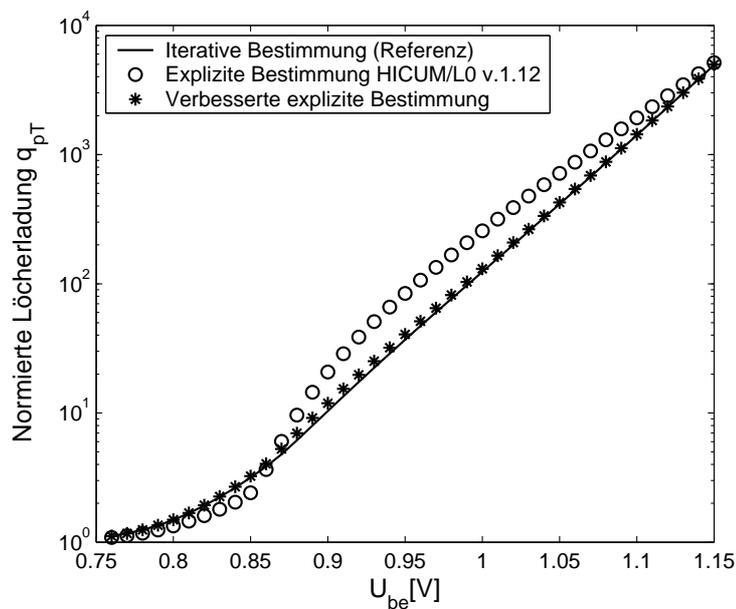
**Vergleich mit iterativer Lösung** Um die Qualität des expliziten Ausdrucks für die Injektionsweite nach Gleichung (4.91) und die normierte Löcherladung  $q_{pT}$  nach Gleichung (4.78) zu überprüfen, werden zum Vergleich  $w$ ,  $I_{tf}$  und  $q_{pT}$  aus Gl.(4.65) und Gl.(4.66), Gl.(4.67), Gl.(4.69) iterativ gelöst. Auch die bisherige Lösung des HICUM/L0-Modells wird dem neuentwickelten expliziten Ausdruck gegenüber gestellt.

Anschließend wird entsprechend zu Abschnitt 4.2.1 für die neuentwickelten Gleichungen (4.78) und (4.91) der Einfluss der einzelnen Modellterme auf den Transferstrom  $I_{tf}$  untersucht, und somit überprüft, ob sich diesmal dasselbe Verhalten wie nach Gleichung (4.33) ergibt.

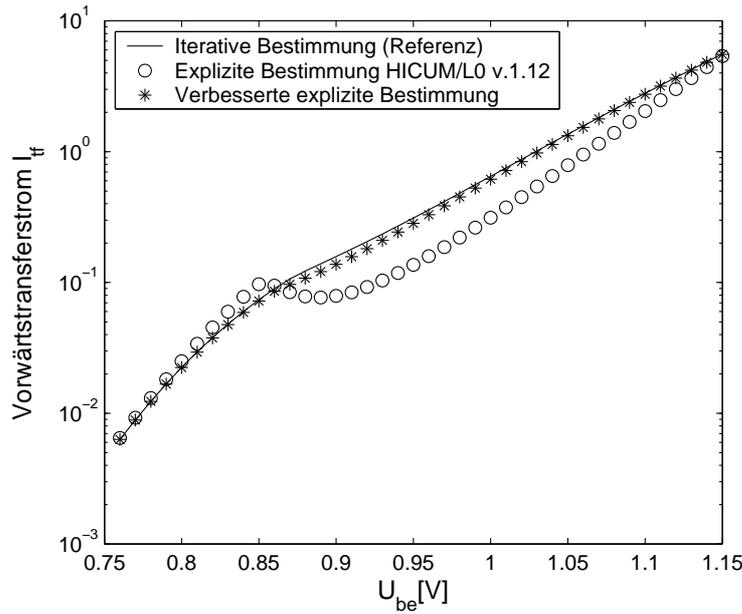
Für einen Beispiel-Modellparametersatz werden die Injektionsweite  $w$ , die Löcherladung  $q_{pT}$  und der Vorwärtstransferstrom  $I_{tf}$  iterativ, unter Verwendung des expliziten Ausdrucks nach Gleichung (4.31) und unter Verwendung des verbesserten expliziten Ausdrucks nach Gleichung (4.78) gelöst. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.7, 4.8 und 4.9 dargestellt.



**Abbildung 4.7:** Injektionsweite  $w$  berechnet iterativ, nach der expliziten Lösung des HICUM/L0 und der verbesserten expliziten Lösung bei  $IS=1f$ ,  $IQF=100m$ ,  $IQFH=10m$ ,  $IQR=300m$ ,  $IQFE=80m$ ,  $I_{ck}=90m$ ,  $AHC=0,01$ .



**Abbildung 4.8:** Normierte Löcherladung  $q_{pT}$  berechnet iterativ, nach der expliziten Lösung des HICUM/L0 und der verbesserten expliziten Lösung bei  $IS=1f$ ,  $IQF=100m$ ,  $IQFH=10m$ ,  $IQR=300m$ ,  $IQFE=80m$ ,  $I_{ck}=90m$ ,  $AHC=0,01$ .



**Abbildung 4.9:** Vorwärtstransferstrom  $I_{tf}$  berechnet iterativ, nach der expliziten Lösung des HICUM/L0 und der verbesserten expliziten Lösung bei  $IS=1f$ ,  $IQF=100m$ ,  $IQFH=10m$ ,  $IQR=300m$ ,  $IQFE=80m$ ,  $I_{ck}=90m$ ,  $AHC=0,01$ .

Wie zu erkennen, gibt es eine sehr gute Übereinstimmung zwischen der iterativen Lösung und der neu entwickelten expliziten Beziehung. Zur momentanen Lösung des HICUM/L0-Modells gibt es deutliche Abweichungen, die durch die nicht richtige Verwendung des Niedrigtransferstroms  $I_{tfl}$  für die Berechnung von  $q_{pT}$  begründet sind und welche zum Auftreten einer negativen Steigung führen kann, wie in Abbildung 4.9 zu erkennen. Eine ausführliche Beschreibung der Problematik, ist in Abschnitt 4.2.1 dargestellt.

Als weitere Überprüfung des neuentwickelten expliziten Ausdrucks für  $q_{pT}$  nach Gleichung (4.78) soll entsprechend zur Untersuchung nach Abschnitt 4.2.1 auch für den neuentwickelten Ausdruck der Einfluss der einzelnen Terme von  $q_{pT}$  auf  $I_{tf}$  berechnet werden. Betrachtet man Gleichung (4.78) und nimmt an, dass  $q_j$  keinen Einfluss auf das Verhalten im Hochstrombereich hat, ergibt sich für  $q_{pT}$  im Vorwärtsbetrieb:

$$q_{pT} = \sqrt{\frac{I_{tfi}}{IQF} + \left(\frac{I_{tfi}^2}{I_{ck}} \frac{1}{IQFE}\right)^{2/3} + \frac{I_{tfi}}{IQFH} w^2}. \quad (4.93)$$

Um den Einfluss von  $q_{pT,l}$  auf  $I_{tf}$  zu bestimmen, wird zunächst angenommen  $\Delta q_{fh}=0$ , daraus folgt für  $q_{pT}$  und  $I_{tf}$ :

$$q_{pT} = \sqrt{\frac{I_{tfi}}{IQF}}, \quad (4.94)$$

$$I_{tf} = \sqrt{I_{tfi} IQF}. \quad (4.95)$$

Diese entsprechen Gleichung (4.50) und Gleichung (4.51).

Wird hingegen angenommen, dass nur der Basis-Kollektor-Term  $\Delta q_{fh_{cb}}$  wirksam ist, gilt:

$$q_{pT} = \sqrt{\frac{I_{tfi}}{IQFH}} w^2. \quad (4.96)$$

Für den Fall  $I_{tf} \ll I_{ck}$  ergibt sich  $w = 0$  und erwartungsgemäß kein Einfluss von  $\Delta q_{fh_{cb}}$ . Für  $I_{tf} \gg I_{ck}$  gilt:

$$q_{pT} = \sqrt{\frac{I_{tfi}}{IQFH}}, \quad (4.97)$$

und führt auf den Transferstrom:

$$I_{tf} = \sqrt{I_{tfi} IQFH}, \quad (4.98)$$

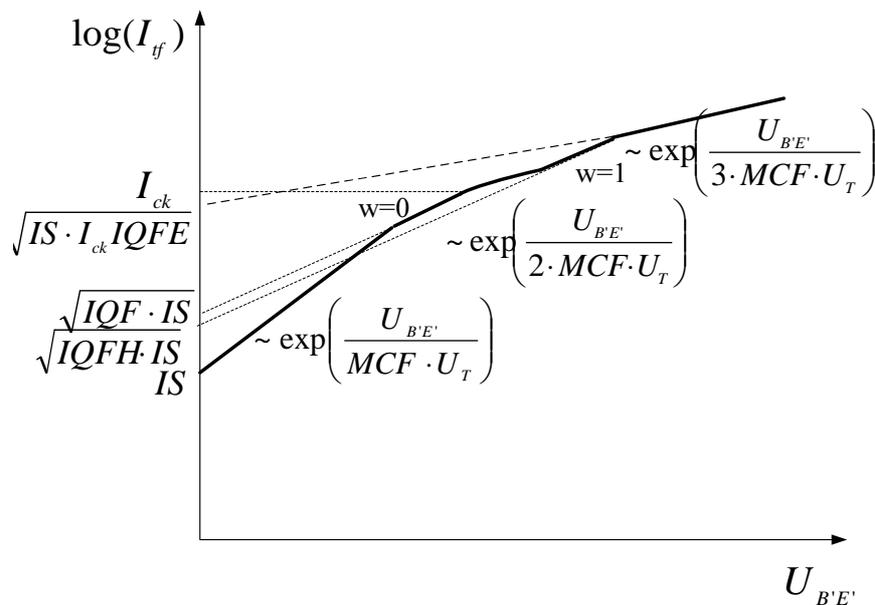
welches Gleichung (4.43) und Gleichung (4.45) entspricht.

Wird nur der Einfluss des Emittenterms  $\Delta q_{fh_e}$  betrachtet, gilt:

$$q_{pT} = \sqrt{\left(\frac{I_{tfi}^2}{I_{ck}} \frac{1}{IQFE}\right)^{2/3}} = \sqrt[3]{\frac{I_{tfi}^2}{I_{ck}} \frac{1}{IQFE}}, \quad (4.99)$$

$$I_{tf} = \sqrt[3]{I_{tfi} IQFE I_{ck}}. \quad (4.100)$$

Auch diese Gleichungen für  $I_{tf}$  und  $q_{pT}$  entsprechen trotz der Vereinfachung des Emittenterms den Ergebnissen nach Gleichung (4.48) und Gleichung (4.49), die nach Gleichung (4.33) ermittelt wurden.



**Abbildung 4.10:** Einfluss der Ladung  $q_{pT}$  auf den Vorwärtstransferstrom  $I_{tf}$  berechnet mit den neuentwickelten Gleichungen für  $q_{pT}$  und  $w$

Insgesamt ergibt sich daher der in Abbildung 4.10 dargestellte Verlauf. Dieser entspricht dem Verlauf nach Abbildung 4.4, der aus Gleichung (4.33) ermittelt wurde. Diese zeigt, dass die neuentwickelte Gleichung (4.78) für  $q_{pT}$  das Verhalten der normierten Löcherladung über dem Transferstrom korrekt beschreibt.

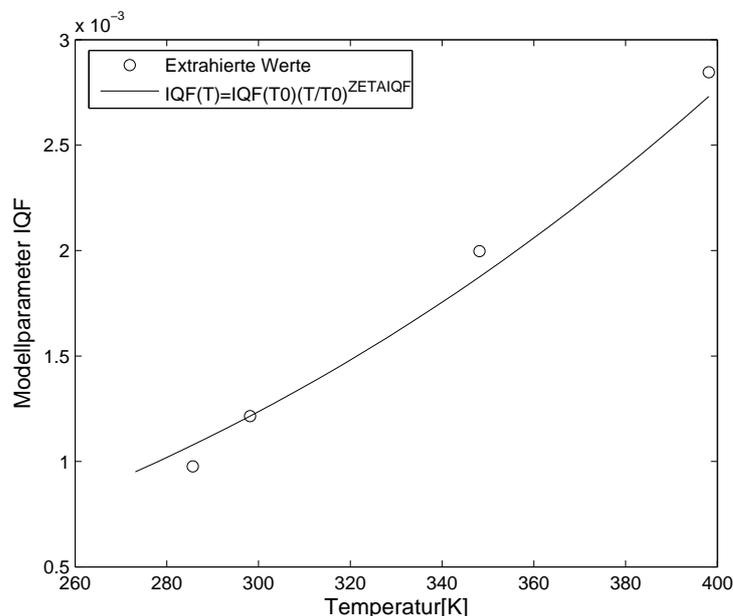
### 4.2.2 Temperaturverhalten

Wie in Abschnitt 4.1.3 erwähnt, wird die Temperaturabhängigkeit der neueingeführten Modellparameter  $IQF$ ,  $IQFH$  und  $TFH(IQFE)$  im HICUM/L0 nicht beachtet, obwohl diese aus den Modellparametern des dynamischen Verhaltens  $T0$ ,  $THCS$  und  $TEF0$  und der normierten Löcherladung  $Q_{p0}$  resultieren, welche im HICUM/L2 temperaturabhängig beschrieben werden.

Deswegen wird durch die Anpassung eines Transistors bei verschiedenen Temperaturen, die Temperaturabhängigkeit der Modellparameter  $IQF$ ,  $IQFH$  und  $IQFE$  geprüft. Auf die Modellparameter  $IQFH$  und  $IQFE$  zeigt die Temperatur keine signifikanten Einfluss. Für den Modellparameter  $IQF$  wird mit steigender Temperatur eine steigender Wert für  $IQF$  extrahiert. In Anlehnung an das VBIC-Modell, wird die Temperaturabhängigkeit von  $IQF$  folgendermaßen beschrieben,

$$IQF(T) = IQF(T_0) \left( \frac{T}{T_0} \right)^{ZETAIQF} \tag{4.101}$$

mit  $ZETAIQF$  als neueingeführten Modellparameter.



**Abbildung 4.11:** Extrahierte Werte für  $IQF$  über der Temperatur und Anpassung mit Gleichung 4.101 mit  $ZETAIQF = 2.8$

In Abbildung 4.11 wird dargestellt, wie die einzeln extrahierten Werte für  $IQF$  mit Gleichung (4.101) angepasst werden können.

### 4.2.3 Rückwärts-Early-Effekt

Im HICUM/L0-Modell wird der Rückwärts-Early-Effekt durch Normierung der Löcherladung auf die Ladung  $Q_{p0}^* = Q_{p0} + h_{jei}Q_{jei,op}$  statt auf die Ladung  $Q_{p0}$  eliminiert. Stattdessen wird der Einfluss der Sperrschichtkapazität  $Q_{jei}$  auf den Transferstrom  $I_t$  im Vorwärts-Emissionskoeffizienten:

$$MCF = 1 + \frac{h_{jei}C_{jei,op}U_T}{Q_{p0}^*} \quad (4.102)$$

und in der Definition der Modellparameter  $IS, IQF, IQR, VEF, IQFH$  und  $TFH$  berücksichtigt. Für  $IS$  gilt beispielsweise:

$$IS = \frac{C_{10}}{Q_{p0}^*} = \frac{C_{10}}{Q_{p0} + h_{jei}Q_{jei,op}}. \quad (4.103)$$

Begründet wird dieses mit der Redundanz, die ansonsten zwischen der Rückwärts-Early-Spannung  $VER$  und dem Emissionskoeffizienten  $MCF$  bei der Anpassung der Steigung des Kollektorstroms  $I_c$  und der resultierenden Stromverstärkung bestehen würde, wie es im SGP-Modell für die Modellparameter  $VAR$  und  $NF$  der Fall ist.

Wie in [57] dargestellt, können aber mit dem Modellparameter  $MCF$  nicht dieselben Modellierungsergebnisse erreicht werden, wie bei der Verwendung der Rückwärts-Early-Spannung im Vergleich zum SGP-Modell. Es wird angeführt, dass die Genauigkeit von  $MCF$  deutlich geringer ist, als die von  $VER$ . Weiterhin führt die Verwendung von  $MCF$  in der Anpassung der Ausgangskennlinie zu einem Versatz des Schnittpunkts vom Kollektorstrom mit der  $U_c$ -Spannungssachse, der nur durch  $MCF = MCR$  behoben werden kann.

Deshalb stellt sich die Frage, ob  $MCF$  und  $VER$  wirklich gegenseitig ersetzbar sind. Hierzu wird zunächst die Redundanz betrachtet, die sich ergibt, wenn beide Modellparameter verwendet werden, wie es beispielweise im SGP-Modell der Fall ist. Stehen sowohl der Emissionskoeffizient  $MCF$  als auch der Rückwärts-Early-Effekt im Modell zur Verfügung, ergibt sich im Fall  $MCF = MCR = 1$  und  $VER \gg U_{BE}$  aus dem Einfluss der Rückwärts-Early-Spannung  $VER$  ein zusätzlicher Emissionskoeffizient[52]:

$$MCF_{VER} \approx 1 + \frac{U_T}{VER}. \quad (4.104)$$

Dieses bedeutet, dass der Rückwärts-Early-Effekt in einem bestimmten Bereich den selben Einfluss auf den Kollektorstrom  $I_c$  zeigt, wie der Emissionskoeffizient  $MCF$ , falls er verwendet würde, zeigen würde. Der Umkehrschluss, dass der Early-Effekt  $VER$  über den ganzen Arbeitsbereich durch den Emissionskoeffizienten ersetzt werden kann, lässt dieses aber nicht zu. Hinzu kommt, dass auch die gemachte Annahme  $VEF \gg U_{BE}$  bei modernen Bipolartransistoren und insbesondere bei SiGeHBT's nicht als gegeben angesehen werden kann.

Werden die Herleitungen von  $VER$  und  $MCF$  verglichen, wird deutlich, dass die Parameter physikalisch nicht gleichzusetzen sind. Die Definition des Rückwärts-Early-Effekts berechnet sich aus der GICCR und wird dabei aus der BE-Sperrschichtladung hergeleitet. Die Emissionsfaktoren hingegen werden eingeführt um eine Abweichung des idealen Verlaufs des Transferstroms von der Steigung 1 zu ermöglichen. Es handelt sich also vielmehr um Anpassungsparameter, die keinen direkten Zusammenhang zu physikalischen Parametern

aufweisen.

Im HICUM/L0-Modell wird jedoch angenommen, dass in  $MCF$  und den Modellparametern, die aus der GICCR hergeleitet werden, auch die Wirkung der BE-Sperrschichtladung auf den Transferstrom beinhaltet ist.

Obwohl gilt:

$$IS = \frac{C_{10}}{Q_{p0}^*} \neq \frac{C_{10}}{Q_{p0}}, \quad (4.105)$$

wird bei der Extraktion kein Unterschied zwischen  $IS$  und  $IS^*$  gemacht. Dieses heißt, dass der Einfluss von  $Q_{jei}$  gar nicht berücksichtigt werden kann und im Prinzip gilt  $Q_{jei} = 0$ , welches  $VER = \infty$  entspricht. Der Einfluss des BE-Sperrschichtladungsanteils wird also vollständig vernachlässigt.  $MCF$  ermöglicht eine von eins abweichende Steigung des idealen Transferstrom im halblogarithmischen Maßstab, beinhaltet aber nicht die Wirkung von  $Q_{jei}$ . Der Rückwärts-Early-Effekt  $VER$  ist also nicht durch den Emissionskoeffizienten  $MCF$  ersetzbar. Will man die Redundanz zwischen  $VER$  und  $MCF$  aufheben, ist dieses nur durch Weglassen von  $MCF$ , wie es im MEXTRAM-Modell der Fall ist, zu erreichen.

Ein weiterer Grund, der für das Weglassen von  $VER$  in [11] genannt wurde, ist, dass in die Berechnung von GICCR nur der innere Sperrschichtladungsanteil  $Q_{jei}$  eingehen sollte, der aber im HICUM/L0-Modell aufgrund der Zusammenfassung der Basisknoten nicht verfügbar ist. Wollte man dieses Problem lösen, wäre die Aufteilung der BE-Sperrschichtladung und die Einführung einer externen BE-Sperrschichtkapazität notwendig, wie es im VBIC-, HICUM- und MEXTRAM-Modell der Fall ist. Da aber gerade bei einer Einzeltransistorextraktion, für die das HICUM/L0-Modell entwickelt wurde, die Schwierigkeit besteht, diese Aufteilung aus den Messdaten zu bestimmen, ist es vorzuziehen einen leicht überschätzten Rückwärts-Early-Effekt zu verwenden als diesen vollständig wegzulassen. Der Modellparameter zur Berechnung des Early-Effekts  $VER$  ergibt sich aus der Normierung der BE-Sperrschichtladung  $Q_{je}$  auf die Löcherladung  $Q_{p0}$  entsprechend zur Definition von  $VEF$  zu:

$$\frac{h_{jei}Q_{je}}{Q_{p0}} = \frac{q_{je}}{VER}. \quad (4.106)$$

Daraus folgt die Definition der Rückwärts-Early-Spannung zu:

$$VER = \frac{Q_{p0}}{h_{jei}C_{je}}. \quad (4.107)$$

Die Einführung von  $VER$  hat weiterhin zur Folge, dass die Modellparameter  $IS$ ,  $VEF$ ,  $IQF$ ,  $IQR$ , sowie  $IQFH$  und  $TFH$  beziehungsweise  $IQFE$  in ihrer Definition auf  $Q_{p0}$  normiert werden, was im Vergleich zum SGP-Modell und VBIC kongruent ist.

Auch der Ladungsanteil  $q_j$  der normierten Löcherladung wird durch den Rückwärts-Early-Spannung-Term erweitert.

$$q_j = 1 + \frac{q_{jci}}{VEF} + \frac{q_{je}}{VER} \quad (4.108)$$

Nun stellt sich die Frage, ob zum Aufheben der Redundanz stattdessen  $MCF$  weggelassen werden kann. Bei SiGe-HBT's zeigt sich jedoch, dass es nicht ausreichend ist nur den Rückwärts-Early-Effekt  $VER$  zur Anpassung zu verwenden. Bei den untersuchten Transistoren, führt dieses auf einen Rückwärts-Early-Effekt  $VER < 1$ . Begründet ist dieser

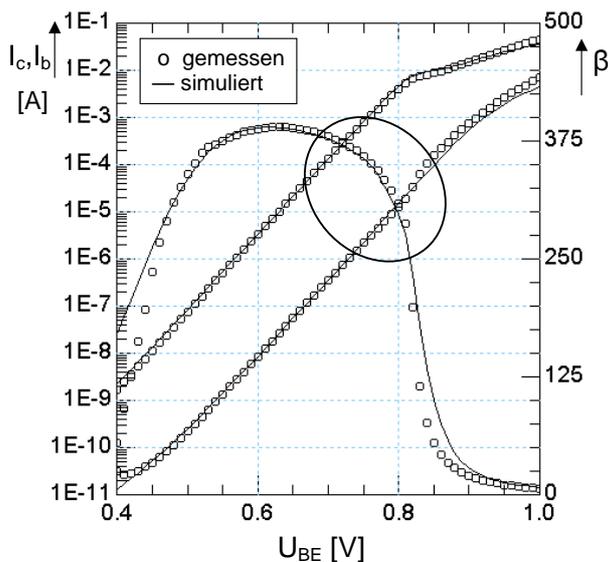
geringe Wert für den Early-Effekt durch die Bandabstandlücke  $\Delta E_g$ , die sich bei Si-HBT zwischen der emitter- und kollektorseitigen Basisgrenze ergibt.

Im MEXTRAM-Modell kann dieses Verhalten durch eine spezielle Beziehung für  $q_j$  beachtet und mit dem Modellparameter  $DEG$  modelliert werden.

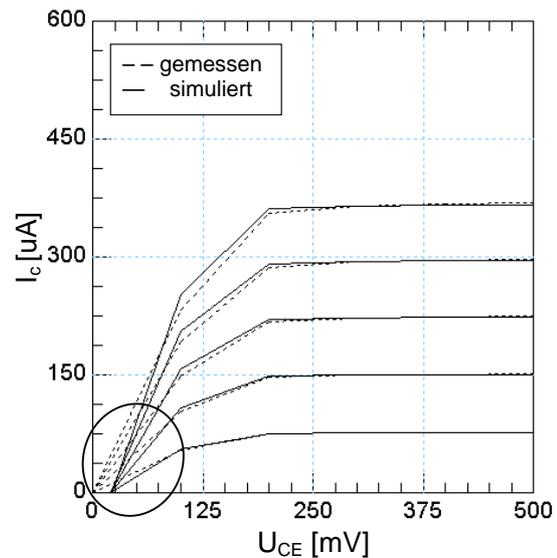
Um die Einfachheit des HICUM/L0-Modells beizubehalten, wird aber vorgeschlagen, die Flexibilität durch die Verwendung der beiden Modellparameter  $MCF$  und  $VER$  zu erreichen.

In Abbildung 4.14 und Abbildung 4.15 sind die Modellierungsergebnisse für den Vorwärts-Gummelplot und die Ausgangskennlinie dargestellt, welche mit dem bisherigen HICUM/L0-Modell erreicht werden. Wie zu erkennen kann die Steigung des Kollektorstroms und das fallende Dach des  $\beta$ -Verlaufs auch mit dem Modellparameter  $MCF$  gut angepasst werden, führt aber zu einem recht hohen Wert von  $MCF=1,06$ , der zu einer simulierten Offset-Spannung in der Ausgangskennlinie führt (Abbildung 4.15), wenn nicht  $MCR = MCF$  gilt.

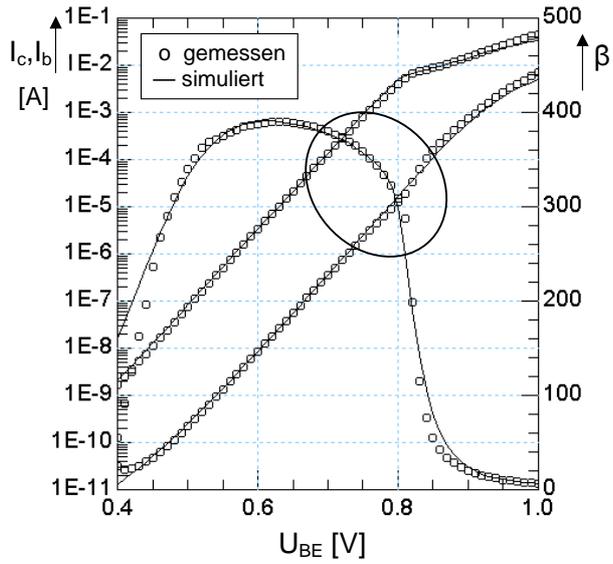
Wird zur Anpassung jedoch die Rückwärts-Early-Spannung  $VER$ , die im weiterentwickelten HICUM/L0-Modell enthalten ist, verwendet, ist ein geringerer Wert von  $MCF=1,03$  notwendig, der auch für  $MCR$  sinnvoll ist und verhindert die Offset-Spannung in der Ausgangskennlinie.



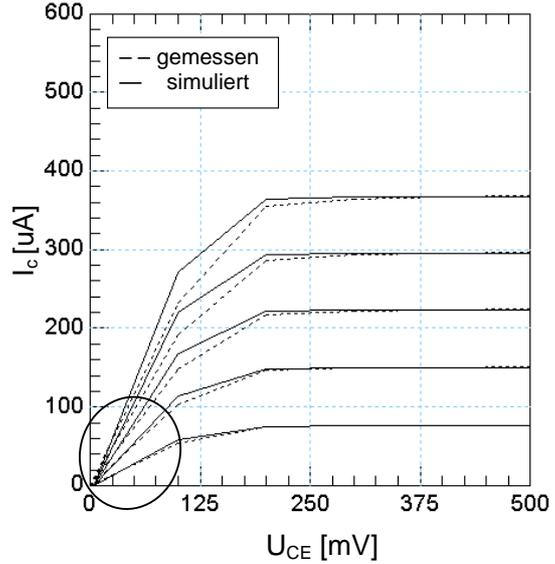
**Abbildung 4.12:** Vorwärts-Gummelplot,  $U_{BC}=0V$   
angepasst mit dem HICUM/L0 v.1.12



**Abbildung 4.13:** Vorwärts-Ausgangskennlinie  
 $I_b=0,2\mu A; 0,4\mu A; 0,6\mu A; 0,8\mu A; 1,0\mu A$   
angepasst mit dem HICUM/L0 v.1.12



**Abbildung 4.14:** Vorwärts-Gummelplot,  $U_{BC}=0V$   
angepasst mit dem weiterentw. HICUM/L0



**Abbildung 4.15:** Vorwärts-Ausgangskennlinie  
 $I_b=0,2\mu A; 0,4\mu A; 0,6\mu A; 0,8\mu A; 1,0\mu A$   
angepasst mit dem weiterentw. HICUM/L0

---

## 5 Parameterextraktion

Ziel der Parameterextraktion ist, die Modellparameter der Kompaktmodelle so zu bestimmen, dass der Verlauf der Messungen eines Transistors innerhalb des Gültigkeitsbereichs des Modells mit dem Verlauf der Simulation übereinstimmt. Um die Qualität des Modells auch außerhalb der gemessenen Kennlinien garantieren zu können, ist es wichtig, dass die Modellparameter dabei ihre physikalische Bedeutung beibehalten.

Da ein Bipolar-Kompaktmodell eine Vielzahl von Modellparametern enthält, ist es nicht ohne weiteres möglich, die Werte der Modellparameter eindeutig und getrennt voneinander aus den Kennlinien des Transistors zu bestimmen. Deshalb ist es notwendig eine geeignete Extraktionsstrategie zu entwickeln. Eine Extraktionsstrategie beinhaltet dabei die Auswahl und Entwicklung von Messmethoden, die Entwicklung von Extraktionsmethoden und die geeignete Wahl einer Extraktionsreihenfolge mit dem Ziel die Modellparameter möglichst genau und unabhängig voneinander zu bestimmen. Ziel der Extraktionsstrategie sollte es weiterhin sein, die Anzahl der zusätzlichen Teststrukturen so gering wie möglich zu halten, um einen erhöhten Layout- und Messaufwand zu vermeiden.

Bei der Verwendung von Kompaktmodellen mit einfachen Ersatzschaltbildern ist es möglich, das Transistormodell anhand der charakteristischen Kennlinien einer einzelnen Transistorstruktur des zu modellierenden Transistors zu ermitteln. Werden die Modellparameter höherwertiger oder geometrisch skalierbarer Modelle bestimmt, ist eine eindeutige Anpassung nur möglich, wenn Transistoren unterschiedlicher Geometrie gleichzeitig betrachtet werden.

### 5.1 Extraktionsstrategie des HICUM/L0-Modells

Beim HICUM/L0-Modell handelt es sich um eine vereinfachte Version des HICUM/L2-Modells. Bei der Extraktion des HICUM/L2-Modells, welches ein physikalisch basiertes und vollständig skalierbares Modell ist, ist es notwendig, mehrere Transistoren unterschiedlicher Geometrie gleichzeitig zu betrachten. Weiterhin kann aufgrund der Verkopplung des statischen und des dynamischen Verhaltens die Extraktion nur iterativ erfolgen. Da diese beiden Punkte den Extraktionsaufwand deutlich erhöhen, ist das HICUM/L2-Modell nicht für Einzeltransistorextraktionen und die Durchführung kurzfristiger Modellierungsaufgaben geeignet und konnte sich deshalb in der breiten Anwendung nicht gegen das SGP-Modell durchsetzen.

Um die HICUM-Gleichungen auch für diese Anwendungen verfügbar zu machen, wurde das HICUM/L0-Modell entwickelt, welches die bessere Transitzeitbeschreibung der HICUM-Gleichungen mit einem zum SGP-Modell vergleichbar einfachen Ersatzschaltbild kombiniert. Durch die in dieser Arbeit entwickelten Modellgleichungen kann weiterhin die Beschreibung des statischen Hochstrombereichs im HICUM/L0 ohne zusätzliche Ersatzschaltbildelemente deutlich verbessert werden.

Die im Folgenden vorgestellte Extraktionsstrategie bezieht sich auf das in dieser Arbeit

weiterentwickelte HICUM/L0-Modell, wobei sie sich nur in wenigen Schritten von der Strategie des nicht-weiterentwickelten HICUM/L0-Modells unterscheidet. Die Strategie beruht dabei auf die in [12],[58] und [59] dargestellten Extraktionsvorgehensweisen, die für das HICUM/L2- und HICUM/L0-Modell entwickelt worden sind. Weiterhin können aufgrund der Einfachheit des HICUM/L0-Modells viele Extraktionsschritte aus dem weitverbreiteten SGP-Modell übernommen werden, die in [41], [60] erläutert sind.

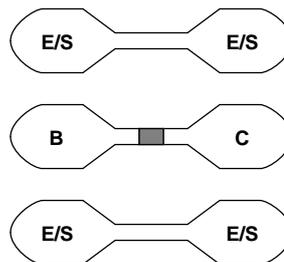
Ziel der hier vorgestellten Extraktionsstrategie ist es mit möglichst geringem Aufwand eine möglichst gute Anpassung der Modellparameter zu erreichen. Daher wird auf die Verwendung spezieller Teststrukturen verzichtet, wodurch nicht nur der Messaufwand reduziert wird, sondern sich auch der Aufwand beim Entwurf, Layouten und Erstellen eines Testchips deutlich verringert. Diese Extraktionsstrategie ermöglicht es sogar ohne das Vorhandensein spezieller Testchips anhand einer einzigen Transistorstruktur Modellparameterwerte zu bestimmen.

### 5.1.1 Messungen

Für die Modellierung von integrierten Transistoren werden die benötigten Messungen direkt auf der Siliziumscheibe (on-Wafer) durchgeführt. Hierzu werden spezielle Teststrukturen verwendet, bei denen die Transistoren mit den für die Messungen benötigten Anschluss pads versehen sind. In der Regel befinden sich dabei DC-, CV- und AC-Strukturen verschiedener Transistorgrößen auf einem Testchip.

Um konsistente Messdaten für das statische und dynamische Verhalten zu erhalten und um den Messaufwand gering zu halten, werden die DC- und CV-Strukturen bei der in dieser Arbeit entwickelten Extraktionsstrategie nicht verwendet, sondern alle Messungen werden an der in Abbildung 5.1 dargestellten Ground-Signal-Ground(GSG)-Struktur mithilfe von HF-Spitzen durchgeführt.

An den beiden Signalpads befinden sich der Basis- und der Kollektoranschluss, während



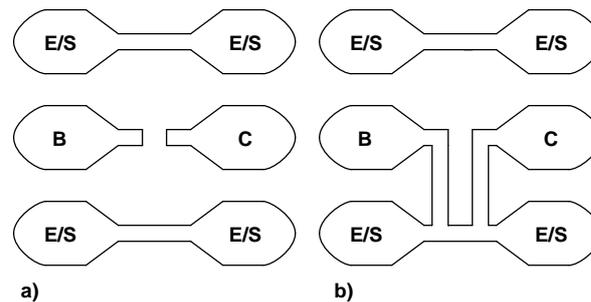
**Abbildung 5.1:** GSG-Transistorstruktur

der Emitter- und Substratanschluss des Transistors auf Masse gelegt werden. Von den Anschluss pads führen Zuleitungen zu dem eigentlich zu modellierenden Transistor.

Für die Messungen des dynamischen Verhaltens wird der Transistor als Zweitor betrachtet. Da Ströme und Spannungen bei Frequenzen über 100 MHz nicht fehlerfrei messbar sind, können die Z-Parameter (Widerstandsparameter), die Y-Parameter (Leitwertparameter) oder die H-Parameter (Hybridparameter), die sich aus den Strömen und Spannungen ergeben, nicht direkt ermittelt werden. Stattdessen werden mithilfe eines Netzwerkanalysators (NWA) S-Parameter (Streuparameter) [61] gemessen. S-Parameter werden über die

angelegten und reflektierten Leistungen bestimmt und sind als die auf einen bestimmten Wellenwiderstand, in der Regel  $50\Omega$ , normierten hinlaufenden und rücklaufenden Strom- und Spannungsamplituden definiert.

Um die S-Parameter des integrierten Transistors aus den on-Wafer-Messungen ermitteln zu können, ist es notwendig den Einfluss der für die Messungen benötigten Anschluss-pads und Zuleitungen von den Messergebnissen abzuziehen. Dieser Vorgang wird als De-Embedding bezeichnet [62], [63]. Für das De-Embedding werden spezielle Messstrukturen verwendet, bei denen die eigentliche Transistorstruktur ausgespart wird, um den Einfluss der Anschluss-pads separat messen zu können. In der Regel werden S-Parametermessungen an Open- und Short-Strukturen (Abbildung 5.2) durchgeführt. Diese Messergebnisse wer-



**Abbildung 5.2:** GSG-De-Embeddingstrukturen a) Open b) Short

den in Y- oder Z-Parameter umgewandelt, die von denen aus der Messung der Transistorstruktur bestimmten Y- oder Z-Parametern in zwei Schritten abgezogen werden. Dadurch wird der Einfluss der parasitären Kapazitäten und Induktivitäten herausgerechnet.

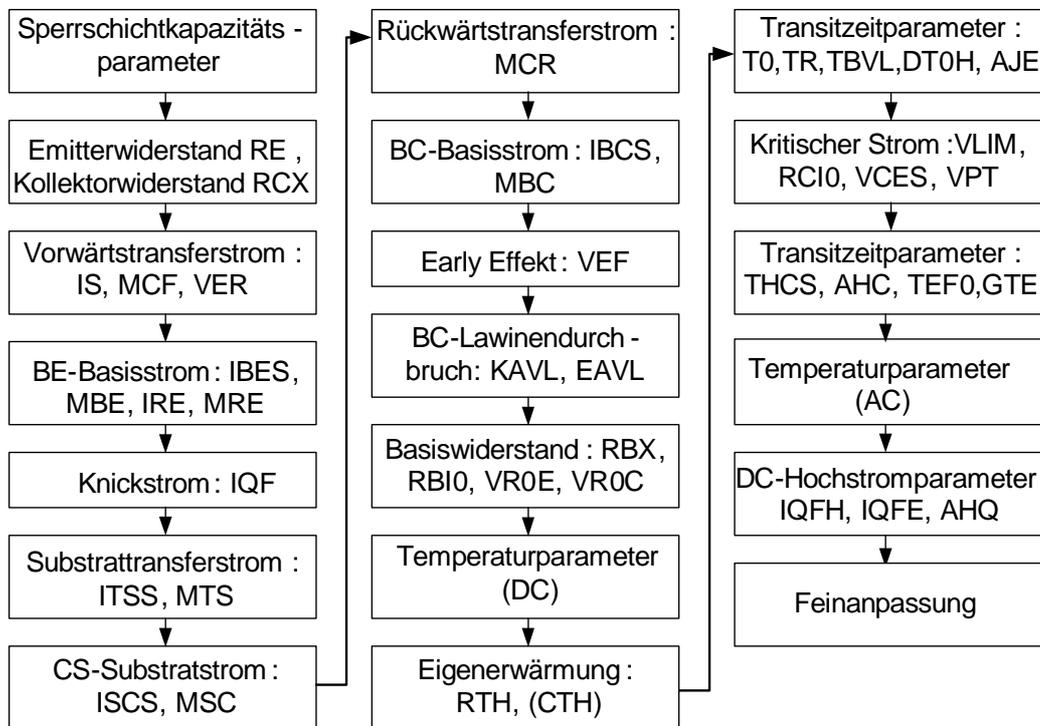
Mithilfe von Bias-T's können die HF-Spitzen auch für die Messung des statischen Verhaltens verwendet werden. Bei der DC-Messung werden unter Verwendung von SMU's (Source Monitor Units) Ströme und Spannungen am Basis- und Kollektorpad eingepreßt beziehungsweise gemessen.

### 5.1.2 Extraktionsreihenfolge

Da sich die Modellparameter gegenseitig beeinflussen, ist es notwendig bei der Extraktion eine bestimmte Reihenfolge einzuhalten. Ziel der Extraktionsreihenfolge ist, die Modellparameter auf Anhieb so zu bestimmen, dass sie nicht nach der Ermittlung weiterer Modellparameter wieder nachgezogen werden müssen. Da dieses bei einer Transistormodellierung schwer zu realisieren ist, sollte es stattdessen das Ziel sein, die Anzahl der benötigten Iterationen so gering wie möglich zu halten.

Im HICUM/L2, in dem das dynamische Verhalten mit dem statischen verkoppelt ist, ist eine iterative Bestimmung der Modellparameter unumgänglich, welches zu einer Erhöhung des Extraktionsaufwands führt. Bei dem HICUM/L0-Modell ist es aufgrund der Entkopplung möglich zunächst das Gleichstromverhalten anzupassen, bevor das dynamische Verhalten ermittelt wird, wodurch nur eine geringe Anzahl von Iterationsschritten zur Feinabstimmung notwendig ist.

Die für das weiterentwickelte HICUM/L0-Modell erarbeitete Extraktionsreihenfolge ist in Abbildung 5.3 dargestellt.



**Abbildung 5.3:** Extraktionsreihenfolge des HICUM/L0-Modells

Im ersten Schritt werden die Sperrschichtkapazitäten bestimmt, da diese Voraussetzung für die Bestimmung des Early-Effekts und des Lawinendurchbruchs sind und das dynamische Verhalten im niedrigen und mittleren Strombereich bestimmen. Weiterhin können sie unabhängig von den anderen Modellparametern gemessen und ermittelt werden. Auch die Bahnwiderstände sollten zu Anfang bestimmt werden, da sich ihre Verluste im gesamten Arbeitsbereich des Transistors zeigen und beispielsweise im höheren Strombereich den Einfluss des Knickstroms überlagern. Da der Basisbahnwiderstand arbeitspunktabhängig bestimmt ist, kann dieser jedoch erst nach der Bestimmung des Gleichstromverhaltens ermittelt werden.

Anhand des Vorwärts-Gummelplots werden anschließend die Sättigungsströme und die Emissionskoeffizienten des Transferstroms und der idealen und nicht-idealen Basisstromanteile bestimmt. Im höheren Strombereich wird weiterhin der Knickstrom bestimmt. Im nächsten Schritt werden der Transferstrom des parasitären Substrattransistors und der Strom der CS-Diode extrahiert. Aufgrund der Verwendung von GSG-Strukturen, bei der Substrat und Kollektor auf einen Potential liegen, kann der Rückwärtstransferstrom im inversen Betrieb nicht ohne den Einfluss des Substratstroms gemessen werden. Daher ist es notwendig die Substratstromparameter vor der Ermittlung des Rückwärtstransferstroms und des Basisstroms der BC-Diode zu bestimmen, um den Einfluss des Substrattransistor herausrechnen zu können. Anhand der Ausgangskennlinie werden die

bereits extrahierten Modellparameter überprüft und die Early-Spannung und die BC-Lawinendurchbruchparameter extrahiert.

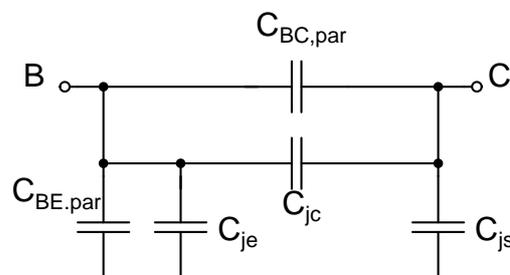
Nachdem das Gleichstromverhalten für den niedrigen und mittleren Strombereich vollständig bestimmt ist, wird der Basiswiderstand ermittelt. Anschließend werden die Temperaturabhängigkeiten der Sättigungsströme, der externen Widerstände, des Lawinendurchbruchs und des Knickstroms extrahiert. Nach der Bestimmung der DC-Temperaturparameter, lässt sich der thermische Widerstand zur Beschreibung der Eigenerwärmung anhand des Basisstromanstieg bei Messung einer spannungsgesteuerten Ausgangskennlinie bestimmen. Die Eigenerwärmung sollte vor der Anpassung des Hochstromverhaltens des Transistors ermittelt werden, da die Transistortemperatur im hohen Strombereich aufgrund der Eigenerwärmung deutlich von der Nominaltemperatur abweicht.

Im nächsten Schritt wird die Extraktion der Transitzeitparameter aus der Transitfrequenz über dem Kollektorstrom vorgenommen, wobei zunächst der spannungsabhängige Anteil extrahiert wird. Bevor die stromabhängigen Anteile bestimmt werden, ist es notwendig den kritischen Strom anzupassen. Bei der Anpassung des kritischen Stroms sollte auch die Quasisättigung betrachtet werden, da diese über den kritischen Strom mit dem dynamischen Verhalten verkoppelt ist. Anschließend werden die stromabhängigen Anteile der Transitzeit bestimmt und danach die AC-Temperaturparameter ermittelt, wodurch eine anschließende Feinanpassung des dynamischen Verhaltens notwendig ist.

Nach der Anpassung des dynamischen Verhaltens werden die DC-Hochstromparameter extrahiert. Abschließend wird eine Feinabstimmung durchgeführt, bei der es notwendig sein kann, Iterationen durchzuführen, da eine gegenseitige Beeinflussung auch bei der Einhaltung der Extraktionsstrategie unausweichlich ist.

### Sperrschichtkapazitäten

Die Sperrschichtkapazitäten werden anhand von sogenannten Cold-S-Parametermessungen ermittelt. Bei der Cold-S-Parametermessung wird der Transistor so beschaltet, dass keine DC-Ströme fließen. Das dynamische Verhalten, das mittels der S-Parameter ermittelt wird, wird somit nur durch die Sperrschichtkapazitäten und die parallelen Oxidkapazitäten bestimmt. Bei niedrigen Frequenzen können auch die Widerstände als vernachlässigbar angesehen werden, und es ergibt sich das in Abbildung 5.4 dargestellte vereinfachte Ersatzschaltbild. Werden die S-Parameter dieses Zweitors gemessen und in Y-Parameter umgewandelt, lassen sich unter Anwendung eines  $\pi$ -Ersatzschaltbildes die Kapazitäten über der Frequenz bestimmen.



**Abbildung 5.4:** Vereinfachtes Ersatzschaltbild für einen inaktiven Transistor

Zur Bestimmung der Sperrschichtkapazitäten des BE-, BC- und CS-Übergangs sind zwei

Messanordnungen notwendig. In der ersten Messanordnung gilt  $U_{CE}=0V$ , während  $U_{BE}$  verändert wird. Aus dieser Messungen lassen sich die BE-Kapazität  $C_{BE}$  und die BC-Kapazität  $C_{BC}$  wie folgt bestimmen.

$$C_{BE} = C_{je} + C_{BE,par} = \frac{Im(Y_{11} + Y_{12})}{\omega} \quad (5.1)$$

$$C_{BC} = C_{jc} + C_{BC,par} = \frac{Im(-Y_{12})}{\omega} \quad (5.2)$$

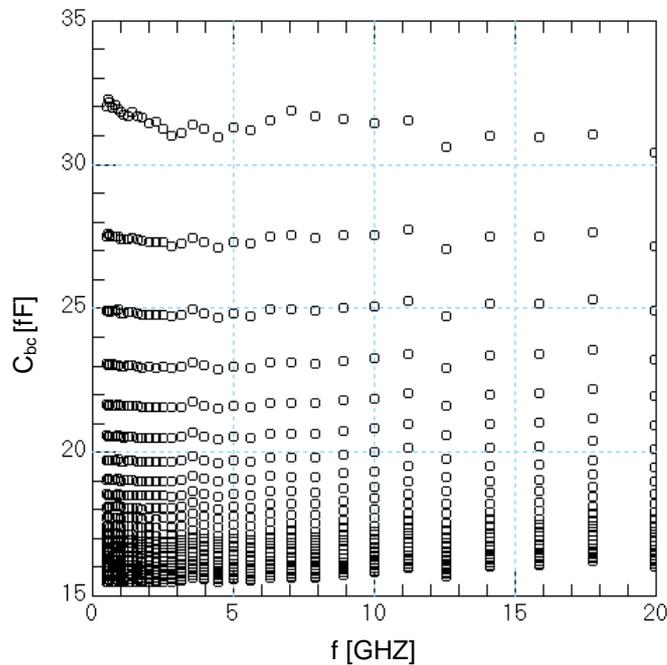
Bei der zweiten Messanordnung gilt  $U_{BE}=0V$ , während  $U_{CE}$  verändert wird. Hieraus lässt sich die CS-Sperrschichtkapazität  $C_{js}$  und ebenfalls  $C_{BC}$  bestimmen.

$$C_{js} = \frac{Im(Y_{22} + Y_{12})}{\omega} \quad (5.3)$$

$$C_{BC} = C_{jc} + C_{BC,par} = \frac{Im(-Y_{21})}{\omega} \quad (5.4)$$

In der Regel reicht es aus, die BC-Sperrschichtkapazität aus einer der beiden Messungen zu ermitteln, denn beide Messungen sollten zu demselben Ergebnis führen.

Aus Gleichung (5.1)-Gleichung (5.4) ergibt sich zunächst der Kapazitätsverlauf über der Frequenz bei verschiedenen Spannungen, der am Beispiel der BC-Kapazität in Abbildung 5.5 dargestellt ist.

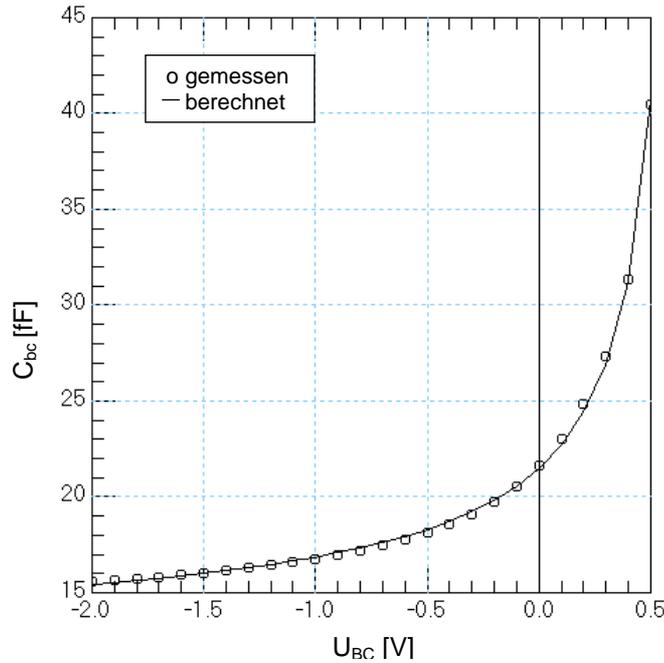


**Abbildung 5.5:** BC-Kapazität über der Frequenz und  $U_{BC}$  als Parameter extrahiert aus den Cold-S-Parametern

Um daraus den Verlauf der Kapazität über der Spannung zu bestimmen, wird nur ein Frequenzpunkt betrachtet. Dieser Frequenzpunkt sollte aus einem Frequenzbereich gewählt

werden, in dem die Kapazität über der Frequenz einen konstanten Verlauf aufweist. Alternativ kann auch ein Mittelwert über den konstanten Bereich gebildet werden, um mögliche Schwankungen abzufangen. Aus dem daraus resultierenden in Abbildung 5.6 dargestellten spannungsabhängigen Verlauf werden die Modellparameter zur Beschreibung der Sperrschichtkapazität ermittelt.

Wie in Gleichung (5.1) und Gleichung (5.3) zu erkennen, setzen sich die aus der Mes-



**Abbildung 5.6:**  $C_{BC}$  über  $U_{BC}$

sung bestimmten Kapazitäten  $C_{BE}$  und  $C_{BC}$  aus den spannungsabhängigen Sperrschichtkapazitäten  $C_{je}$  und  $C_{jc}$  und den konstanten parasitären Anteilen  $C_{BE,par}$  und  $C_{BC,par}$  zusammen. Um die Modellparameter  $CJE0$ ,  $VDE$  und  $ZE$  beziehungsweise  $CJC0$ ,  $VDC$  und  $ZC$ , die nach der klassischen Theorie nach Gleichung (2.12) den Spannungsverlauf der Sperrschichtkapazitäten beschreiben, aus den Messdaten richtig ermitteln zu können, ist es notwendig den Einfluss der konstanten parasitären Kapazitäten bei der Anpassung herauszurechnen.

Eine Möglichkeit die parasitären Oxidkapazitäten separat zu bestimmen, ist es diese aus den geometrischen und technologischen Daten des Transistors zu berechnen. Anschließend werden die berechneten Oxidkapazitäten von den gemessenen Kapazitäten  $C_{BE}$  und  $C_{BC}$  abgezogen, woraus sich die gemessenen Sperrschichtkapazitäten  $C_{je}$  und  $C_{jc}$  ergeben. Diese ermittelten Werte für  $C_{je}$  und  $C_{jc}$  und die Substratsperrschichtkapazität  $C_{js}$ , die sich nach Gleichung (5.4) direkt aus der Messung ergibt, werden logarithmiert:

$$\ln(C_j) = \ln(C_{j0}U_D) - Z\ln(U_D - U). \quad (5.5)$$

Trägt man  $\ln(C_j)$  über  $\ln(U_D - U)$  auf, ergibt sich ein linearer Verlauf, aus dem die Modellparameter  $CJX0$ ,  $VDX$  und  $ZX$ ,  $X = E, C_i, S$  durch lineare Regression oder Least-Square-Optimierung ermittelt werden können.

Eine alternative Bestimmung der parasitären Parallelkapazitäten beruht auf der in [64] vorgestellten Methode. Hierzu wird die Ableitung der gemessenen Kapazität  $C_{BE}$  beziehungsweise  $C_{BC}$  nach der angelegten Spannung gebildet. Für  $C_{BE}$  ergibt sich beispielhaft:

$$\frac{dC_{be}}{dU_{BE}} = \frac{dC_{je}}{dU_{BE}}, \quad (5.6)$$

wodurch der Einfluss des spannungsunabhängigen Anteils  $C_{BE,par}$  entfällt. Wird für  $C_{je}$  der Zusammenhang nach Gl.(2.12) eingesetzt, folgt für die daraus gebildete Ableitung:

$$\frac{dC_{je}}{dU_{BE}} = \frac{Z_e}{U_D} \frac{C_{je0}}{\left(1 - \frac{U}{U_D}\right)^{Z_e+1}}. \quad (5.7)$$

Entsprechend zu Gleichung (5.5) wird diese logarithmiert:

$$\ln\left(\frac{dC_{je}}{dU_{BE}}\right) = \ln(C_{je0}Z_eU_D^{Z_e}) - (Z_e + 1)\ln(U_D - U), \quad (5.8)$$

und anschließend über  $\ln(U_D - U)$  aufgetragen. Es ergibt sich ebenfalls ein linearer Verlauf, an den die Modellparameter  $C_{JE0}$ ,  $Z_E$  und  $V_{DE}$  durch ein Least-Square-Verfahren angepasst werden. Anschließend werden die Modellparameter in Gleichung (2.12) eingesetzt. Die daraus berechnete Sperrschichtkapazität wird von der gemessenen Kapazität  $C_{BE}$  abgezogen, welches einem konstanten Wert entspricht, der die parasitäre Parallelkapazität repräsentiert und als Modellparameter  $CBEPAR$  gesetzt wird. Entsprechend wird auch die parasitäre Kapazität des BC-Übergangs  $CBCPAR$  ermittelt.

Im Gegensatz zur Berechnung der Oxidkapazitäten aus den Layoutdaten kann bei dieser Methode, ohne das genaue Wissen des technologischen und geometrischen Aufbaus des Transistors und ohne zusätzlichen Rechenaufwand, der spannungsunabhängige Anteil direkt aus den Messdaten ermittelt werden.

Die BC-Sperrschichtkapazität kann im HICUM/L0-Modell in einen inneren Anteil  $C_{jci}$  und einen äußeren Anteil  $C_{jcx}$  über dem Basiswiderstand ausgeteilt werden. Eine Möglichkeit diese Aufteilung vorzunehmen ist es, die in [65] vorgestellte Methode zu verwenden. Hierbei werden die Kapazitäten an unterschiedlichen Frequenzpunkten bestimmt, was Informationen über die Aufteilung der Kapazität über dem Basiswiderstand liefert. Für eine Einzeltransistorextraktion wird es jedoch vorgezogen, die Modellparameter  $C_{JCI0}$ ,  $V_{DCI}$  und  $Z_{CI}$  anzupassen, während  $C_{JCX0}=0$  gilt. Eine Aufteilung der Sperrschichtkapazität über dem Basiswiderstand geschieht dann über den Aufteilungsfaktor  $FBC$ , welcher dem Modellparameter  $XCJC$  des SGP-Modells entspricht. Die Ermittlung geschieht wie in [66] beschrieben über die Anpassung von  $Re(Y_{12})$ .

## Emitter- und Kollektorwiderstand

**Emitterwiderstand** Für die Bestimmung des Emitterwiderstands wird die von Gabl in [67] vorgestellte Methode verwendet, bei der es sich um eine Weiterentwicklung der Floatingspannungsmethode [68] handelt. Bei der Floatingspannungsmethode wird durch Einprägen von  $I_c=0A$  ein offener Kollektor erzeugt. Wird der Basisstrom  $I_b$  eingepreßt und  $U_{CE}$  gemessen, kann angenommen werden, dass die Spannung  $U_{CE}$  somit nur an dem

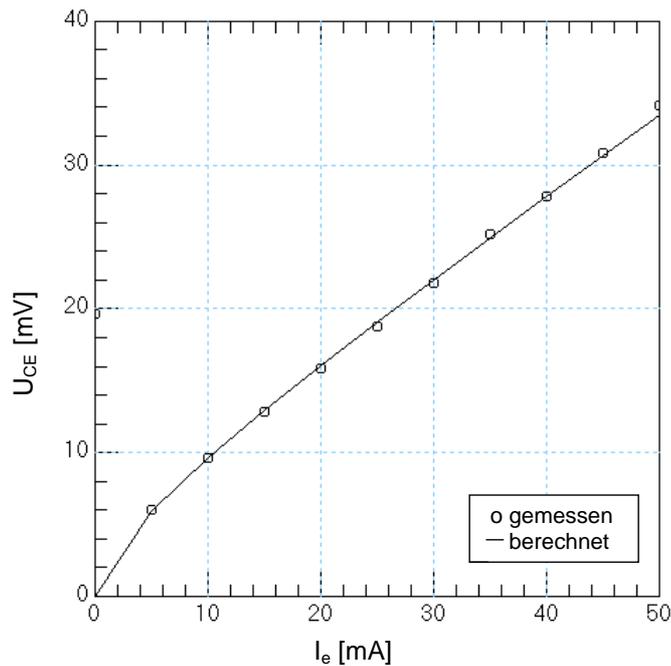
inneren Transistorknoten  $U_{C'E'}$  und über dem Emittterwiderstand  $R_E$  abfällt:

$$U_{CE} = U_{C'E'} + R_E I_e. \quad (5.9)$$

Für den Emittterstrom  $I_e$  wird dabei angenommen, dass dieser dem Basisstrom  $I_b$  entspricht. Nach [68] wird der Emittterwiderstand aus dem Anstieg von  $U_{CE}$  bestimmt, weil angenommen wird, dass  $U_{C'E'}$  keine Stromabhängigkeit aufweist. Da diese Annahme aber nur im niedrigen Strombereich erfüllt ist, wird in [67] eine Beziehung für  $U_{C'E'}$  vorgeschlagen, die die Stromabhängigkeit von  $U_{C'E'}$  beschreibt. Die Beziehung beruht auf der Analyse der Löcher- und Elektronenströme im Transistor.

$$U_{C'E'} = \frac{2U_T}{1 + \frac{\mu_{n,C}}{\mu_{p,C}}} \ln \left( 1 - \sqrt{\frac{I_e}{I_{os}}} \right) \quad (5.10)$$

Ein typischer Wert für das Beweglichkeitsverhältnis  $\mu_{n,C}/\mu_{p,C}$  liegt bei einer Kollektordotierung  $N_C = 1 \cdot 10^{-17}$  bei 1,4.  $I_{os}$  kann nach einer in [67] vorgeschlagenen Beziehung berechnet, oder aber als weiterer Anpassungsparameter gesetzt werden. Durch Optimierung von  $I_{os}$  und  $R_E$  kann unter Verwendung von Gl.(5.10) die in Abbildung 5.7 dargestellte Anpassung der berechneten an die gemessene Kurve erreicht werden.



**Abbildung 5.7:**  $U_{CE}$  bei offenem Kollektor über  $I_b \approx I_e$  gemessen und berechnet nach [67]

**Kollektorwiderstand** Der externe Kollektorwiderstand  $R_{CX}$  wird über die Übersteuerungsmethode [69] bestimmt. Bei dieser Methode, die auch als Forced-Beta-Methode bezeichnet wird, wird zwischen dem Basis- und dem Kollektorstrom ein feste Stromverstärkung  $\beta_f$  eingepreßt. In der Regel wird ein  $\beta_f$ , zwischen 5 und 20 gewählt und der Kollektorstrom so eingestellt, dass sich der Transistor in Sättigung ( $U_{CE} < 0,3V$ )

befindet. Für die gemessene Spannung  $U_{CE}$  ergibt sich unter diesen Bedingungen:

$$U_{CE} = I_c R_{CX} + I_e R_E + U_{C'E'}. \quad (5.11)$$

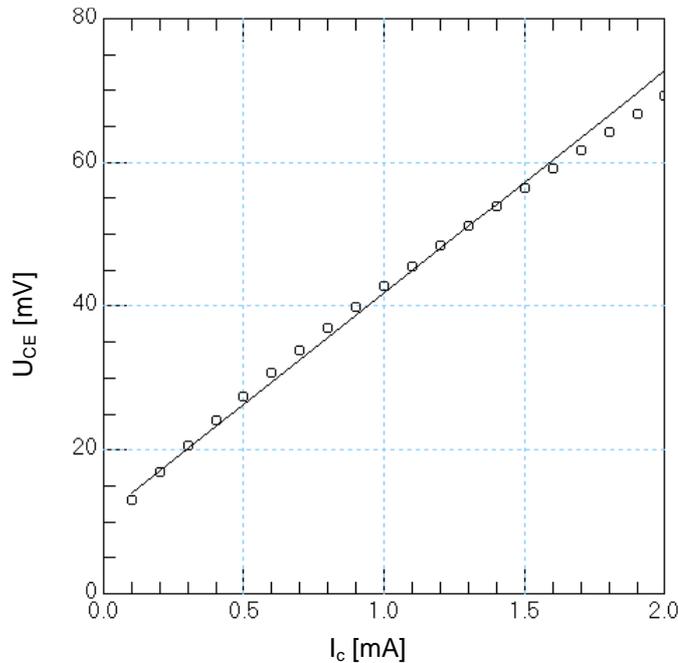
Durch Einsetzen der konstant gehaltenen Stromverstärkung  $\beta_f$  ergibt sich:

$$U_{CE} = I_c \left( R_{CX} + \left( 1 + \frac{1}{\beta_f} \right) R_E \right) + U_{C'E'}. \quad (5.12)$$

Unter Annahme eines konstanten  $U_{C'E}$  resultiert ein linearer Anstieg von  $U_{CE}$  über dem Kollektorstrom:

$$U_{CE} = I_c \underbrace{\left( R_{CX} + \left( 1 + \frac{1}{\beta_f} \right) R_E \right)}_{m_{rcx}} + \underbrace{U_{C'E'}}_{n_{rcx}}. \quad (5.13)$$

Bei der Verwendung von  $R_{CX}$  und  $n_{rcx}$  als Parameter lässt sich Gleichung (5.13) mithilfe eines Optimierers an die gemessene Kennlinie anpassen (Siehe Abbildung 5.8). Zu beachten



**Abbildung 5.8:**  $U_{CE}$  über  $I_c$  bei  $\beta_f = 10$  gemessen und berechnet nach [69]

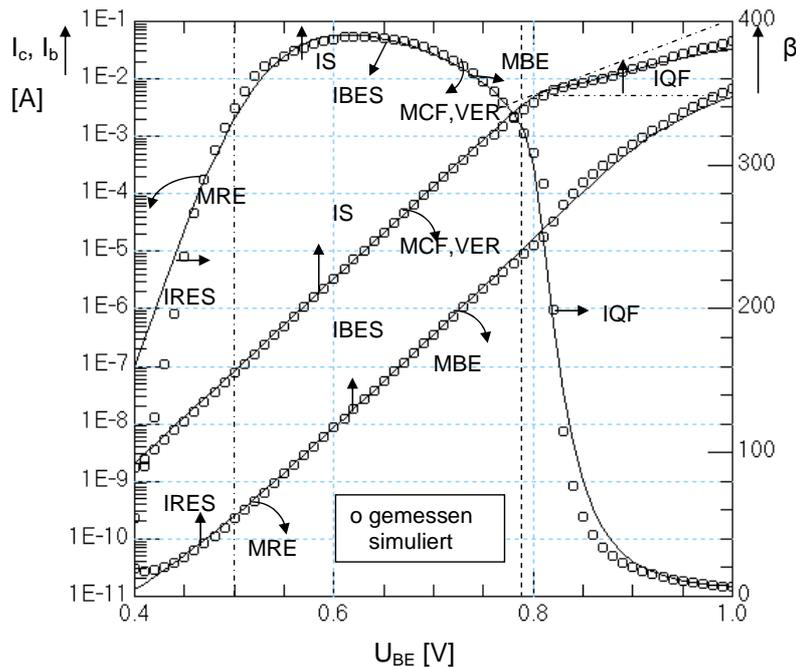
ist dabei, dass die gemessene Kurve im Sättigungsbereich aufgenommen wird, da sie andernfalls keinen linearen Verlauf mehr aufweist und eine Anpassung dann zu einem überhöhten  $R_{CX}$ - Wert führt.

### Vorwärts-Gummelplot

Die Modellparameter, die das statische Verhalten im niedrigen und mittleren Strombereich des Vorwärtsbetriebs beschreiben, wozu  $IS$ ,  $MCF$ ,  $(VER)$ ,  $IBES$ ,  $MBE$ ,  $IRES$ ,  $MRE$  gehören, werden anhand des Vorwärts-Gummelplots extrahiert. Im Vorwärts-Gummelplot werden der Kollektorstrom und der Basisstrom im halblogarithmischen Maßstab über der

angelegten Spannung  $U_{BE}$  aufgetragen, wobei  $U_{BC}=0V$  gilt. In Regel sollte die Stromverstärkung gleichzeitig betrachtet werden, die sich aus dem Kollektor- und Basisstrom ergibt und ebenfalls die Einflüsse der einzelnen Modellparameter widerspiegelt.

Es ergibt sich daher der in Abbildung 5.9 dargestellte Verlauf. Die Pfeile, mit denen die Modellparameter versehen sind, geben Aufschluss darüber, welchen Einfluss die Modellparameter auf die Kennlinie haben. Die Pfeilrichtung zeigt an, in welche Richtung die simulierten Kennlinien sich bei einer Erhöhung des Modellparameterwertes bewegen.



**Abbildung 5.9:** Gummelplot:  $I_c, I_b, \beta$  über  $U_{BE}$  bei  $U_{BC}=0V$

Zunächst wird der Gummelplot im mittleren Bereich betrachtet, in dem sich der Kollektor- und der Basisstrom über der Spannung  $U_{BE}$  ideal verhält. Der Sättigungsstrom  $IS$  wird aus dem Schnittpunkt der Kollektorstromgeraden mit der y-Achse bestimmt. Aus der Steigung des Kollektorstroms werden  $MCF$  beziehungsweise  $VER$ , welcher wie in Abschnitt 4.2.3 vorgeschlagen wieder ins HICUM/L0-Modell eingeführt wurde, bestimmt. Nach der Bestimmung der Basisstromparameter ist es sinnvoll eine Feinanpassung von  $VER$  und  $MCF$  an das fallende Dach der Stromverstärkung  $\beta$  vorzunehmen, da  $MCF$  beziehungsweise  $VER$  dieses Verhalten maßgeblich beeinflussen.  $VER$  zeigt eine ähnliche Wirkung wie  $MCF$ , so dass im Allgemeinen  $MCF = 1$  angenommen wird, und nur  $VER$  zur Anpassung verwendet wird. Bei SiGe-Transistoren kann es jedoch notwendig sein, um das steile Dach des  $\beta$ -Verlaufs modellieren zu können, sowohl  $VER$  als auch  $MCF$  zur Modellierung zu benutzen. Andernfalls ergeben sich Werte für  $VER$ , die kleiner als eins sind.

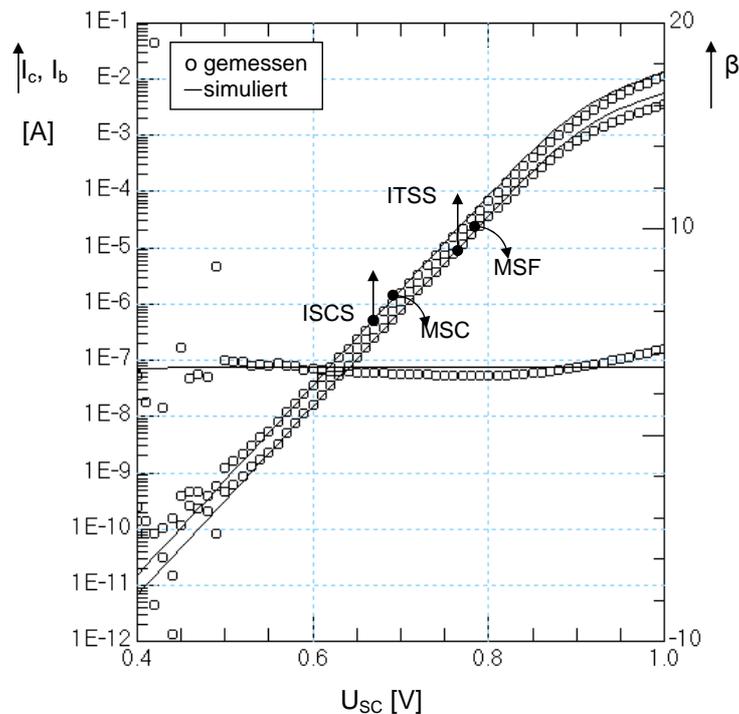
Aus dem idealen Verlauf der Basisstroms werden der Sättigungsstrom  $IBES$  und der Emissionskoeffizient  $MBE$  extrahiert. Im niedrigen Strombereich werden anschließend die nicht-idealen Basisstromanteile  $IRES$ ,  $MRE$  ermittelt. Während der Bestimmung der

Modellparameter des Basisstroms sollte parallel der Verlauf der Stromverstärkung  $\beta$  insbesondere im niedrigen Strombereich betrachtet werden, wodurch eine feinere Anpassung der Modellparameter möglich ist.

Der Knickstrom  $I_{QF}$  wird an die beginnende Verringerung des Kollektorstromanstiegs und den beginnenden  $\beta$ -Abfall angepasst. Dieser Bereich reicht in Abbildung 5.9 etwa bis  $U_{BE}=0,8\text{V}$ . Der starke  $\beta$ -Abfall und die zunehmende Abflachung des Kollektorstroms im höheren Strombereich, bedingt durch die Basisaufweitung, kann durch die Hochstromparameter  $I_{QFH}$  und  $I_{QFE}(TFH)$  angepasst werden. Da diese über dem kritischen Strom  $I_{ck}$  mit dem dynamischen Verhalten verkoppelt sind, werden sie erst nach der Bestimmung der Transitzeitparameter ermittelt.

Der Einfluss der Widerstände auf den Gummelplot wurde bei der gerade erläuterten Bestimmung der Modellparameter nicht berücksichtigt, da zunächst davon ausgegangen wurde, dass diese bereits durch die in Abschnitt 5.1.2 beschriebenen Methoden gut angepasst sind. Jedoch werden im Allgemeinen bei der Anpassung des Gummel-Plots auch die Widerstände fein abgestimmt. Weiterhin ist zu bedenken, dass der Basiswiderstand und die Eigenerwärmung, die erst in den nächsten Schritten ermittelt werden, ebenfalls Einfluss auf das Verhalten im höheren Strombereich zeigen, so dass es notwendig ist, nach der Bestimmung dieser Modellparameter eine weitere Feinabstimmung des Gummelplots vorzunehmen. Weiterhin zeigt sich auch nach der Bestimmung der Eigenerwärmung durch die Temperaturabhängigkeit der Widerstände ein Einfluss auf das Verhalten von  $I_b$  und  $I_c$  im Hochstrombereich, so dass es an diesem Punkt ebenfalls notwendig sein kann eine Modellierungsschleife vorzunehmen.

### Substrattransistor



**Abbildung 5.10:**  $I_c$  und  $I_b$  über  $U_{SC}$  bei  $U_{BC}=0\text{V}$  und  $U_{BE}=-U_{SC}$

Aus Konsistenzgründen werden, wie in Abschnitt 5.1.1 erwähnt, alle für die Extraktion benötigten Messungen anhand einer GSG-Struktur durchgeführt. Bei einer GSG-Struktur können nur die Basis und der Kollektor angesteuert werden, wobei sowohl Substrat und Emitter auf Masse liegen. Dieses macht es schwieriger Rückwärtskennlinien aufzunehmen und den Substrattransistor zu messen. Zur Messung des Substrattransistors wurde in dieser Arbeit eine Messmethode überlegt, bei der die Spannungen an Basis und Kollektor so gewählt werden, dass nur der Substrattransistor aktiv ist.

Basis und Kollektor liegen bei der gesamten Messung auf demselben Potential, indem  $U_{BE}$  und  $U_{CE}$  synchron variiert werden. Für  $U_{BE}$  und  $U_{CE}$  werden negative Spannungen gewählt, deren Betrag so groß ist, dass der BE-Übergang vollständig gesperrt ist und keinen Beitrag zum Strom liefert. Typische Werte sind  $U_{BE}=U_{CE}=-0,4\text{V}\dots-1\text{V}$ . Da weiterhin gilt  $U_{BC}=0\text{V}$ , liefert auch die BC-Diode keinen Anteil zum Strom. Der Stromfluss geschieht vollständig über den Substrattransistor, der sich im Rückwärtsbetrieb befindet. Für den gemessenen Basisstrom und den Kollektorstrom ergibt sich über  $U_{CE}$  der in Abbildung 5.10 dargestellte Verlauf.

Mit  $U_{CE}=-U_{CS}$  und unter Vernachlässigung der externen Widerstände gilt:

$$I_c \approx -ISCS \cdot \exp\left(\frac{U_{CS}}{U_T MSC} - 1\right) \quad (5.14)$$

$$I_b \approx -ITSS \cdot \exp\left(\frac{U_{CS}}{U_T MSF}\right) \quad (5.15)$$

Der gemessene Basisstrom  $I_b$  entspricht somit dem Rückwärtstransferstrom des Substrattransistors, für den im Modell angenommen wird, dass dieser dem Vorwärtstransferstrom des Substrattransistor entspricht. Der gemessene Kollektorstrom  $I_c$  entspricht weiterhin dem Strom der CS-Diode. Da die Ströme des Haupttransistors keinen Einfluss auf  $I_c$  und  $I_b$  zeigen, können die Modellparameter  $ISCS$ ,  $MSC$ ,  $ITSS$  und  $MTS$  durch Anpassung der Kennlinien nach Abbildung 5.10 ermittelt werden.

## Rückwärts-Gummelplot

Anhand des Rückwärts-Gummelplots werden die Modellparameter  $MCR$ ,  $IBCS$ ,  $MBC$  und  $IQR$  zur Beschreibung des Rückwärtsverhaltens extrahiert. Zu Bedenken ist hierbei, dass, weil Emitter und Substrat bei der GSG-Struktur auf demselben Potential liegen, bei der Messung der Rückwärtskennlinie auch der Substrattransistor Einfluss auf den Verlauf hat. Deswegen ist es notwendig, dass die Modellparameter des Substrattransistors bereits vor der Bestimmung der Rückwärtsparameter extrahiert worden sind.

Der Rückwärts-Gummelplot bei dem komplementär zum Vorwärts-Gummelplot,  $I_e$  und  $I_b$  über  $U_{BC}$  dargestellt werden, ist in Abbildung 5.11 dargestellt.

Im Gegensatz zum Vorwärts-Gummelplot wird auf die Anpassung des Rückwärts-Gummelplots weniger Wert gelegt, denn in diesem Arbeitsbereich wird der Transistor in der Regel nicht betrieben. Eine korrekte Anpassung der Modellparameter ist deshalb hauptsächlich für eine gute Anpassung des Sättigungsbereichs entscheidend.

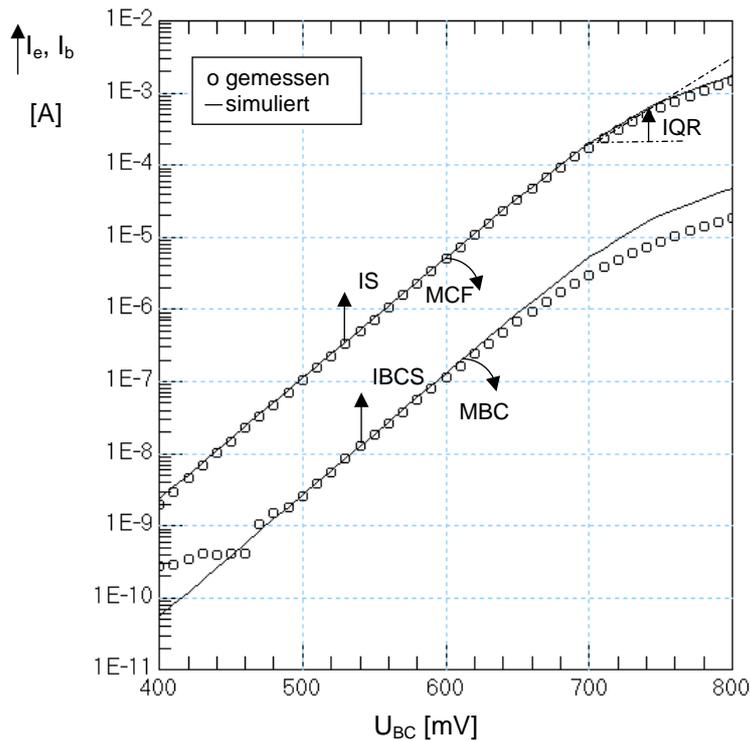


Abbildung 5.11: Rückwärts-Gummelplot:  $I_e, I_b$  über  $U_{BC}$  bei  $U_{BE}=0V$

### Ausgangskennlinie

Die Ausgangskennlinie des Transistors  $I(U_{CE})$  wird sowohl spannungs- als auch stromgesteuert aufgenommen. Bei der stromgesteuerten Messung wird  $I_b$  eingepreßt, bei der spannungsgesteuerten Messung wird hingegen  $U_{BE}$  eingepreßt.

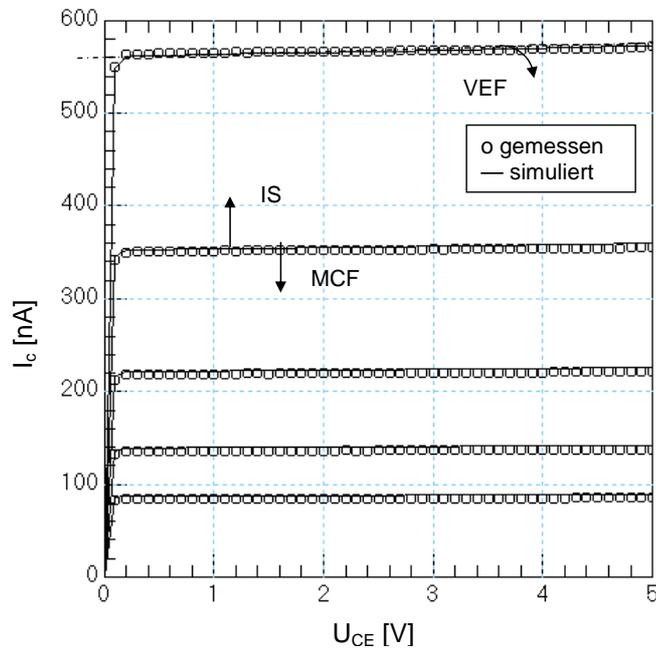
Die spannungsgesteuerte Messung entspricht der Betrachtung des SGP-Modells oder auch des HICUM-Modells, bei der  $I_c$  als eine spannungsgesteuerte Größe betrachtet wird. In der Anwendung wird jedoch in der Regel der Strom gesteuert, so dass dafür die Anpassung einer stromgesteuerten Messung vorzuziehen ist.

Um den gesamten Arbeitsbereich abzudecken, wird eine Ausgangskennlinie im niedrigen, eine im mittleren und eine im hohen Strombereich aufgenommen. Für den niedrigen Strombereich ist die bei Spannungssteuerung gemessene Ausgangskennlinie in Abbildung 5.12 und die bei Stromsteuerung im mittleren Strombereich gemessene Ausgangskennlinie ist in Abbildung 5.13 dargestellt.

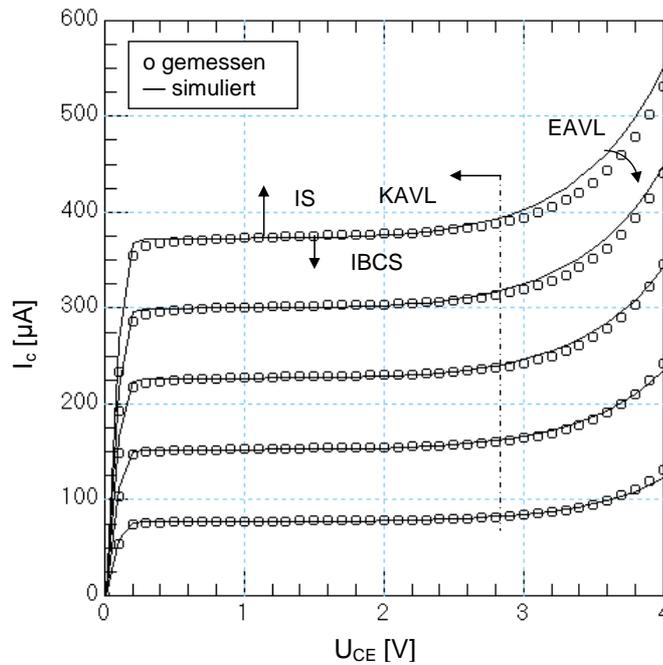
Der Verlauf der Ausgangskennlinie wird durch eine Vielzahl von Modellparametern bestimmt. Im Sättigungsbereich ( $U_{BC} > 0$ ) wird das Verhalten durch die Rückwärtsparameter und im Normalbetrieb ( $U_{BC} < 0$ ) bei niedrigem  $U_{CE}$  durch die Vorwärtsparameter bestimmt, so dass anhand der Ausgangskennlinie diese Modellparameter gegengeprüft werden und gegebenenfalls eine Feinanpassung vorgenommen wird. Bei steigendem  $U_{CE}$  zeigt sich weiterhin die Wirkung des Early-Effekts, sowie der Eigenerwärmung und des Lawinendurchbruchs. Wie sich die Wirkung der Eigenerwärmung und des Lawinendurchbruchs auf den Verlauf der Kennlinie zeigen, hängt von der Messmethode ab. Im stromgesteuerten Fall wirkt sich die Eigenerwärmung auf den Kollektorstrom geringer aus, als bei der

spannungsgesteuerten Messung, denn es gilt [52]:

$$I_B \left( \frac{\delta\beta}{\delta T} \right) \ll \left( \frac{\delta I_c}{\delta T} \right). \quad (5.16)$$



**Abbildung 5.12:**  $I_c$  über  $U_{CE}$  mit eingepprägten  $U_{BE}$ -Werten,  $U_{BE}=0,5\text{V}; 0,51\text{V}; 0,52\text{V}; 0,53\text{V}$



**Abbildung 5.13:**  $I_c$  über  $U_{CE}$  mit eingepprägten  $I_b$ -Werten,  $I_b=0,2\text{nA}; 0,4\text{nA}; 0,6\text{nA}; 0,8\text{nA}; 1\text{nA}$

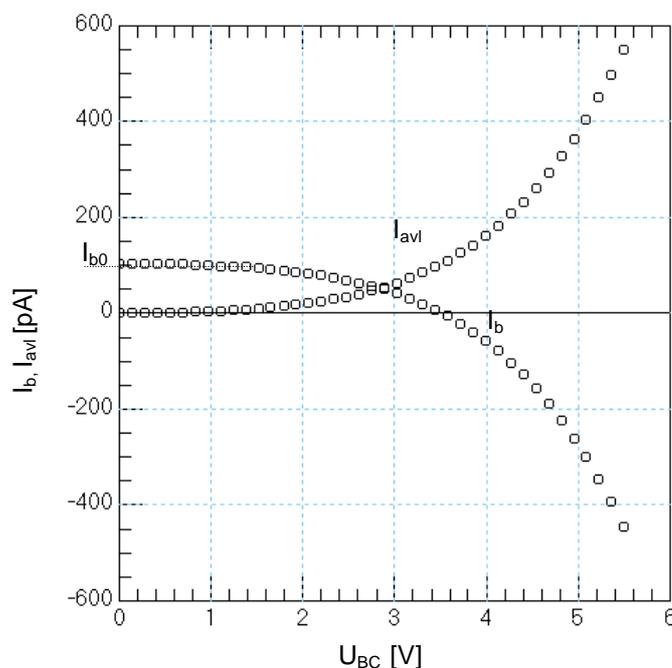
Der Lawinendurchbruch hingegen zeigt bei konstanten  $U_{BE}$  einen geringen Einfluss, da die zusätzlich in die Basis injizierten Löcher über den Basiskontakt abfließen können, was bei gesteuerten  $I_b$  nicht möglich ist. Bei Hochfrequenztransistoren mit geringer Durchbruchsspannung  $V_{CE0}$  kann es vorkommen, dass aufgrund des starken Lawinendurchbruchs die stromgesteuerte Ausgangskennlinie nicht aufgenommen werden kann.

Wird die Ausgangskennlinie im hohen Strombereich gemessen, zeigt sich zusätzlich der Einfluss der Hochinjektionseffekte, so dass es zum Auftreten der Quasisättigung kommt. Die zugehörigen Modellparameter können jedoch erst nach der Anpassung der Transitzeiten extrahiert werden.

In diesem Abschnitt wird auf die Extraktion der Early-Spannung und des BC-Lawinendurchbruchs eingegangen. Der thermische Widerstand zur Beschreibung der Eigenerwärmung wird erst nach der Bestimmung der Temperaturparameter ermittelt und daher erst nach der Temperaturparameterbestimmung erläutert.

**Vorwärts-Early-Spannung** Der Early-Effekt zeigt sich im Anstieg des Kollektorstroms  $I_c$  über der Spannung  $U_{CE}$ . Der Early-Spannung wird im niedrigen Strombereich und bei Spannungssteuerung, damit er nicht von der Eigenerwärmung und dem Lawinendurchbruch überlagert wird, durch Anpassung dieses Kollektorstromanstiegs über  $U_{CE}$  bestimmt.

**BC-Lawinendurchbruch** Die Extraktion des BC-Lawinendurchbruchs beruht auf der in [70] für das HICUM/L2-Modell vorgestellten Methode. Der Lawinendurchbruch wird dabei aus dem Abfall des Basisstroms bei der Messung einer spannungsgesteuerten Ausgangskennlinie bestimmt (Abbildung 5.14). Wichtig ist hierbei, dass der Basisstrom in einem niedrigen Strombereich gemessen wird, in dem die Eigenerwärmung keinen Einfluss zeigt.



**Abbildung 5.14:**  $I_b$  über  $U_{CB}$  gemessen bei konstantem  $U_{BE} = 500m$

Mit  $I_{b0} = I_b(U_{BC} = 0V)$  lässt sich aus dem gemessenen Basisstrom  $I_b$  der Lawinendurchbruchstrom  $I_{avl}$  bestimmen:

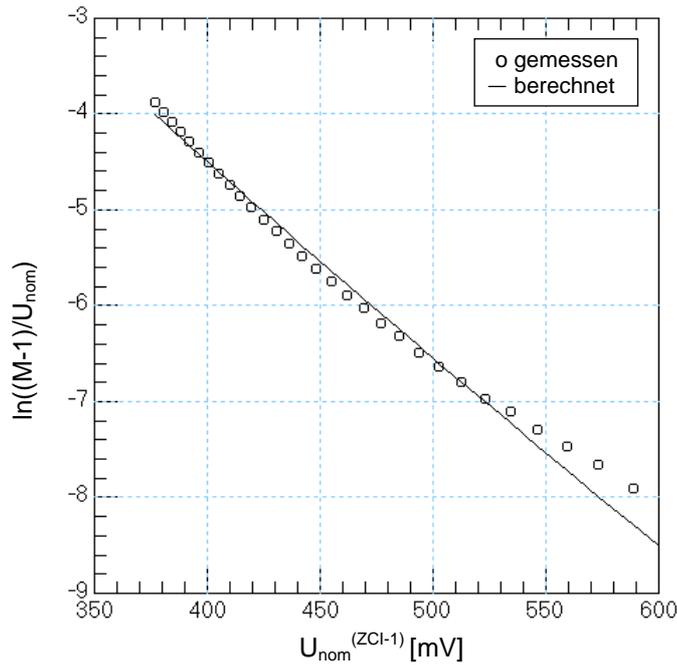
$$I_{avl} = I_b - I_{b0}. \quad (5.17)$$

Der Multiplikationsfaktor  $M$  resultiert aus:

$$I_c = I_{tf} + I_{avl} = MI_{tf}, \quad (5.18)$$

zu:

$$M = \frac{I_c}{I_c - I_{avl}}. \quad (5.19)$$



**Abbildung 5.15:**  $\ln((M - 1)/U_{nom})$  aufgetragen über  $U_{nom}^{(ZCI-1)}$  gemessen und optimiert

Im HICUM/L0-Modell wird der Avalanchestrom  $I_{avl}$  nach Gleichung (4.5) berechnet:

$$I_{avl} = KAVL \left( \frac{1}{C_c} \right)^{\frac{1}{ZCI}} \exp \left( -EAVL \cdot C_c^{\frac{1}{ZCI}-1} \right) I_{tf} = (M - 1) I_{tf}. \quad (5.20)$$

Für  $C_c$  ergibt sich unter der Annahme, dass der klassische Verlauf nach Gleichung (2.12) gültig ist:

$$C_c = \frac{C_{jci}}{CJCI0} = \left( 1 - \frac{U}{VDCI} \right)^{-ZCI} = \left( \frac{VDCI - U}{VDCI} \right)^{-ZCI} = U_{nom}^{-ZCI}. \quad (5.21)$$

Wird  $C_c$  in Gleichung (5.20) eingesetzt, ergibt sich für den berechneten Multiplikationsfaktor  $M$ :

$$M = KAVL \cdot U_{nom} \cdot \exp \left( U_{nom}^{(ZCI-1)} \right) + 1. \quad (5.22)$$

Durch Logarithmieren

$$\ln\left(\frac{M-1}{U_{nom}}\right) = \ln KAVL - EAVL \cdot U_{nom}^{(ZCI-1)} \quad (5.23)$$

folgt daraus über  $U_{nom}^{(ZCI-1)}$  ein linearer Zusammenhang (Abbildung 5.15). Mithilfe eines Optimierers kann Gleichung (5.23) an den gemessenen Multiplikationsfaktor  $M$  angepasst werden und die Modellparameter  $KAVL$  und  $EAVL$  bestimmt werden.

Anschließend werden  $KAVL$  und  $EAVL$  am Verlauf einer stromgesteuerten Ausgangskennlinie, bei der sich der Lawinendurchbruch deutlich im Anstieg des Kollektorstroms  $I_c$  zeigt, überprüft und gegebenenfalls manuell fein abgestimmt.

### Basiswiderstand

Im Gegensatz zum Emitter- und Kollektorwiderstand lässt sich der Basiswiderstand nur ungenau über DC-Messungen bestimmen. Mit der Kreisanpassungsmethode, bei der der Basiswiderstand aus den S-Parametern bestimmt wird, können, wenn keine speziellen Teststrukturen zur Verfügung stehen, zufriedenstellende Ergebnisse erzielt werden.

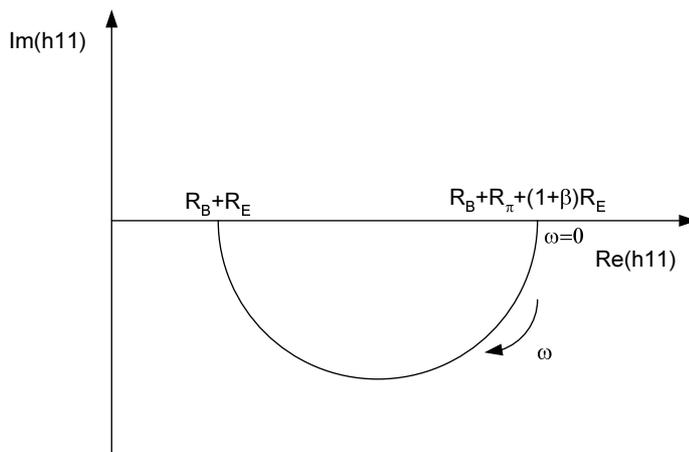
Die Kreisanpassungsmethode wurde erstmals in [72] vorgestellt. Zur Bestimmung von  $R_B$  wird dabei der Eingangswiderstand  $h_{11}$  über der Frequenz betrachtet. Berechnet aus einem Kleinsignalersatzschaltbild, ergibt sich für kleine Frequenzen  $\omega \rightarrow 0$ :

$$h_{11} = R_B + R_\pi + (1 + \beta) R_E. \quad (5.24)$$

für große Frequenzen  $\omega \rightarrow \infty$ :

$$h_{11} = R_B + R_E, \quad (5.25)$$

und führt über der Frequenz zu dem in Abbildung 5.16 dargestellten Verlauf. Der Basiswiderstand  $R_B$  kann somit, wenn der Emitterwiderstand  $R_E$  bekannt ist, aus dem Schnittpunkt des  $h_{11}$ -Halbkreises mit der Realachse bestimmt werden.



**Abbildung 5.16:** Verlauf von  $h_{11}$  über der Frequenz

In der Arbeit wird jedoch die modifizierte Kreisanpassungsmethode nach [73] verwendet, bei der die Wirkung der externen BC-Kapazität herausgerechnet wird, die andernfalls

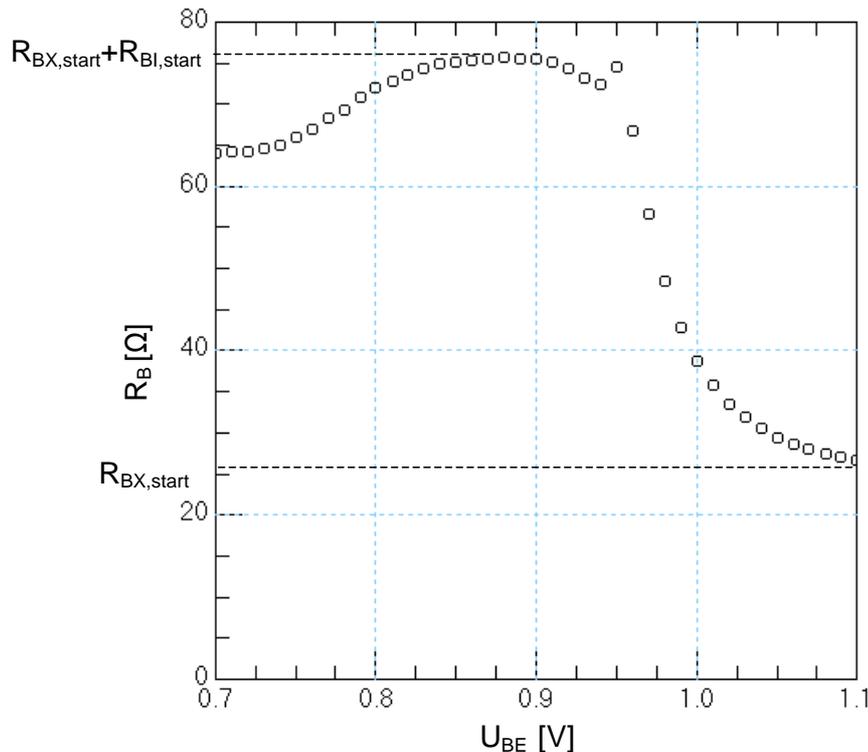
auf zu geringe  $R_B$ -Werte im niedrigen Strombereich führt. Bei dieser Methode wird der Basiswiderstand an den Verlauf von

$$h_{11_{corr}} = \frac{1}{y_{11} + y_{12}} = R_B + R_E \quad (5.26)$$

angepasst. Da  $R_B$  eine Arbeitspunktabhängigkeit aufweist, werden die S-Parameter über der Spannung  $U_{BE}$  gemessen. Für  $R_B$  ergibt sich unter Verwendung von Gleichung (5.26) der in Abbildung 5.17 dargestellte Verlauf.

Der Basiswiderstand besteht aus einem konstanten Anteil  $R_{BX}$  und einem arbeitspunktabhängigen Anteil  $R_{BI}$ . Im HICUM/L0-Modell wird der Basiswiderstand wie folgt stromabhängig beschrieben:

$$R_B = R_{BX} + R_{BI} = RBX + \frac{RBI0}{1 + \frac{q_{je}}{VR0E} + \frac{q_{jci}}{VR0C} + \frac{I_{tf}}{IQF} + \frac{I_{tr}}{IQR}}. \quad (5.27)$$



**Abbildung 5.17:** Verlauf von  $R_B$  über  $U_{BE}$  bestimmt aus der modifizierten Kreisanpassungsmethode

Anhand der gemessenen Kennlinie nach Abbildung 5.17 können die Startwerte  $R_{BI,start}$  und  $R_{BX,start}$  für die beiden Basisstromanteile bestimmt werden. Aus diesen können nach der Bestimmung der Transferstromparameter Startwerte für die Modellparameter  $RBX$  und  $RBI0$  ermittelt werden.

Die mit dieser Methode bestimmten Werte werden nicht als endgültige Werte betrachtet, weil die Genauigkeit der Messmethode zu gering ist. Die Kreisanpassungsmethode liefert im mittleren Strombereich gute Ergebnisse. Trotz der Korrektur unterschätzt die Methode  $R_B$  im niedrigen Strombereich. Sie stellt aber für Einzeltransistorextraktionen die beste

Alternative zur Messung von speziellen Tetrodenstrukturen dar.

Zur Feinabstimmung wird der Basiswiderstand nach der Bestimmung aller Modellparameter an den Verlauf von  $S_{11}$  angepasst.

### DC-Temperaturparameter

Die Beschreibung des Temperaturverhalten spielt eine große Bedeutung für die richtige Modellierung des Transistors, denn abhängig von der Temperatur ändert sich das Verhalten des Transistors. Neben der Umgebungstemperatur spielt dabei auch der Einfluss der Eigenerwärmung eine große Rolle.

Nach der Bestimmung des statischen Verhaltens ist es deshalb notwendig, dass das Verhalten der DC-Modellparameter über der Temperatur betrachtet wird. Deshalb werden neben der Nominaltemperatur, bei der die Modellparameter bisher extrahiert wurden, ebenfalls die Transistorkennlinien und Widerstandsmessungen bei niedrigeren und höheren Temperaturen angepasst.

Aus der Messung der Kollektorstroms für verschiedene Temperaturen werden die Bandabstandspannung  $V_{GB}$  und die Temperaturexponenten  $ZETACT$  und  $ZETAIQF$  ermittelt. Entsprechend ergeben sich aus dem Temperaturverhalten des BE-Basisstroms  $V_{GE}$  und  $ZETABET$  und aus dem Temperaturverhalten des BC-Basisstromes und des Substratstromes die Modellparameter  $ZETABCI$ ,  $ZETASCT$  und die Bandabstandspannung  $V_{GC}$ . Aus dem Verlauf der Widerstände über der Temperatur werden die Temperaturexponenten  $ZETARCX$ ,  $ZETARE$ ,  $ZETARBI$  und  $ZETARBX$  bestimmt. Weiterhin werden aus der Messung der Ausgangskennlinie für verschiedene Temperaturen die Temperaturfaktoren des Lawinendurchbruchs  $ALEAV$ ,  $ALKAV$  angepasst.

### Eigenerwärmung, thermischer Widerstand

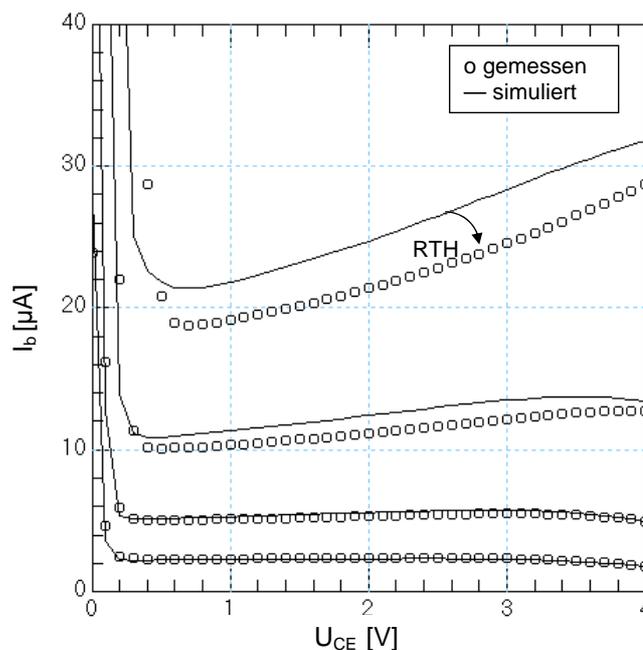
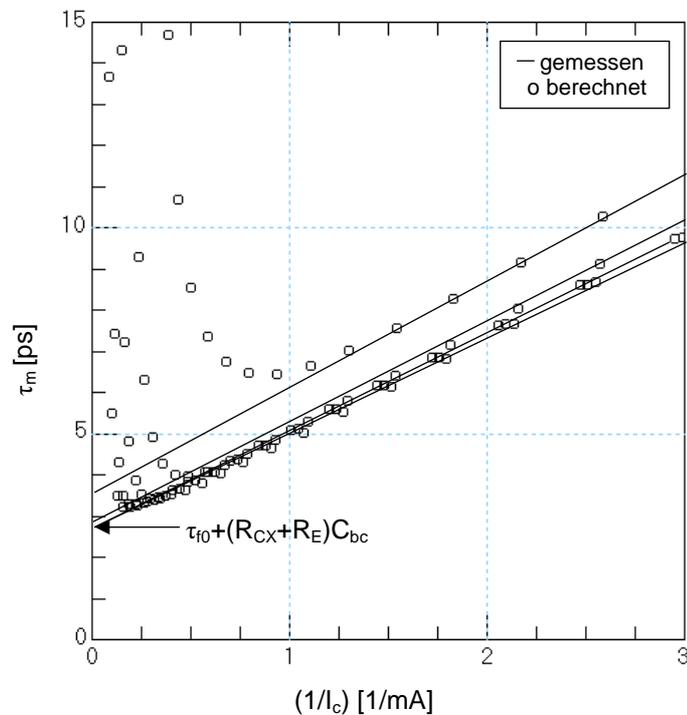


Abbildung 5.18:  $I_b$  über  $U_{CE}$  gemessen bei konstanten Werten für  $U_{BE}$

Wie in [71] vorgeschlagen wird der thermische Widerstand  $R_{TH}$  aus dem Anstieg des Basisstroms  $I_b$  bestimmt, der über  $U_{BC}$  bei konstanten  $U_{BE}$  gemessen wird. Um ein geeignete Kennlinien zu bekommen werden Kennlinien bei verschiedenen  $U_{BE}$ -Werten aufgenommen. Grundsätzlich entspricht diese Messanordnung der für die Bestimmung des Lawinendurchbruchs verwendeten Anordnung, die sich bei der Messung einer spannungsgesteuerten Ausgangskennlinie ergibt.

Um den thermischen Widerstand bestimmen zu können, wird eine Kennlinie gewählt, in der  $U_{BE}$  groß genug ist, dass sich thermische Effekte zeigen, der Lawinendurchbruch aber noch vernachlässigbar ist (Abbildung 5.18). Der thermische Widerstand wird an den Anstieg des Basisstroms angepasst, der sich durch die Eigenerwärmung ergibt, bevor der Lawinendurchbruch zum Absinken des Basisstroms führt.

### Transitzeitparameter



**Abbildung 5.19:**  $\tau_M$  über  $1/I_c$  für verschiedene Werte für  $U_{BC}$

Die Transitzeitparameter werden an der für HF-Anwendungen wichtigen Kenngröße, der Transitfrequenz  $f_T$ , angepasst. Aus den S-Parametermessungen wird die Kleinsignal-Stromverstärkung  $h_{21}(f)$  als eine frequenzabhängige Größe bestimmt. Im Bereich, in dem  $h_{21}$  mit 20dB/Dekade abfällt ist das Produkt  $f \cdot |h_{21}(f)|$  konstant und stimmt daher mit der Transitfrequenz überein, bei der  $|h_{21}| = 1$  gilt. Ohne bis zur Transitfrequenz zu messen, lässt sich diese bei einer Frequenz  $f$  bestimmen, die sich in dem Bereich befindet, in dem  $h_{21}$  mit 20dB pro Dekade abfällt.

$$f_T = f \cdot h_{21}(f). \quad (5.28)$$

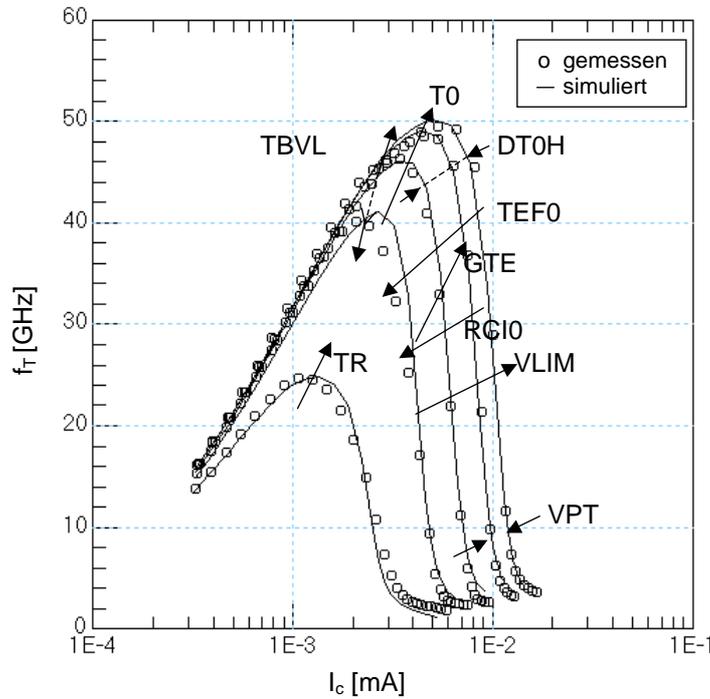
Die aus  $f_T$  resultierende Transitzeit  $\tau_M$  setzt sich mit  $C_{BC} = C_{jc} + C_{BC,par}$  und  $C_{BE} =$

$C_{je} + C_{BE,par}$  wie folgt zusammen:

$$\tau_M = \frac{1}{2\pi f_T} = \tau_f + C_{BC} (R_{CX} + R_E) + (C_{BC} + C_{BE}) \frac{U_T}{I_c}. \quad (5.29)$$

Die Extraktion der Transitzeitparameter beruht auf der in [74] für das HICUM/L2-Modell dargestellten Methode. Wie in Abschnitt 4.1.2 beschrieben, setzt sich die Transitzeit  $\tau_f$  aus dem spannungsabhängigen Anteil  $\tau_{f0}$  und dem stromabhängigen Anteil  $\Delta\tau$  zusammen.

Zunächst werden die Modellparameter  $T0$ ,  $TBVL$  und  $DT0H$  des spannungsabhängigen Transitzeitanteils  $\tau_{f0}$  ermittelt. Diese bestimmen zusammen mit den Kapazitäten  $C_{BE}$  und  $C_{BC}$  das Verhalten der Transitfrequenz  $f_T$  im niedrigen und mittleren Strombereich bis zu dem Punkt, an dem der kritische Strom  $I_{ck}$  erreicht wird, und  $f_T$  bedingt durch die Basisaufweitung steil abfällt.



**Abbildung 5.20:**  $f_T$  über  $I_c$  gemessen für  $U_{CE}=0,25\text{V}; 0,5\text{V}; 1\text{V}; 2\text{V}; 3\text{V}$

$\tau_{f0}$  wird aus der Darstellung von  $\tau_M$  über  $1/I_c$  ermittelt (Abbildung 5.19). Solange keine Hochinjektionseffekte wirken, kann  $\tau_f$  für einen festen  $U_{BC}$ -Wert als konstant über  $I_c$  angenommen werden, welches bei geringen Werten für  $I_c$  bzw. hohen Werten für  $\frac{1}{I_c}$  der Fall ist. Nach Gleichung (5.29) ergibt sich für  $\tau_M$  in diesem Bereich ein linearer Anstieg über  $1/I_c$ . Die Transitzeit  $T0$  ergibt sich durch Extrapolation des linearen Anstiegs von  $\tau_M(U_{BC} = 0\text{V})$  auf  $1/I_c = 0$  und Subtraktion von  $(C_{jc} + C_{BC,par})(R_{CX} + R_E)$ . Die Modellparameter  $DT0H$  und  $TBVL$  werden über eine 2-Punkt-Methode bestimmt. Hierzu werden analog zur Bestimmung von  $T0$  die Werte  $\tau_{f01}$  und  $\tau_{f02}$  durch Extrapolation von  $\tau_M(U_{BC1})$  und  $\tau_M(U_{BC2})$  ermittelt. Aus  $\tau_{f01}$  und  $\tau_{f02}$  werden mit  $c_1=c(U_{BC1})=(1 - \frac{U_{BC1}}{V_{DCI}})^{ZCI}$ ,  $c_2=c(U_{BC2})=(1 - \frac{U_{BC2}}{V_{DCI}})^{ZCI}$   $TBVL$  und  $DT0H$  wie folgt berechnet:

$$TBVL = \frac{c_1 c_2}{c_2 - c_1} \left( \frac{\tau_{f02} - T0}{c_2 - 1} - \frac{\tau_{f01} - T0}{c_1 - 1} \right), \quad (5.30)$$

$$DT0H = \frac{\tau_{f01} - T0}{c_1 - 1} + \frac{TBVL}{c_1}. \quad (5.31)$$

Die Ergebnisse aus Gl.(5.30) und Gl.(5.31) werden in der Regel als Startwerte verwendet. Die Modellparameter  $TBVL$  und  $DT0H$  werden anschließend an die Transitfrequenz  $f_T$  im mittleren Strombereich fein angepasst. Der Einfluss von  $TBVL$  und  $DT0H$  auf  $f_T$  ist in Abbildung 5.20 dargestellt. Die dargestellten Pfeile zeigen den Einfluss der Modellparameter auf die Kennlinie bei Erhöhung des Modellparameterwertes. Sind die Linien mit zwei Pfeilen versehen, bedeutet dieses, dass eine Erhöhung des Modellparameterwertes je nach Pfeilrichtung, entweder zu einem Zusammenschieben oder Auseinanderziehen von Kennlinien mit unterschiedlichen  $U_{CE}$ -Werten führt.

Da die Rückwärtstransitzeit  $\tau_r$  mit den verwendeten GSG-Strukturen nicht gemessen werden kann und der Transistor im Rückwärtsbetrieb im Allgemeinen keine Anwendung findet, ist es ausreichend die Rückwärtstransitzeit  $TR$  anhand einer  $f_T$ -Kurve im Sättigungsbereich ( $U_{CE} = 0,25V$ ) anzupassen.

Nachdem der Transitfrequenzverlauf im niedrigen und mittleren Strombereich bestimmt ist, kann aus  $\tau_M$  der Verlauf von  $\Delta\tau$  berechnet werden:

$$\Delta\tau = \tau_M - \tau_{f0} - C_{BC}(R_{CX} + R_E) - (C_{BC} + C_{BE})\frac{U_T}{I_c}. \quad (5.32)$$

Bevor die Modellparameter von  $\Delta\tau$  extrahiert werden, ist es notwendig den kritischen Strom  $I_{ck}$  zu ermitteln und die zugehörigen Modellparameter anzupassen.

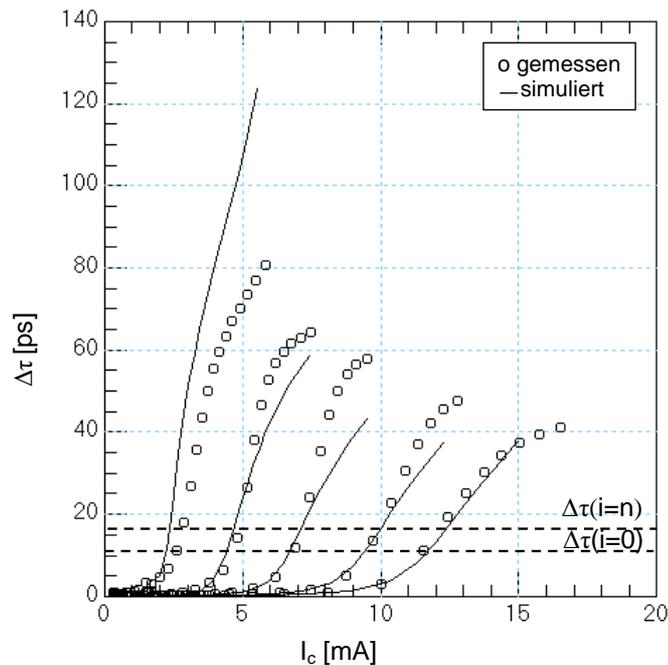


Abbildung 5.21:  $\Delta\tau$  über  $I_c$  für verschiedene  $U_{CE}$ -Werte

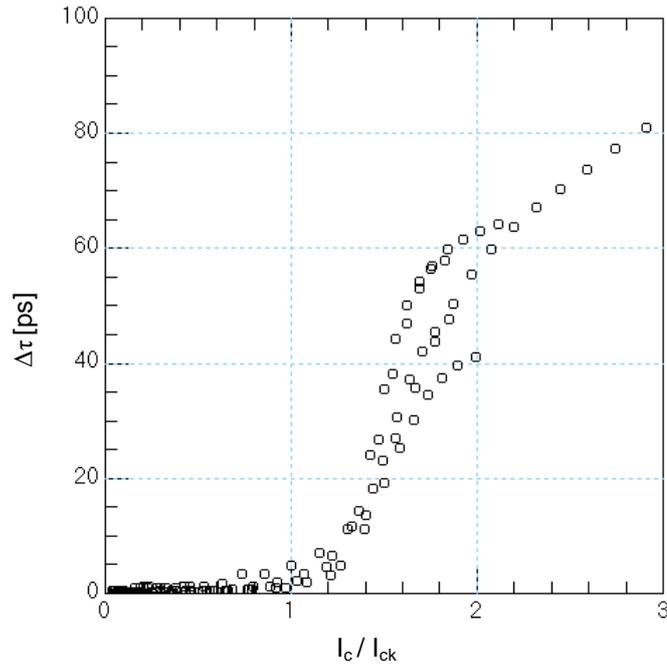


Abbildung 5.22:  $\Delta\tau$  über  $I_c/I_{ck}$  für verschiedene  $U_{CE}$ -Werte

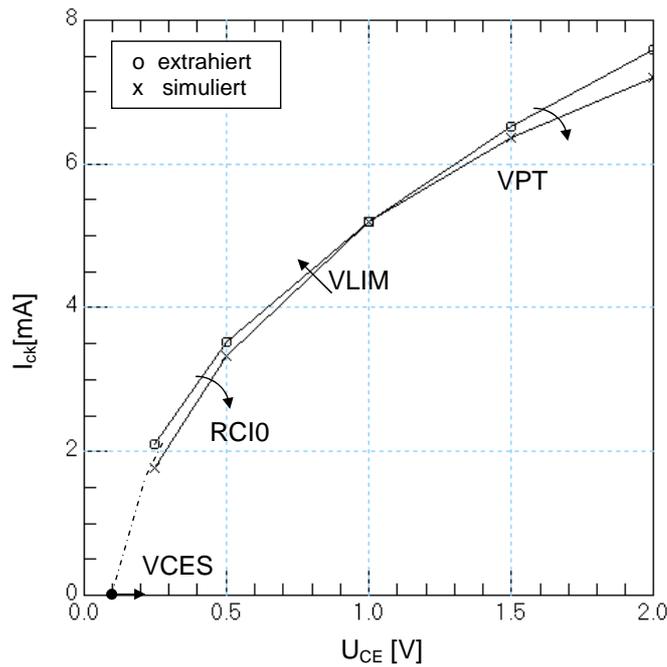


Abbildung 5.23:  $I_{ck}$  über  $U_{CE}$

Zur Bestimmung des kritischen Stroms  $I_{ck}$  aus der Transitzeit  $\Delta\tau$  wird die in [74] beschriebene Iterationsmethode verwendet. Hierbei wird  $I_{ck}$  aus  $\Delta\tau$  über  $I_c$  ermittelt (Abbildung 5.21). Zunächst wird ein Startwert  $\Delta\tau_{i=0}$  gewählt, bei dem sich die Kennlinie im steilen Anstieg befindet. Zu  $\Delta\tau_{i=0}$  werden die zugehörigen Werte von  $I_c$  für unterschiedliche

$U_{CE}$ -Spannungen ermittelt. Diese Werte werden als Startwerte für den kritischen Strom verwendet  $I_{ck}(U_{CE})$ , da angenommen wird, dass der kritische Strom bei einem konstanten  $\Delta\tau$  auftritt. Diese Startwerte für den kritischen Strom  $I_{ck}$  werden verwendet und der Quotient  $I_c/I_{ck}$  gebildet. Anschließend wird  $\Delta\tau$  über  $I_c/I_{ck}$  dargestellt (Abbildung 5.22). Die Iteration wird solange wiederholt bis die Kennlinien von  $\Delta\tau(I_c/I_{ck})$  für unterschiedliche  $U_{CE}$ -Werte übereinander liegen.

Aus dieser Methode ergibt sich der in Abbildung 5.23 dargestellte Verlauf von  $I_{ck}(U_{CE})$ . Dieser kann durch Optimierung oder durch manuelle Anpassung der Modellparameter  $VCES$ ,  $VLIM$ ,  $RCI0$  und  $VPT$  an die extrahierte Kurve angepasst werden. Nach der Bestimmung des kritischen Stroms werden die Modellparameter  $THCS$ ,  $AHC$  und  $TEF0$  an  $\Delta\tau$  (Abb.5.21) angepasst und anschließend wird eine Feinabstimmung der Modellparameter an die Transitfrequenz  $f_T$  vorgenommen. Der Einfluss der Modellparameter auf die  $f_T$ -Kennlinie ist in Abbildung 5.20 dargestellt ist.

Bei der Anpassung sollte aber der Verlauf der Quasisättigung mitbetrachtet werden, da diese auch durch  $I_{ck}$  bestimmt wird.

### AC-Temperaturparameter

Die Temperaturparameter des dynamischen Verhaltens werden nach der Bestimmung der Transitzeitmodellparameter, die bei Nominaltemperatur extrahiert wurden, bestimmt. Hierzu wird die  $f_T$ -Kurve für verschiedene Temperaturen betrachtet und anhand des Temperaturgangs der Modellparameter werden die Temperaturkoeffizienten des inneren Kollektorwiderstands  $ZETACI$ , die Temperaturparameter des kritischen Stroms  $ALVS$ ,  $AICES$  und der Transitzeit  $ALT0$  und  $KT0$  ermittelt.

### DC-Hochstromparameter

Die im HICUM/L0 eingeführten DC-Hochstromparameter  $IQFH$  und  $IQFE(TFH)$  werden nach der Extraktion des dynamischen Verhaltens an die Ausgangskennlinie (Abbildung 5.24) und den Kollektorstrom  $I_c(U_{BE})$  (Abbildung 5.25) im Hochstrombereich angepasst. Aufgrund der neueingeführten Modellgleichungen, tritt in diesem Bereich keine negative Steigung im Kollektorstrom mehr auf, so dass eine uneingeschränkte Anpassung möglich ist. Da der grundsätzliche Verlauf der Quasisättigung durch den kritischen Strom bestimmt ist, ist es für eine gute Anpassung der Quasisättigung notwendig schon bei der Anpassung von  $I_{ck}$  diese mitzubetrachten. Durch den Modellparameter  $AHQ$  kann, falls nötig, noch die Höhe des kritischen Stroms geringfügig fein eingestellt werden. Wie stark der Kollektorstrom nach Erreichen des kritischen  $I_{ck}$  Strom absinkt, wird mit dem Modellparameter  $IQFH$  eingestellt, welcher sowohl an der Ausgangskennlinie als auch an  $I_c(U_{BE})$  angepasst wird. Mit dem Modellparameter  $IQFE(TFH)$  kann die Steigung des Kollektorstrom zusätzlich verringert werden.

### Feinanpassung

Nachdem die Modellparameter des statischen und des dynamischen Verhaltens vollständig bestimmt wurden, werden alle Kennlinien nochmals betrachtet und gegebenenfalls Feinanpassungen vorgenommen. Auch weitere Kennlinien wie die S-Parameter- und Y-Parameterverläufe oder die maximale Schwingfrequenz  $f_{max}$  werden überprüft und führen, wenn notwendig, zur Feinabstimmung der Modellparameter.

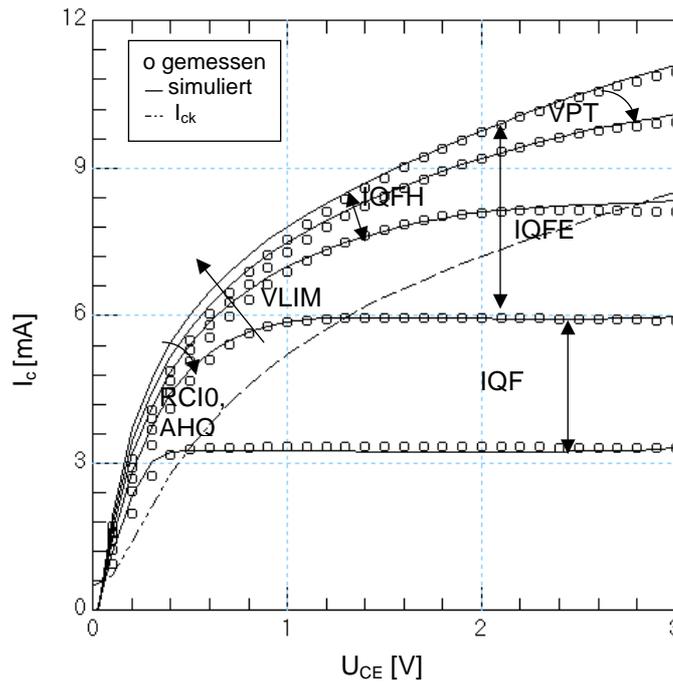


Abbildung 5.24:  $I_c$  über  $U_{CE}$  bei konstanten Werten für  $I_B$

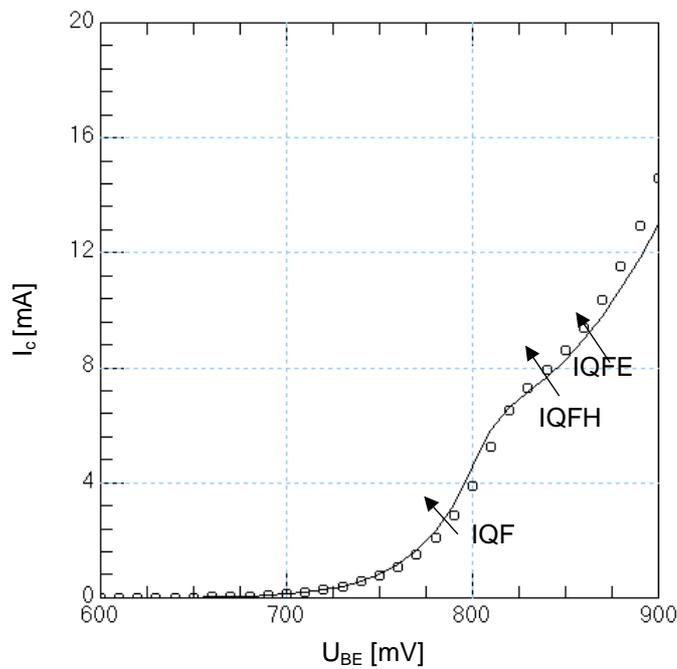


Abbildung 5.25:  $I_c$  über  $U_{BE}$ ,  $U_{BC} = 0$

---

## 6 Modellierungsergebnisse

Um die Gültigkeit der in dieser Arbeit entwickelten Modellgleichungen zu überprüfen, wurden Transistoren verschiedener Technologie und Geometrie (siehe Abschnitt 2.6) mit dem weiterentwickelten HICUM/L0-Modell angepasst. Insgesamt wurden vier Transistoren modelliert, die im Folgenden als T1 bis T4 bezeichnet werden. Die Kenngrößen dieser Transistoren sind in Tabelle 6.1 dargestellt.

**Tabelle 6.1:** Kenngrößen der modellierten Transistoren

	$I_{max}$	$f_{Tmax}$	$V_{ce0}$
T1	10 mA	50 GHz	4,0 V
T2	75 mA	33 GHz	5,5 V
T3	7,5 mA	180 GHz	1,5 V
T4	50 mA	32 GHz	4,0 V

Bei der Anpassung wurde die in Kapitel 5 erläuterte Extraktionsstrategie für Einzeltransistoren verwendet, welche sich durch einen geringen Mess- und Modellierungsaufwand auszeichnet. Die daraus resultierenden Modellierungsergebnisse werden im Folgenden anhand von Mess- und Simulationskurven dargestellt, die bei Raumtemperatur ( $T = 25^\circ\text{C}$ ) ermittelt wurden.

Um den Fortschritt der Weiterentwicklung zu zeigen, werden für ein Beispiel die Modellierungsergebnisse der HICUM/L0-Version 1.12 denen des weiterentwickelten HICUM/L0-Modells gegenübergestellt. Weiterhin werden anhand einzelner Transistoren Ergebnisse der heute geläufigen Modelle, wie VBIC und HICUM/L2, mit denen des weiterentwickelten HICUM/L0-Modells verglichen.

### 6.1 Niedrigrauschtransistor T1

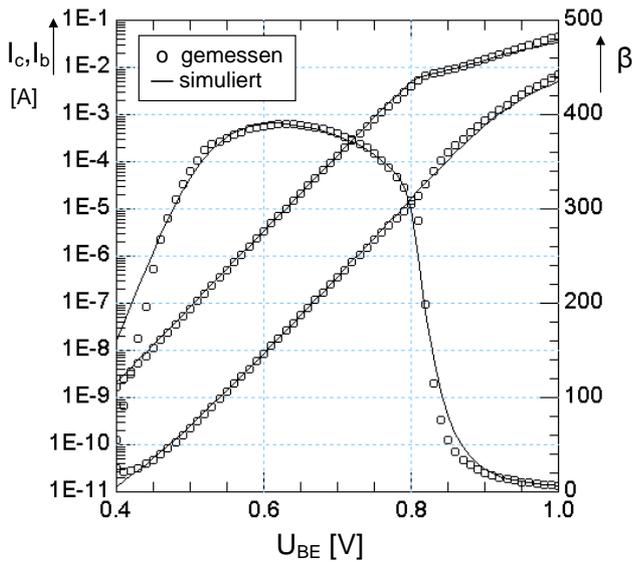
In diesem Abschnitt werden die Modellierungsergebnisse des Transistors T1 betrachtet. Dieser SiGeC-HBT der B7HF-Technologie weist eine Doppemitterkonfiguration auf, bei der Basis(B), Kollektor(C) und Emitter(E) in der Reihenfolge CBEBEBC angeordnet sind.

Die gezeichnete Emitterlänge beträgt  $l_e=10,4\mu\text{m}$ , während die gezeichnete Emitterweite  $w_e=0,5\mu\text{m}$  beträgt. Aufgrund seiner geringen Rauschzahl von  $F_{min}=0,5\text{dB}$  bei 2GHz ist der Transistor insbesondere für den Entwurf von LNA's (Low Noise Amplifier) geeignet.

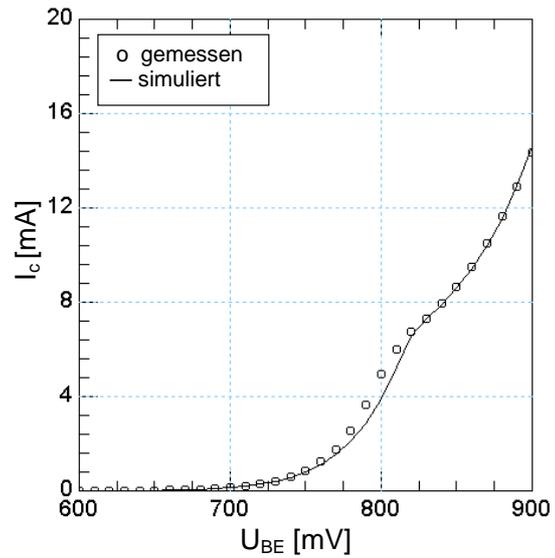
Für diesen Transistor werden im Folgenden die Modellierungsergebnisse des weiterentwickelten HICUM/L0-Modells, des HICUM/L0-Modells Version 1.12, sowie des VBIC-Modells dargestellt und detailliert beschrieben.

### 6.1.1 Modellierungsergebnisse des weiterentwickelten HICUM/L0-Modells

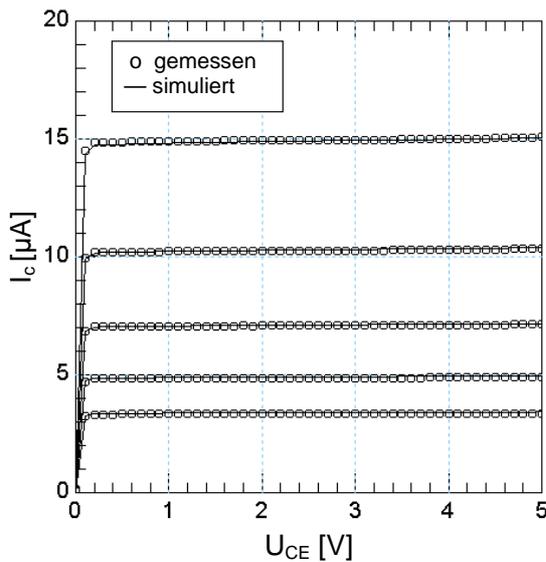
Bei der Anpassung des Transistors T1 mit dem weiterentwickelten HICUM/L0-Modell ergeben sich die in Tabelle A.2 aufgelisteten Modellparameterwerte und die in Abbildung 6.1 bis Abbildung 6.6 dargestellten Mess- und Simulationskurven.



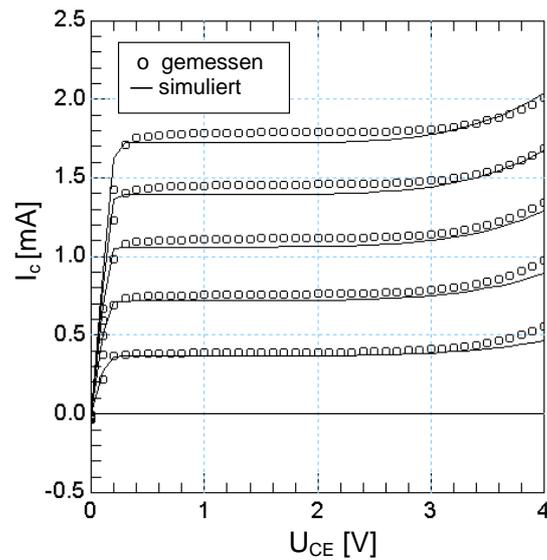
**Abbildung 6.1:** Vorwärts-Gummelplot,  $U_{BC}=0V$



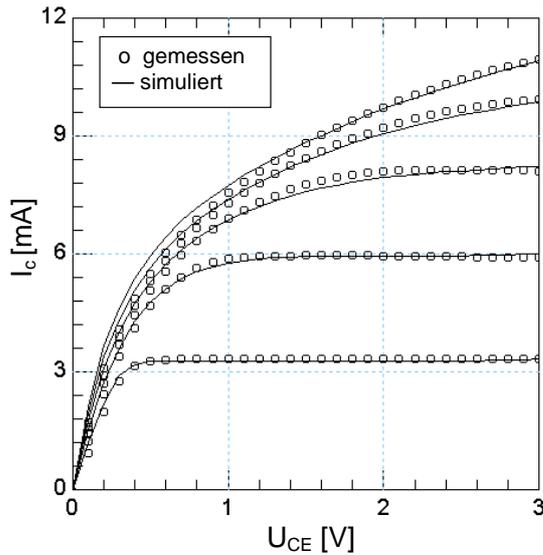
**Abbildung 6.2:** Kollektorstrom  $I_c(U_{BE})$ ,  $U_{BC}=0V$



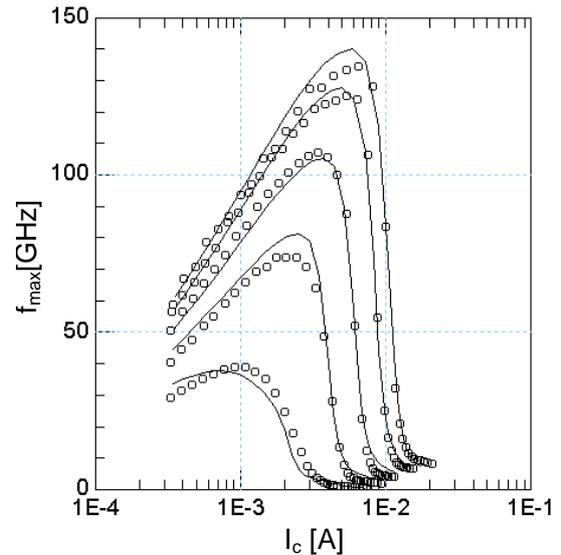
**Abbildung 6.3:** Vorwärts-Ausgangskennlinie,  $U_{BE}=0,6V; 0,61V; 0,62V; 0,63V; 0,64V$



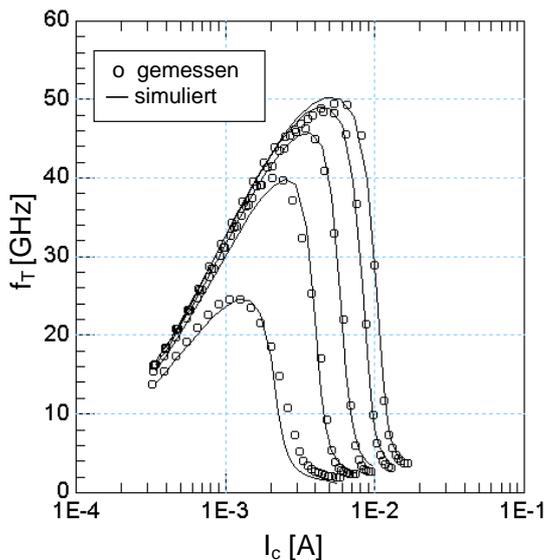
**Abbildung 6.4:** Vorwärts-Ausgangskennlinie,  $I_b=1nA; 2nA; 3nA; 4nA; 5nA$



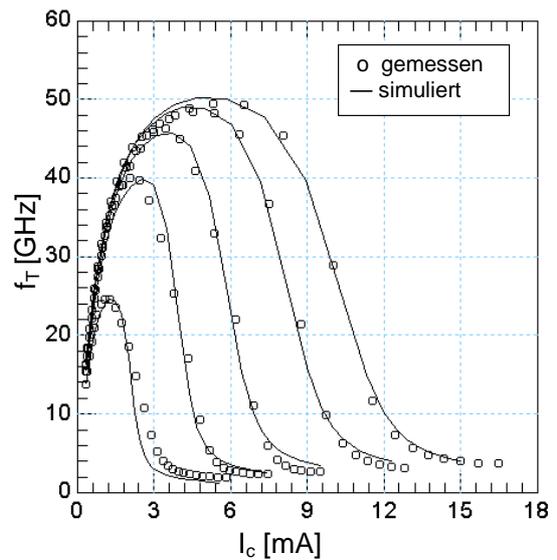
**Abbildung 6.5:** Vorwärts-Ausgangskennlinie,  $I_b=10\ \mu\text{A}; 20\ \mu\text{A}; 30\ \mu\text{A}; 40\ \mu\text{A}; 50\ \mu\text{A}$



**Abbildung 6.6:** Maximale Schwingfrequenz  $f_{max}$ ,  $U_{CE}=0,25\text{V}; 0,5\text{V}; 1\text{V}; 2\text{V}; 3\text{V}$



**Abbildung 6.7:** Transitfrequenz  $f_T$ ,  $U_{CE}=0,25\text{V}; 0,5\text{V}; 1\text{V}; 2\text{V}; 3\text{V}$



**Abbildung 6.8:** Transitfrequenz  $f_T$ ,  $U_{CE}=0,25\text{V}; 0,5\text{V}; 1\text{V}; 2\text{V}; 3\text{V}$

Wie in Abbildung 6.1 bis Abbildung 6.6 zu erkennen, lässt sich für den Transistor T1 zwischen den Mess- und Simulationskurven des statischen und des dynamischen Verhaltens eine sehr gute Übereinstimmung feststellen.

Wird der Gummelplot in Abbildung 6.1 betrachtet, ist zu erkennen, dass nicht nur im idealen Bereich die Messung durch die Simulationsdaten gut wiedergegeben wird, sondern bis in den Hochstrombereich eine gute Anpassung des Kollektor- und Basisstroms erreicht wird. Dieses spiegelt sich auch  $\beta$ -Verlauf wider, bei dem sowohl das fallende Dach des beginnenden  $\beta$ -Abfalls als auch der darauffolgende steile Abfall durch die simulierten Kurven sehr gut wiedergegeben wird.

Wird der Kollektorstromverlauf im Hochstrombereich (Abbildung 6.2) betrachtet, zeigt

sich, dass durch das weiterentwickelte HICUM/L0-Modell eine gute Anpassung erreicht wird und insbesondere auch der typische Verlauf der SiGe-HBT's, der einen doppelten Wendepunkt beinhaltet, sehr gut beschrieben wird. In keinem Fall kommt es zum Auftreten einer negativen Steigung wie im HICUM/L0 bisher beobachtet wurde.

Betrachtet man die Ausgangskennlinien im mittleren Strombereich in Abbildung 6.4 und Abbildung 6.3, zeigt sich sowohl für die Strom- als auch die Spannungssteuerung eine sehr gute Anpassung der Kennlinien. Im stromgesteuerten Fall tritt der Lawinendurchbruch auf, der in diesem Bereich mit der Simulation sehr gut wiedergegeben werden kann. Jedoch beinhaltet das Modell keine Stromabhängigkeit des Lawinendurchbruchs, so dass eine gute Anpassung des Lawinendurchbruchs über den gesamten Arbeitsbereich meist nicht möglich ist. Eine Modellierung der Temperaturabhängigkeit ist aber enthalten, so dass eine Anpassung über der Temperatur trotzdem zu recht guten Simulationsergebnissen führt.

Wird die stromgesteuerte Ausgangskennlinie im Hochstrombereich (6.5) betrachtet, zeigt sich das Auftreten der Quasisättigung. Durch die in dieser Arbeit neuentwickelte Gleichung für die normierte Löcherladung, kann diese sehr gut angepasst werden, ohne dass es im Kollektorstrom zu einer negativen Steigung kommt.

Wie in Abbildung 6.7 und Abbildung 6.8 zu erkennen, kann aufgrund der ausführlichen HICUM-Gleichungen für die Transitzeitbeschreibung, die Transitfrequenz sehr gut angepasst werden. Ebenfalls ergeben sich für die Modellierung der maximalen Schwingfrequenz  $f_{max}$  gute Ergebnisse (Abbildung 6.6).

Für den betrachteten Transistor T1 lassen sich mit dem weiterentwickelten HICUM/L0 sehr gute Modellierungsergebnisse erreichen, wobei die Gültigkeit der Gleichungen bis in den Hochstrombereich reicht und kein Nachteil in der Anpassung durch die Entkopplung des statischen und des dynamischen Verhaltens beobachtet wird.

### 6.1.2 Modellierungsergebnisse der HICUM/L0-Modells Version 1.12

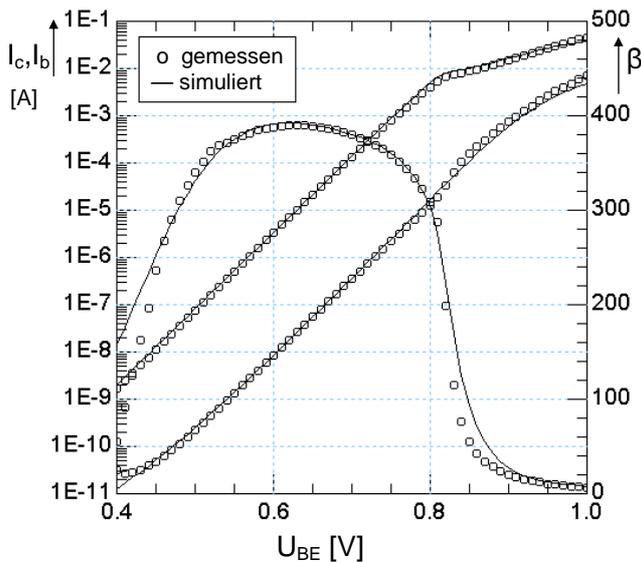
Zur Darstellung des Fortschritts, der mit dem weiterentwickelten HICUM/L0 erzielt wird, werden in diesem Abschnitt die Modellierungsergebnisse des Transistors T1 dargestellt, welche mit der HICUM/L0 Version 1.12 erreicht werden können. Die zugehörigen Modellparameter sind im Anhang in Tabelle A.2 dargestellt.

Bei der Anpassung wurde versucht, so weit wie möglich die Modellparameter des weiterentwickelten HICUM/L0-Modells zu übernehmen. Jedoch ist das bisherige HICUM/L0 bei der Anpassung des statischen Hochstrombereichs und bei der Extraktion der zugehörigen Modellparameter  $I_{QFH}$  und  $T_{FH}$  stark eingeschränkt, da das Auftreten einer negativen Steigung vermieden werden sollte. Für dieses Beispiel wurde versucht trotz dieser Einschränkung eine möglichst gute Anpassung zu erreichen, so dass der Modellparameter  $I_{QFH}$  so klein gewählt wird, dass gerade noch keine negative Steigung im Kollektorstrom auftritt. Die dadurch erreichten Modellierungsergebnisse sind in Abbildung 6.9- Abbildung 6.14 dargestellt.

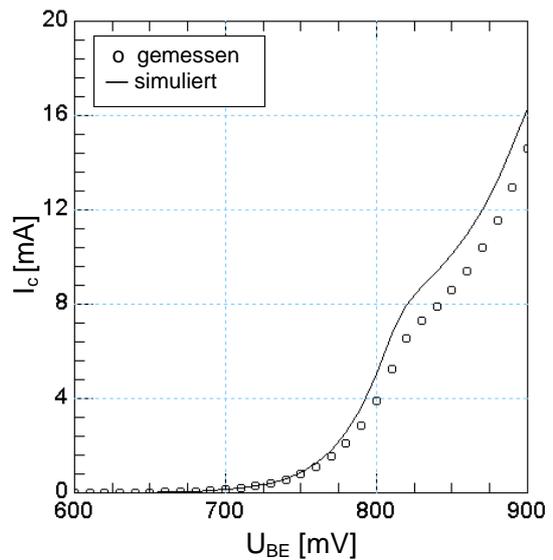
Wie aus den Kennlinien abzulesen ist, können mit dem HICUM/L0 Version 1.12 im niedrigen und mittleren Strombereich gleich gute Modellierungsergebnisse wie mit dem weiterentwickelten HICUM/L0-Modell erreicht werden. Dieses entspricht den Erwartungen, denn die neu entwickelten Modellgleichungen zeigen ihre Wirkung erst im Hochstrombereich.

Wird der Gummel-Plot in Abbildung 6.9 betrachtet, zeigt sich eine gute Übereinstimmung. Das fallende Dach des  $\beta$ -Verlaufs wird statt mit der Rückwärts-Early-Spannung  $V_{ER}$  mit dem Emissionskoeffizienten  $MCF$  angepasst. Dieses bewirkt gute Ergebnisse,

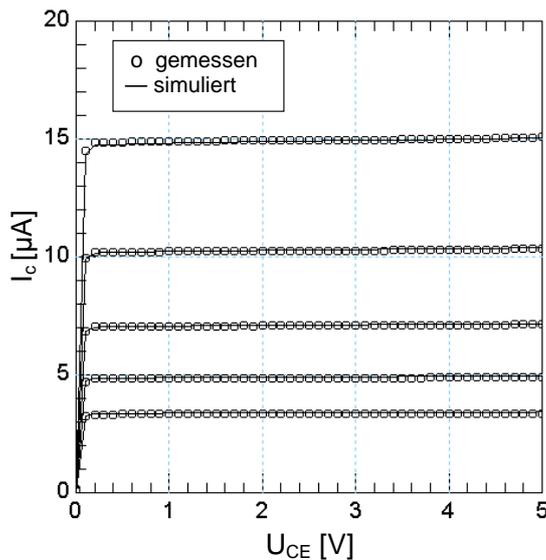
kann aber zu einer Offset-Spannung in der simulierten Ausgangskennlinie führen, wenn nicht  $MCF = MCR$  gesetzt wird. Wird der Kollektorstrom  $I_c$  im Hochstrombereich (Abbildung 6.10) betrachtet, ist bis etwa 0,8V eine zufriedenstellende Übereinstimmung zu erkennen. Jedoch geht der Knick, der für die simulierten Kurven zu beobachtet ist, bei kleineren Werten für  $I_{QFH}$  in eine negative Steigung über. Eine bessere Anpassung im höheren Strombereich über 0,8V ist daher wegen der Vermeidung der negativen Steigung nicht möglich.



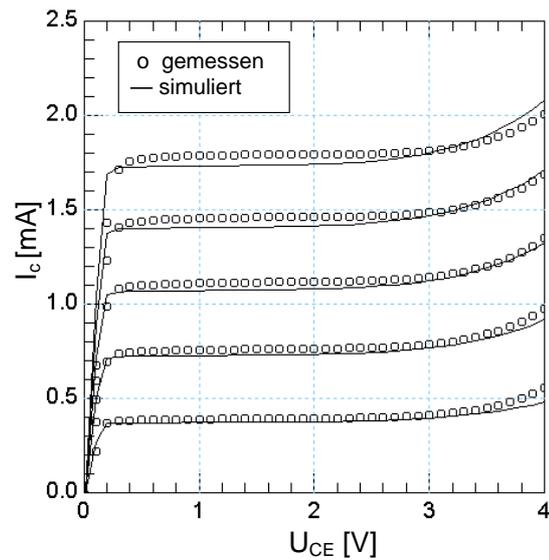
**Abbildung 6.9:** Vorwärts-Gummelplot,  $U_{BC}=0V$



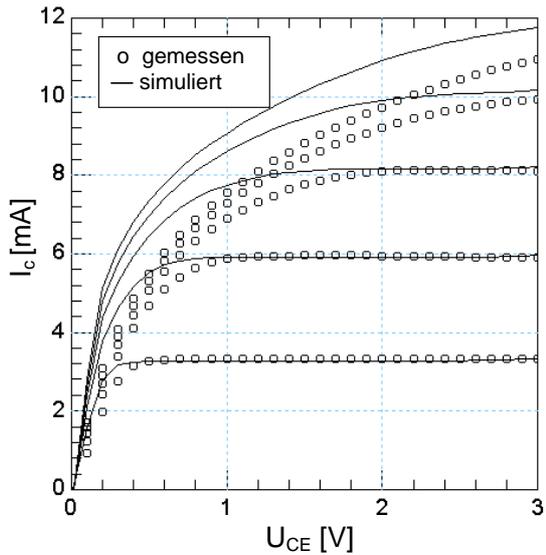
**Abbildung 6.10:** Kollektorstrom  $I_c(U_{BE})$ ,  $U_{BC}=0V$



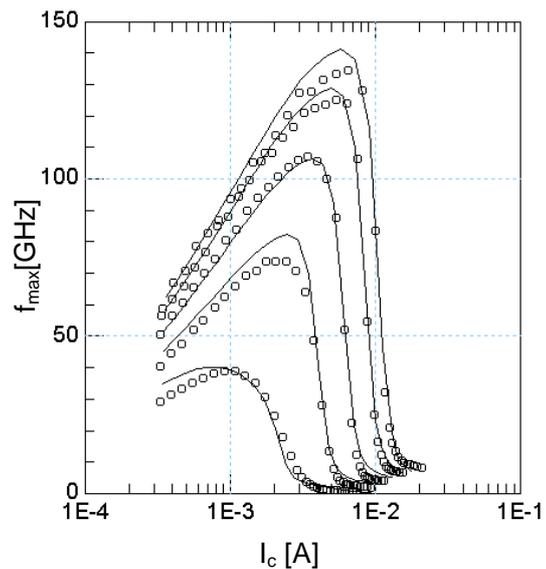
**Abbildung 6.11:** Vorwärts-Ausgangskennlinie,  $U_{BE}=0,6V; 0,61V; 0,62V; 0,63V, 0,64 V$



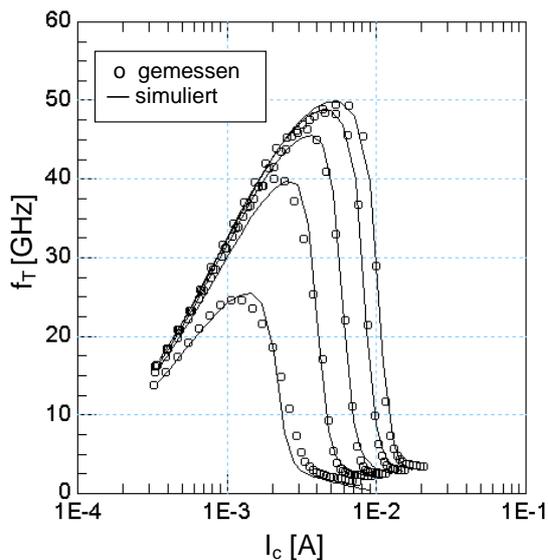
**Abbildung 6.12:** Vorwärts-Ausgangskennlinie,  $I_b=1nA; 2nA; 3nA; 4nA; 5nA$



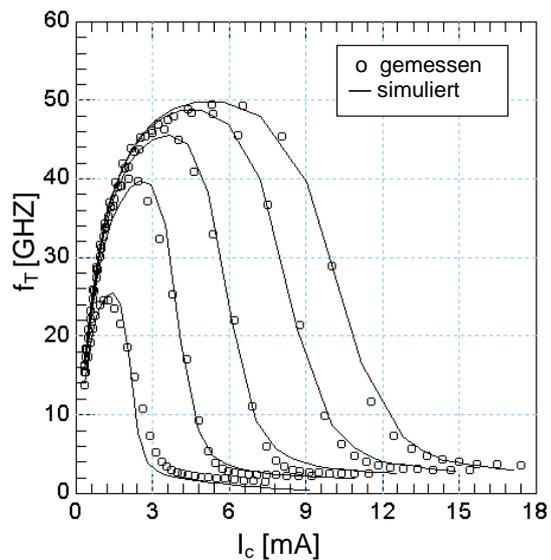
**Abbildung 6.13:** Vorwärts-Ausgangskennlinie,  $I_b=10\mu\text{A}$ ;  $20\mu\text{A}$ ;  $30\mu\text{A}$ ;  $40\mu\text{A}$ ;  $50\mu\text{A}$



**Abbildung 6.14:** Maximale Schwingfrequenz  $f_{max}$ ,  $U_{CE}=0,25\text{V}$ ;  $0,5\text{V}$ ;  $1\text{V}$ ;  $2\text{V}$ ;  $3\text{V}$



**Abbildung 6.15:** Transitfrequenz  $f_T$ ,  $U_{CE}=0,25\text{V}$ ;  $0,5\text{V}$ ;  $1\text{V}$ ;  $2\text{V}$ ;  $3\text{V}$



**Abbildung 6.16:** Transitfrequenz  $f_T$ ,  $U_{CE}=0,25\text{V}$ ;  $0,5\text{V}$ ;  $1\text{V}$ ;  $2\text{V}$ ;  $3\text{V}$

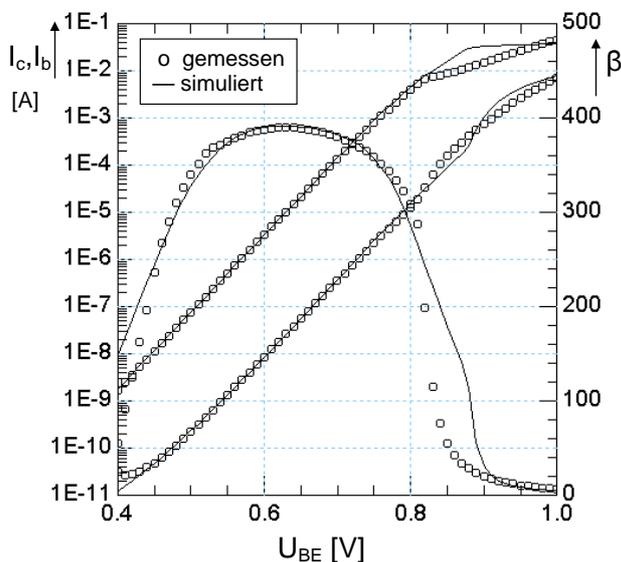
Für die Ausgangskennlinie im mittleren Strombereich (Abb. 6.12 und Abb. 6.11) ergeben sich entsprechend zum weiterentwickelten HICUM/L0 gute Übereinstimmungen zwischen Messung und Simulation. Auch die Transitfrequenz (Abb. 6.15 und Abb. 6.16) kann, da sich die Problematik des HICUM/L0 vorrangig im statischen Hochstrombereich zeigt, sehr gut angepasst werden.

In der Ausgangskennlinie im höheren Strombereich, bei der es zum Auftreten der Quasi-Sättigung kommt, zeigt sich jedoch der Nachteil des nicht verbesserten HICUM/L0-Modells. Wie in Abbildung 6.13 zu erkennen, kann die Abflachung des Kollektorstroms

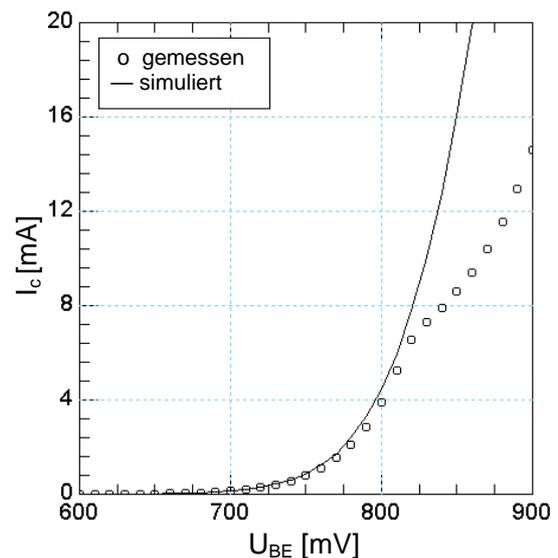
bedingt durch die Quasisättigung nicht zufriedenstellend angepasst werden. Eine bessere Anpassung wäre nur möglich, wenn der Modellparameter  $IQFH$  weiter verringert würde, was jedoch zum Auftreten einer negativen Kollektorstromsteigung führt, welche sich dann auch in der Transitfrequenz zeigt. An diesem Punkt stößt man an die Grenzen des bisherigen HICUM/L0-Modells, die in der Berechnung der normierten Löcherladung begründet sind und daher, wie im weiterentwickelten HICUM/L0-Modell vorgeschlagen, nur durch eine verbesserte Berechnung der normierten Löcherladung behoben werden kann. Grundsätzlich schränken aber die Entkopplung des statischen und des dynamischen Verhaltens und die weiteren Vereinfachungen, die im HICUM/L0 gegenüber dem HICUM/L2 vorgenommen worden sind, den Geltungsbereich des HICUM/L0-Modells nicht ein, welches deutlich wird, wenn in Abschnitt 6.2.2 ein Vergleich des weiterentwickelten HICUM/L0 mit dem HICUM/L2 dargestellt wird.

### 6.1.3 Modellierungsergebnisse des VBIC-Modells

In diesem Abschnitt werden die Modellierungsergebnisse des Transistors T1, die mit dem VBIC-Modell erzielt wurden, präsentiert. Das VBIC-Modell, das viele Nachteile des SGP-Modells behebt, aber nur eine geringe Erhöhung des Parameterextraktionsaufwands bewirkt, der etwa dem Aufwand des HICUM/L0-Modells entspricht, wird für Transistoren verwendet, die im niedrigen und mittleren Hochstrombereich ihre Anwendung finden. Die Modellparameter des VBIC-Modells, die für den Transistor T1 ermittelt wurden, sind in Tabelle A.2 dargestellt. Es wurde die Version 1.1.4 verwendet, da die Version 1.2 bei dem verwendeten Simulator nicht verfügbar ist.



**Abbildung 6.17:** Vorwärts-Gummelplot,  $U_{BC}=0V$

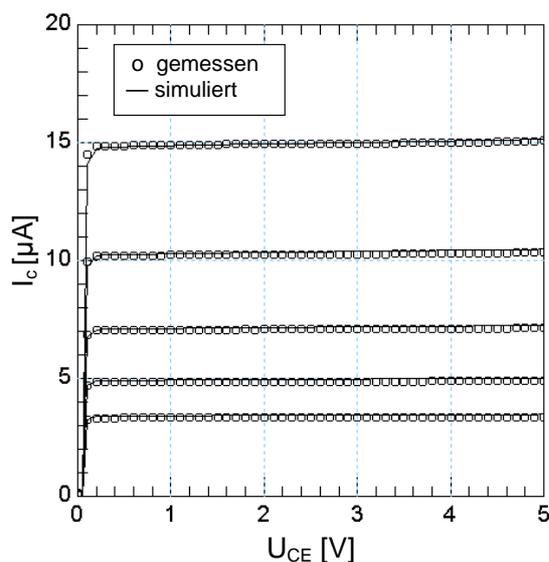


**Abbildung 6.18:** Kollektorstrom  $I_c(U_{BE})$ ,  $U_{BC}=0V$

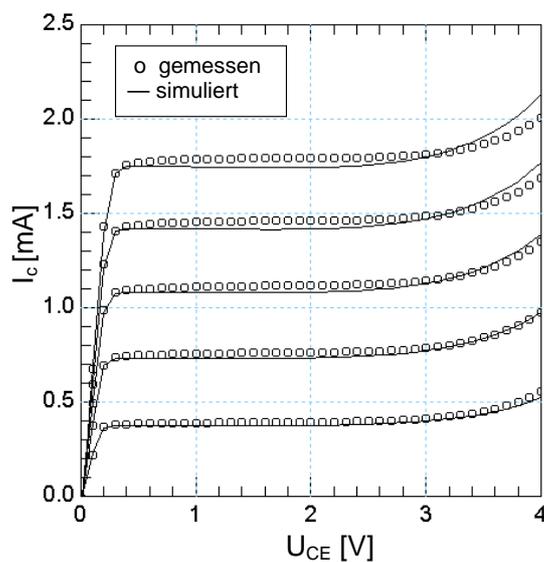
Wie in Abbildung 6.17 bis Abbildung 6.22 zu erkennen, kann mit dem VBIC-Modell nur das statische Verhalten im niedrigen und mittleren Strombereich sehr zufriedenstellend modelliert werden.

Wird zunächst der Vowärts-Gummelplot in Abbildung 6.17 betrachtet, ist zu erkennen, dass der Kollektor- und der Basisstrom bis in den Übergang zum Hochstrombereich gut an-

gepasst werden können, es im Hochstrombereich jedoch zu starken Abweichungen kommt, die sich auch im Verlauf des  $\beta$ -Abfalls zeigen. Diese Abweichungen werden auch deutlich, wenn der Kollektorstrom im Hochstrombereich (Abb. 6.18) betrachtet wird. Bis etwa 0,8 V lässt sich dieser mit dem VBIC anpassen. Bei höheren Spannungen kommt es in der gemessenen Kurve zu einen zusätzlichen Absinken und dem für SiGe-HBT's typischen doppelten Wendepunkt. Dieser kann mit dem VBIC-Modell jedoch nicht wiedergegeben werden, so dass es zu einer starken Abweichung zwischen der gemessenen und der simulierten Kurve kommt. Bei Siliziumtransistoren, bei denen dieser doppelte Wendepunkt nicht zu beobachten ist, erreicht man mit dem VBIC-Modell zwar bessere Modellierungsergebnisse, da aber SiGe-HBT's heute der Standard sind, kann das VBIC-Modell in diesem Bereich nicht als gültig angesehen werden.



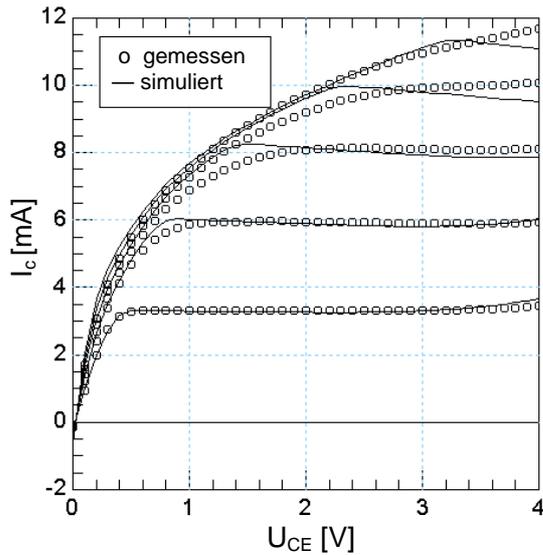
**Abbildung 6.19:** Vorwärts-Ausgangskennlinie,  
 $U_{BE}=0,6\text{ V}; 0,61\text{ V}; 0,62\text{ V}; 0,63\text{ V}; 0,64\text{ V}$



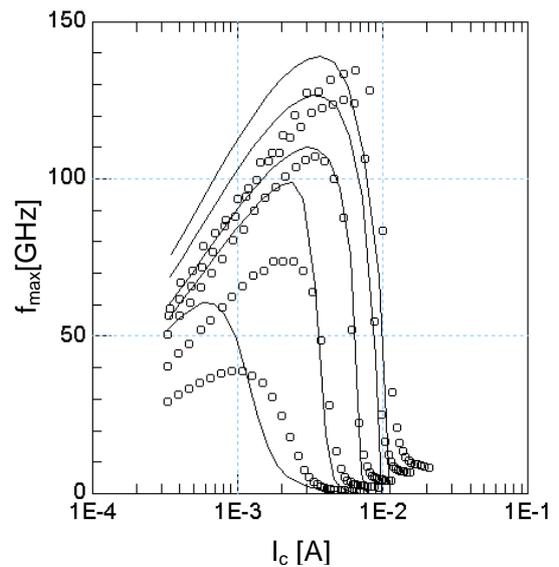
**Abbildung 6.20:** Vorwärts-Ausgangskennlinie,  
 $I_b=1\text{ nA}; 2\text{ nA}; 3\text{ nA}; 4\text{ nA}; 5\text{ nA}$

Die Ausgangskennlinien im mittleren Strombereich (Abb. 6.20 und Abb. 6.19) können einschließlich des Lawinendurchbruchs mit dem VBIC-Modell gut angepasst werden. Wie das HICUM/L0-Modell weist das VBIC-Modell ebenfalls keine Stromabhängigkeit des Lawinendurchbruchs auf, was keine zufriedenstellende Modellierung des Lawinendurchbruchs über den gesamten Arbeitsbereich des Transistors ermöglicht.

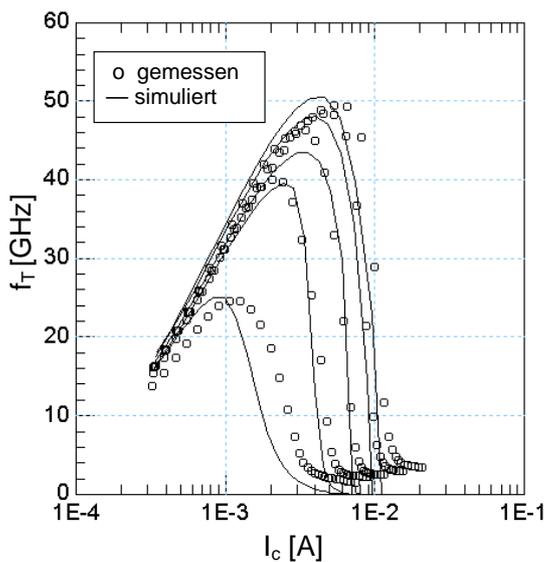
Für die Ausgangskennlinie im hohen Strombereich, in dem es zum Auftreten der Quasisättigung kommt, ergibt sich weiterhin mit dem im VBIC verwendeten Kull-Modell eine recht gute Übereinstimmung der gemessenen und simulierten Kurve, wobei auffällig ist, dass es zu einem harten Übergang zwischen dem Quasisättigungsbereich und dem Vorwärtsbereich kommt. Die beobachtete Absinken des Kollektorstroms über  $U_{CE}$  ist durch die Eigenerwärmung begründet, die in diesem Bereich etwas überschätzt wird. Problematisch ist dieses Verhalten aber nicht, denn es kann auch in gemessenen Kennlinien beobachtet werden.



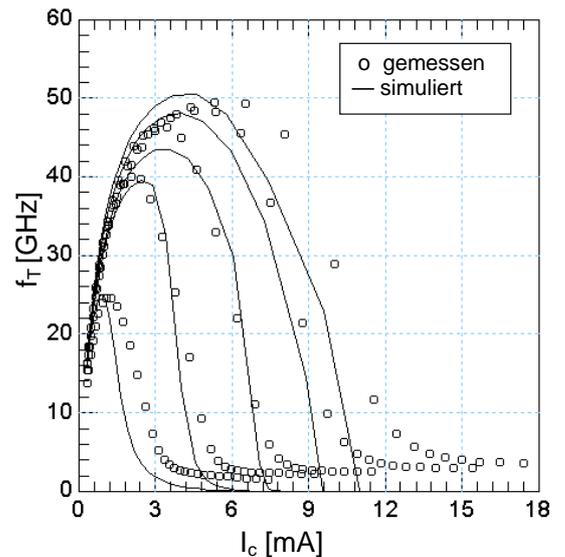
**Abbildung 6.21:** Vorwärts-Ausgangskennlinie,  $I_b=10\mu\text{A}$ ;  $20\mu\text{A}$ ;  $30\mu\text{A}$ ;  $40\mu\text{A}$ ;  $50\mu\text{A}$



**Abbildung 6.22:** Maximale Schwingfrequenz  $f_{max}$ ,  $U_{CE}=0,25\text{V}$ ;  $0,5\text{V}$ ;  $1\text{V}$ ;  $2\text{V}$ ;  $3\text{V}$



**Abbildung 6.23:** Transitfrequenz  $f_T$ ,  $U_{CE}=0,25\text{V}$ ;  $0,5\text{V}$ ;  $1\text{V}$ ;  $2\text{V}$ ;  $3\text{V}$



**Abbildung 6.24:** Transitfrequenz  $f_T$ ,  $U_{CE}=0,25\text{V}$ ;  $0,5\text{V}$ ;  $1\text{V}$ ;  $2\text{V}$ ;  $3\text{V}$

Deutlicher Nachteil des VBIC-Modells gegenüber dem HICUM/L0-Modell besteht jedoch in der Transitzeitbeschreibung. Wie in Abbildung 6.23 und Abbildung 6.24 zu erkennen, kann die Transitfrequenz nur mittelmäßig angepasst werden. Eine so gute Übereinstimmung der gemessenen und simulierten Kurven, wie es mit dem HICUM/L0-Modell (Abb. 6.7) der Fall ist, kann mit der empirischen Transitzeitgleichung des VBIC-Modells nicht erreicht werden. Auch die Anpassung der maximalen Schwingfrequenz ist daher mit dem VBIC-Modell nur unzureichend möglich (Abbildung 6.22).

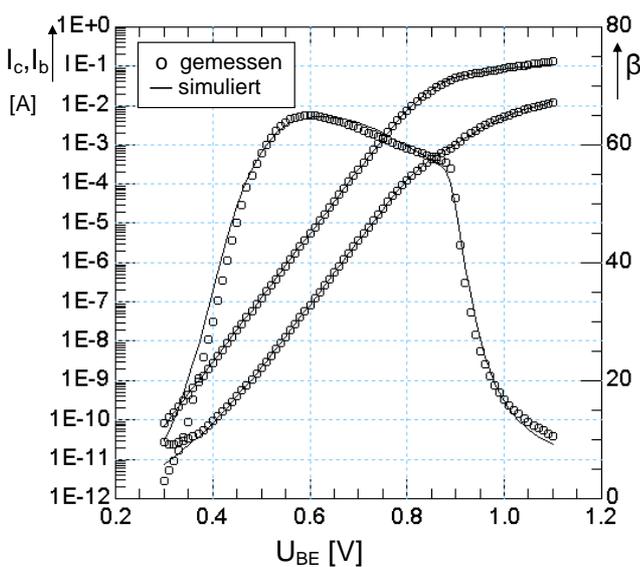
Insgesamt ist somit zum VBIC-Modell zu sagen, dass mit diesem Modell Effekte, wie der Lawinendurchbruch oder die Quasisättigung, welche im SGP-Modell nicht enthalten sind, angepasst werden können, das VBIC-Modell aber keine zufriedenstellende Anpassung des statischen als auch des dynamischen Verhaltens über den gesamten Arbeitsbereich des Transistors ermöglicht. Wenn man bedenkt, dass der Parameterextraktionsaufwand in etwa dem des HICUM/L0 entspricht, ist festzustellen, dass mit dem weiterentwickelten HICUM/L0 bei gleichem Aufwand deutlich bessere Modellierungsergebnisse erreicht werden können. Auch für die Verwendung von Transistoren, welche nicht im Hochstrombereich betrieben werden, ist daher die Verwendung des HICUM/L0-Modells vorzuziehen. Denn eine bessere Anpassung des Hochstrombereichs zeigt sich bei LNA's insbesondere in der Simulation der Linearität.

## 6.2 Hochvolttransistor T2

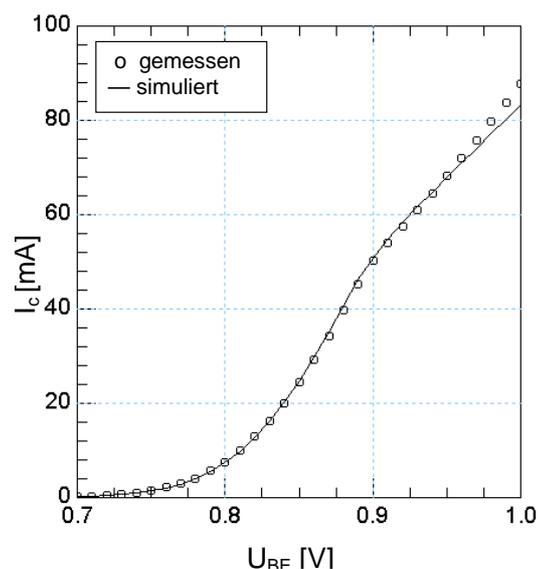
Nachdem im vorangegangenen Abschnitt ein SiGeC-HBT betrachtet wurde, der für den Entwurf von LNA's ausgelegt ist, wird in diesem Abschnitt der Transistor T2 betrachtet, bei dem es sich ebenfalls um einen SiGeC-HBT der B7HF-Technologie handelt, der jedoch für den Entwurf von Leistungsverstärkern (PA) ausgelegt ist. Dieser Hochvolttransistor besitzt ebenfalls eine Doppemitterkonfiguration (CBEBC), weist aber um ein  $I_{max} = 75\text{mA}$  zu erreichen, eine deutlich größere Emitterfläche, mit einer gezeichneten Emitterlänge von  $40\mu\text{m}$  und einer gezeichneten Emitterweite, von  $1,8\mu\text{m}$  auf.

Für diesen Transistor wurde sowohl eine Anpassung mit dem weiterentwickelten HICUM/L0-Modell als auch mit dem HICUM/L2-Modell vorgenommen, das bisher bei Infineon für diesen Transistor T2 verwendet wird.

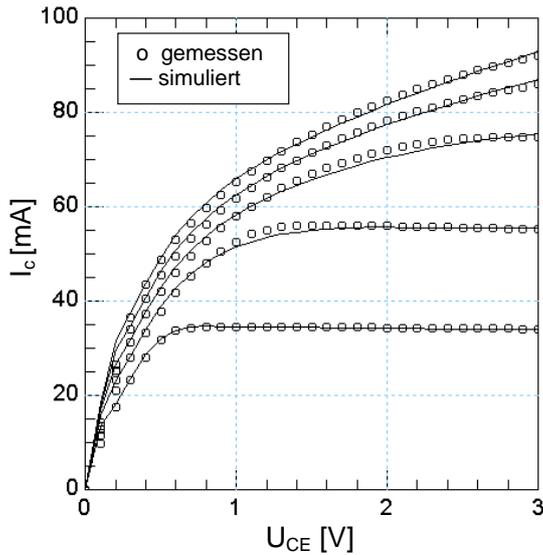
### 6.2.1 Modellierungsergebnisse des weiterentwickelten HICUM/L0-Modells



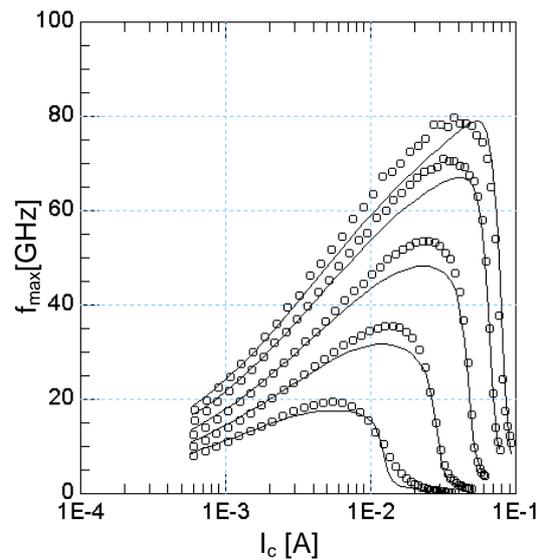
**Abbildung 6.25:** Vorwärts-Gummelplot,  $U_{BC}=0\text{V}$



**Abbildung 6.26:** Kollektorstrom  $I_c(U_{BE})$ ,  $U_{BC}=0\text{V}$

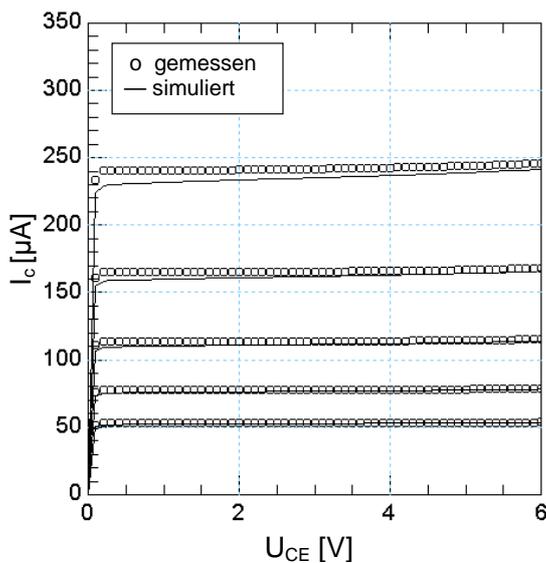


**Abbildung 6.29:** Vorwärts-Ausgangskennlinie,  $I_b=600\ \mu\text{A}$ ; 1 mA; 1,4 mA; 2,0 A; 2,2 mA

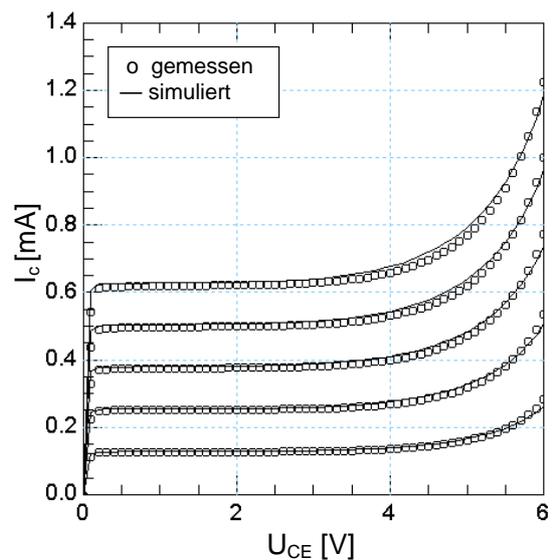


**Abbildung 6.30:** Maximale Schwingfrequenz  $f_{max}$ ,  $U_{CE}=0,25\text{V}$ ; 0,5V; 1V; 2V; 3V

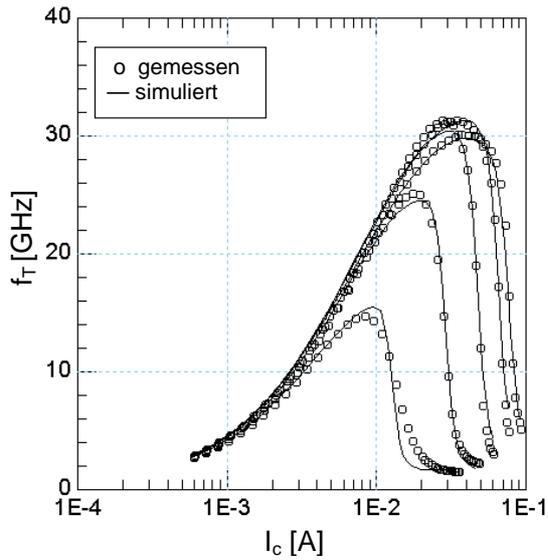
In diesem Abschnitt werden die Modellierungsergebnisse dargestellt, die mit dem weiterentwickelten HICUM/L0 für den Transistor T2 erzielt worden sind. Die ermittelten Modellparameter sind in Tabelle A.3 dargestellt.



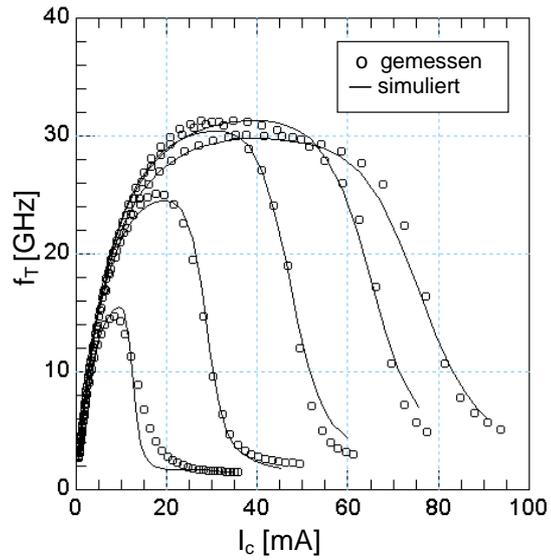
**Abbildung 6.27:** Vorwärts-Ausgangskennlinie,  $U_{BE}=0,66\text{V}$ ; 0,67V; 0,68V; 0,69V; 0,7V



**Abbildung 6.28:** Vorwärts-Ausgangskennlinie,  $I_b=2\ \mu\text{A}$ ; 4  $\mu\text{A}$ ; 6  $\mu\text{A}$ ; 8  $\mu\text{A}$ ; 10  $\mu\text{A}$



**Abbildung 6.31:** Transitfrequenz  $f_T$ ,  
 $U_{CE}=0,25\text{V}; 0,5\text{V}; 1\text{V}; 2\text{V}; 3\text{V}$

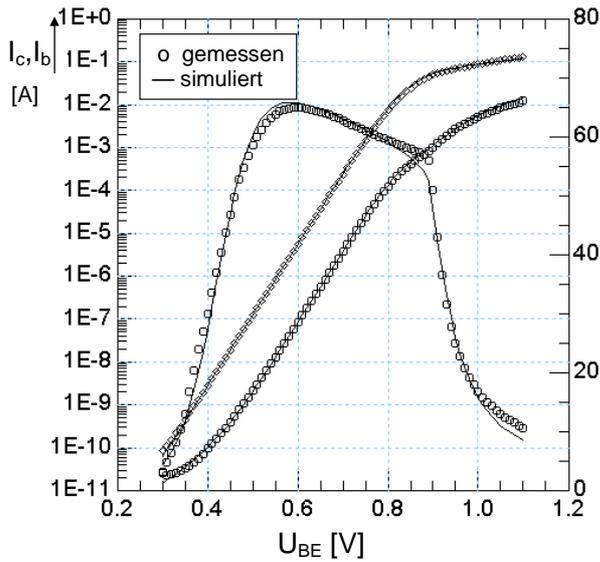


**Abbildung 6.32:** Transitfrequenz  $f_T$ ,  
 $U_{CE}=0,25\text{V}; 0,5\text{V}; 1\text{V}; 2\text{V}; 3\text{V}$

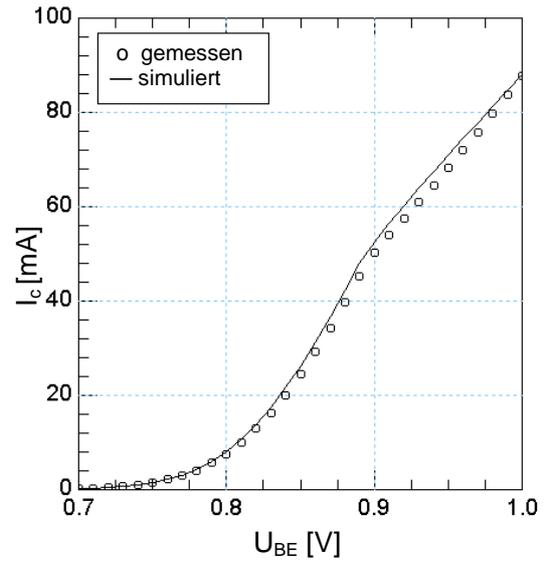
Mit dem weiterentwickelten HICUM/L0 können auch für den Hochvolttransistor über den gesamten Arbeitsbereich sehr gute Modellierungsergebnisse erzielt werden. Betrachtet man den Vorwärts-Gummelplot (Abb. 6.25) und den Kollektorstrom im Hochstrombereich (Abb. 6.26) wird der Verlauf bis hin zu Spannungen von  $U_{BE} = 1\text{V}$  sehr gut wiedergegeben. Auch die Ausgangskennlinien, sowohl im mittleren Bereich (Abb. 6.28 und Abb.6.27) als auch im hohen Strombereich (Abb. 6.29) können aufgrund der neueingeführten Modellgleichungen sehr gut angepasst werden. Ebenfalls zeigen sich für die Transitfrequenz  $f_T$  (Abb.6.31 und Abb. 6.32) und die maximale Schwingfrequenz  $f_{max}$  (Abb. 6.30), die für den Entwurf von Leistungsverstärker eine wichtige Kenngröße ist, ein gute Übereinstimmung zwischen den simulierten und den gemessenen Verläufen.

## 6.2.2 Modellierungsergebnisse des HICUM/L2-Modells

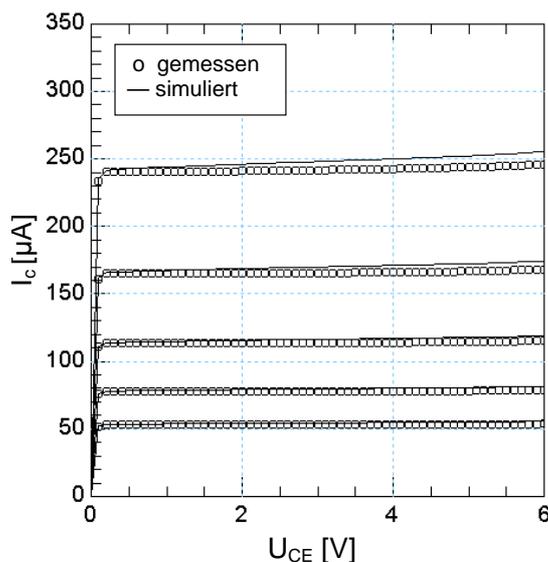
Zum Vergleich des weiterentwickelten HICUM/L0- mit dem HICUM/L2-Modell werden in diesem Abschnitt die Modellierungsergebnisse gezeigt, die für den Transistor T2 mit dem HICUM/L2-Modell erreicht werden können. Im Gegensatz zum HICUM/L0-Modell wurden für die Extraktion der Modellparameter dieses Transistors mehrere Transistoren unterschiedlicher Geometrie betrachtet und gleichzeitig angepasst. Dieses führt, wenn nur die Modellparameter eines einzelnen Transistors benötigt werden, zu einer deutlichen Erhöhung des Extraktionsaufwands gegenüber dem HICUM/L0. Die für das HICUM/L2 ermittelten Modellparameter sind in Tabelle A.3 dargestellt.



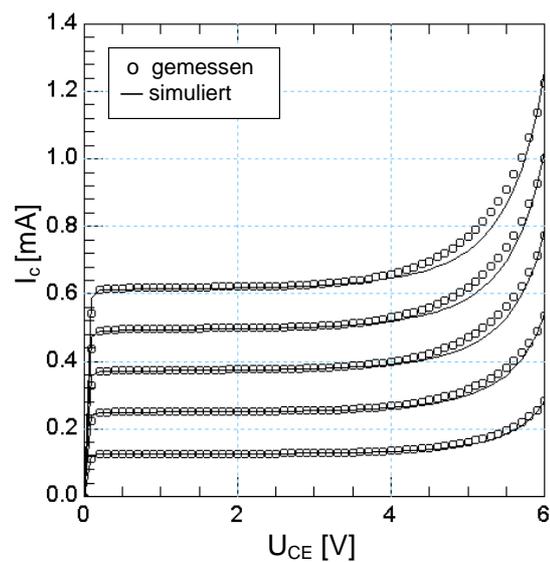
**Abbildung 6.33:** Vorwärts-Gummelplot,  
 $U_{CB}=0V$



**Abbildung 6.34:** Kollektorstrom  $I_c(U_{BE})$ ,  
 $U_{BC}=0V$



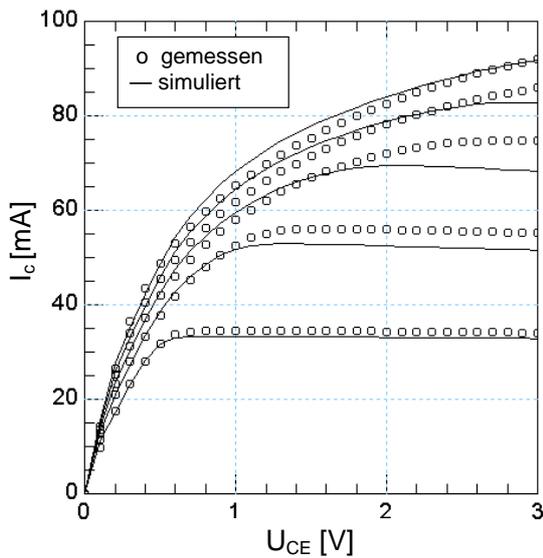
**Abbildung 6.35:** Vorwärts-  
Ausgangskennlinie,  
 $U_{BE} = 0,66V; 0,67V; 0,68V; 0,69V; 0,7V$



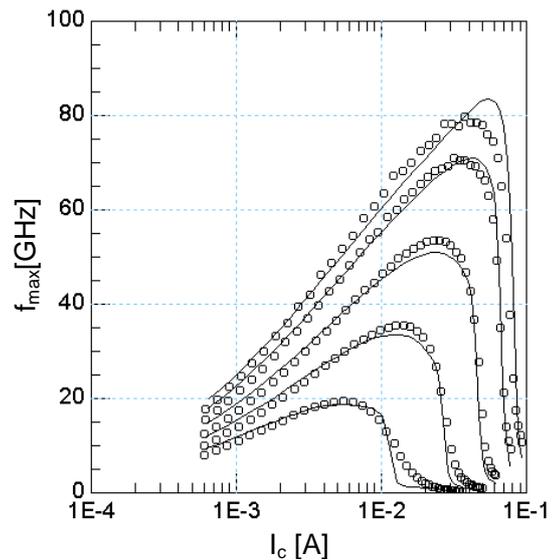
**Abbildung 6.36:** Vorwärts-  
Ausgangskennlinie,  
 $I_b = 2\mu A; 4\mu A; 6\mu A; 8\mu A; 10\mu A$

Wie in Abbildung 6.33 - Abbildung 6.38 zu erkennen, kann der Transistor T2 mit dem HICUM/L2 ebenfalls sehr gut angepasst werden. Im Gegensatz zum HICUM/L0 besitzt man aber aufgrund der Verkopplung des statischen und des dynamischen Verhaltens weniger Flexibilität in der Anpassung einzelner Kennlinien. Dieses wird zum Beispiel deutlich, wenn man die Anpassung der Quasisättigung (Abb. 6.37) mit der des weiterentwickelten HICUM/L0-Modells (Abb. 6.29) vergleicht. Diese lässt sich aufgrund der Entkopplung und dem neueingeführten Modellparameter  $AHQ$  mit dem weiterentwickelten HICUM/L0 einfacher und gezielter anpassen. Im HICUM/L2, in dem zur Anpassung der Quasisättigung

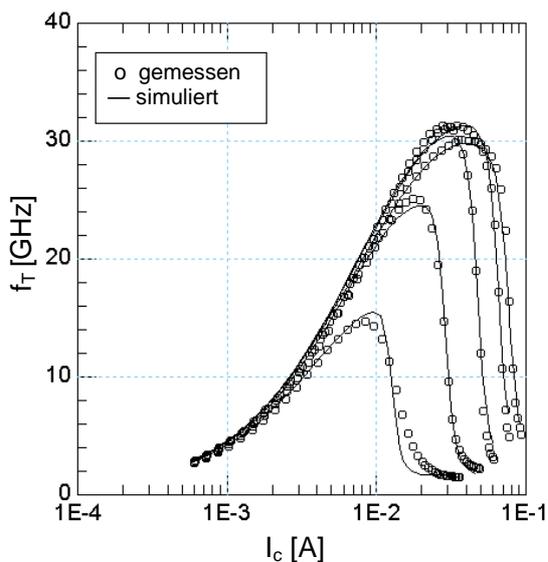
dieselben Modellparameter verwendet werden wie zur Modellierung der Transitfrequenz, ist es schwieriger beide Kennlinien anzupassen, beziehungsweise den perfekten Modellparametersatz zu finden, mit dem beide Kennlinien exakt modelliert werden können. Hinzu kommt, dass beim HICUM/L2 in der Regel ein skaliertes Modell entwickelt wird, wodurch aber, insbesondere wenn die Technologie nicht in allen Bereich so skaliert wie im HICUM/L2 angenommen wird, die Anpassung einzelner Transistoren schlechter ist, als bei einer Einzeltransistorextraktion.



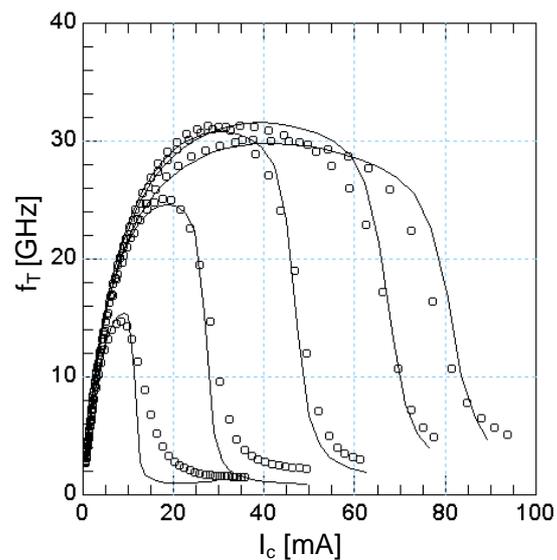
**Abbildung 6.37:** Vorwärts-Ausgangskennlinie,  $I_b=600 \mu\text{A}; 1 \text{ mA}; 1,4 \text{ mA}; 2,0 \text{ mA}; 2,2 \text{ mA}$



**Abbildung 6.38:** Maximale Schwingfrequenz  $f_{max}$ ,  $U_{CE}=0,25 \text{ V}; 0,5 \text{ V}; 1 \text{ V}; 2 \text{ V}; 3 \text{ V}$



**Abbildung 6.39:** Transitfrequenz  $f_T$ ,  $U_{CE}=0,25 \text{ V}; 0,5 \text{ V}; 1 \text{ V}; 2 \text{ V}; 3 \text{ V}$



**Abbildung 6.40:** Transitfrequenz  $f_T$ ,  $U_{CE}=0,25 \text{ V}; 0,5 \text{ V}; 1 \text{ V}; 2 \text{ V}; 3 \text{ V}$

Ingesamt lässt sich aber feststellen, dass mit dem weiterentwickelten HICUM/L0 und

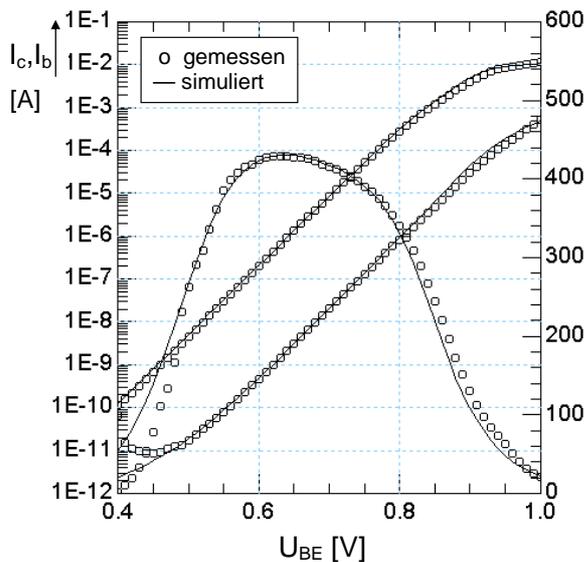
dem HICUM/L2 vergleichbar gute Ergebnisse erzielt werden können. Durch die in dieser Arbeit erfolgte Weiterentwicklung des HICUM/L0-Modell ist dessen Einschränkung der Gültigkeit auf den niedrigen und mittleren Strombereich, wie in [11] beschrieben, nicht mehr zutreffend. Natürlich weist das HICUM/L2-Modell gegenüber dem HICUM/L0 eine vollständige Skalierbarkeit auf und enthält zusätzliche Effekte wie die dreidimensionale Stromausbreitung. Jedoch sind die Modellierungsergebnisse, die mit dem HICUM/L0 erzielt werden können, für den Großteil der Anwendungen vollkommen ausreichend und das weiterentwickelte HICUM/L0 Modell bringt durch seine Einfachheit große Vorteile in der Extraktion und Handhabung.

### 6.3 Hochfrequenztransistor T3

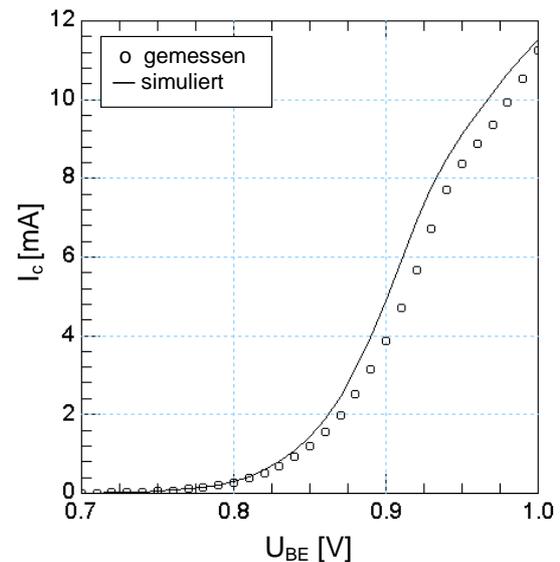
Um die Gültigkeit der Weiterentwicklung des HICUM/L0-Modells an weiteren Beispielen zu zeigen, werden im Folgenden die Modellierungsergebnisse für den Hochfrequenztransistor T3 der B7HF200-Technologie dargestellt.

Dieser SiGeC-HBT besitzt eine gezeichnete Emitterlänge von  $2,8\ \mu\text{m}$  und eine Emitterweite von  $0,35\ \mu\text{m}$  und weist eine CBE-Konfiguration auf. Der Transistor T3 zeichnet sich insbesondere durch seine hohe Transitfrequenz von  $f_t=180\ \text{GHz}$  aus.

Die für den Transistor T3 ermittelten Modellparameter des weiterentwickelten HICUM/L0 sind in Tabelle A.4 dargestellt.



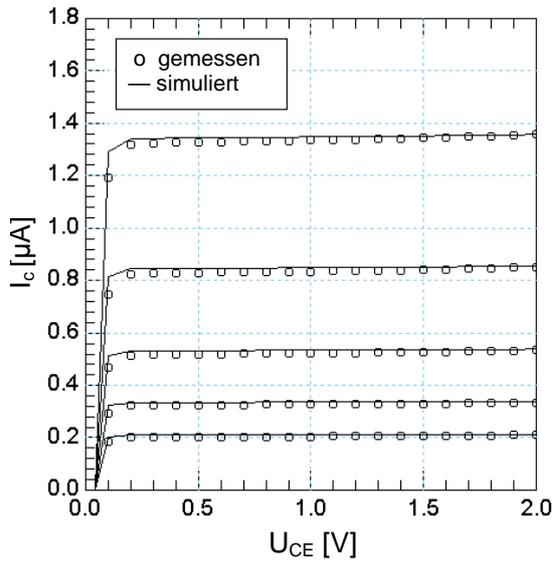
**Abbildung 6.41:** Vorwärts-Gummelplot,  $U_{BC}=0\text{V}$



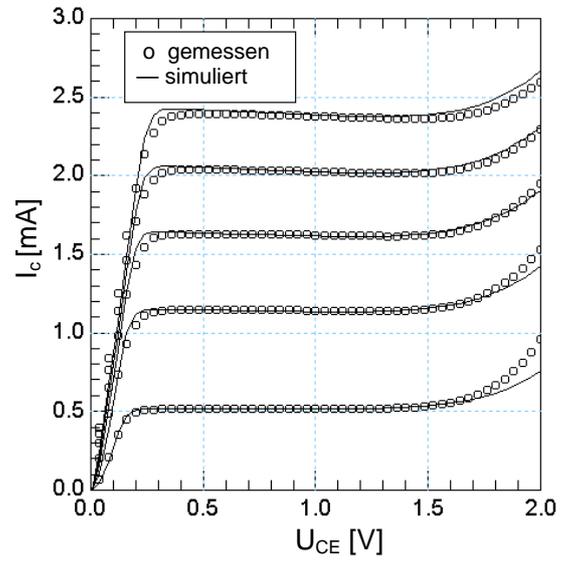
**Abbildung 6.42:** Kollektorstrom  $I_c(U_{BE})$ ,  $U_{BC}=0\text{V}$

Werden Abbildung 6.41 bis Abbildung 6.46 betrachtet, zeigt sich auch für den Hochfrequenztransistor T3, dass mit dem weiterentwickelten HICUM/L0-Modell eine sehr gute Anpassung des statischen und dynamischen Verhaltens bis in den Hochstrombereich möglich ist. Bei der Anpassung der stromgesteuerten Ausgangskennlinie (Abb. 6.44) ist aber zu beobachten, dass eine gute Anpassung des Lawinendurchbruchs über den gesamten Arbeitsbereich nicht möglich ist. Aber insbesondere der steile Abfall der Transitfrequenz (Abb.6.47) kann mit den HICUM-Gleichungen sehr gut wiedergegeben werden, sowie der

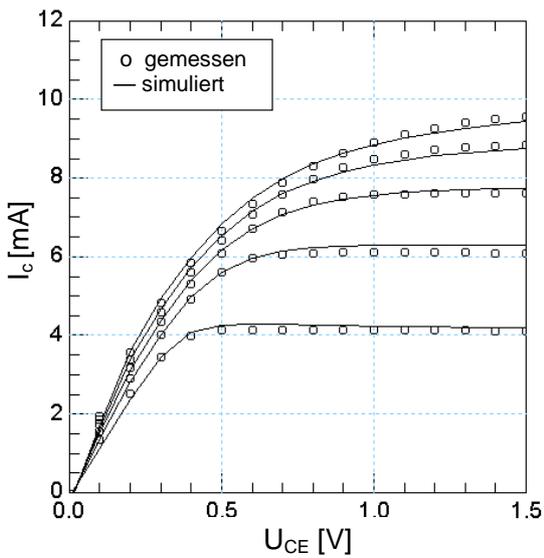
Kollektorstrom im Hochstrombereich (Abb. 6.42) und die Quasisättigung (Abb. 6.45) sehr gut mit den neuentwickelten Gleichungen für die normierte Löcherladung angepasst werden können.



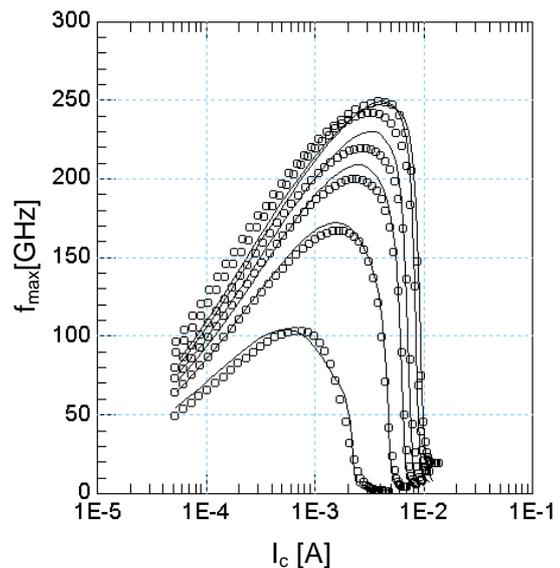
**Abbildung 6.43:** Vorwärts-Ausgangskennlinie,  $U_{BE} = 0,6V; 0,613V; 0,625V; 0,638V; 0,65V$



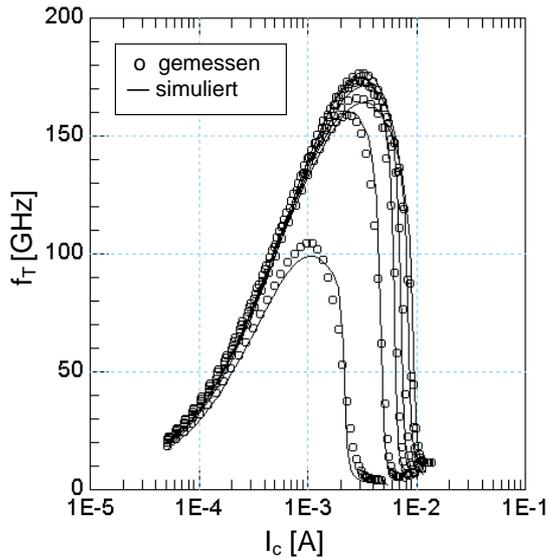
**Abbildung 6.44:** Vorwärts-Ausgangskennlinie,  $I_b = 1,66 \mu A; 4,58 \mu A; 7,5 \mu A; 10,4 \mu A; 13,3 \mu A$



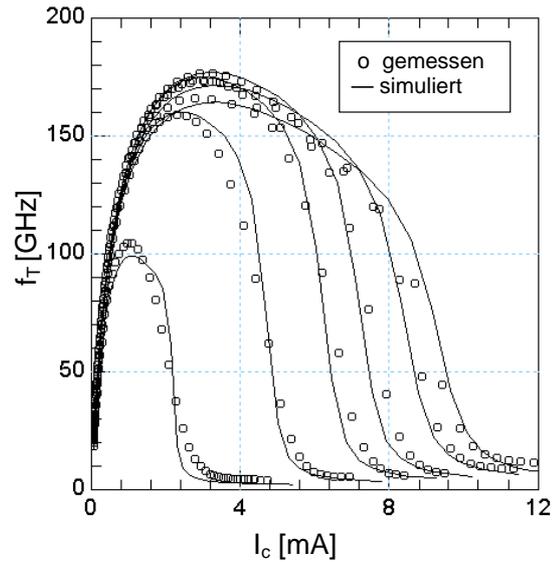
**Abbildung 6.45:** Vorwärts-Ausgangskennlinie,  $I_b = 33 \mu A; 66,7 \mu A; 100 \mu A; 133 \mu A; 150 \mu A$



**Abbildung 6.46:** Maximale Schwingfrequenz  $f_{max}, U_{CE} = 0,25V; 0,5V; 0,75V; 1V; 1,5V; 2V$



**Abbildung 6.47:** Transitfrequenz  $f_T$ ,  
 $U_{CE}=0,25V; 0,5V; 0,75V; 1V; 1,5V; 2V$

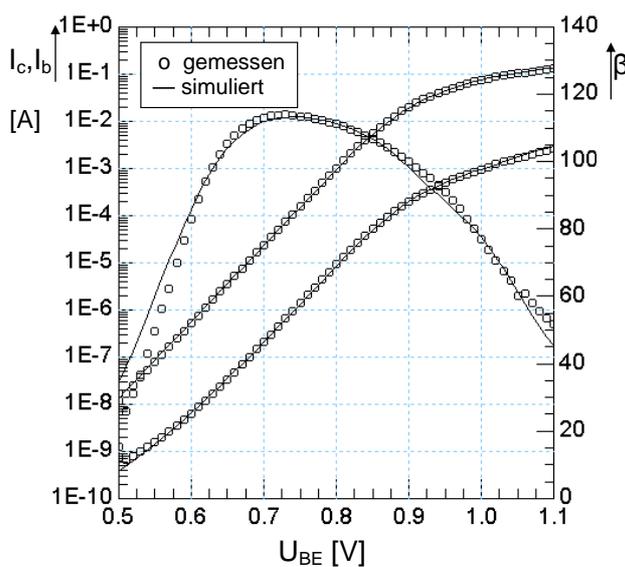


**Abbildung 6.48:** Transitfrequenz  $f_T$ ,  
 $U_{CE}=0,25V; 0,5V; 0,75V; 1V; 1,5V; 2V$

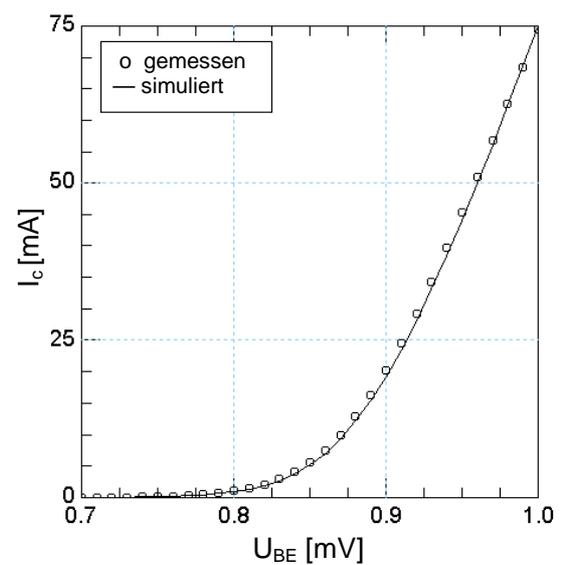
## 6.4 Siliziumtransistor T4

Nachdem bereits für verschiedene SiGe-HBT's mit dem weiterentwickelten HICUM/L0 sehr gute Modellierungsergebnisse erzielt worden sind, werden in diesem Abschnitt die Modellierungsergebnisse eines Siliziumtransistors dargestellt.

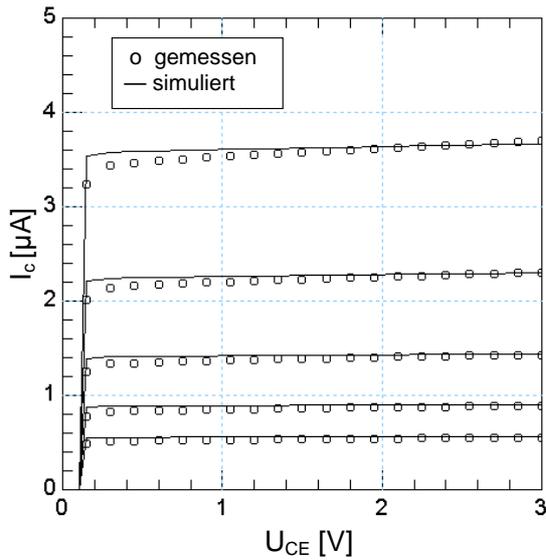
Bei dem untersuchten Transistor T4 handelt es sich um die GSG-Struktur des Einzeltransistors bfp540esd [75]. Dieser besitzt sechs Emittersteifen, von denen jeder eine gezeichnete Emitterlänge von  $l_e=21,6\mu\text{m}$  und eine Emitterweite von  $l_w=0,6\mu\text{m}$  aufweist. Die für den Transistor T4 extrahierten Modellparameter sind in Tabelle A.5 dargestellt.



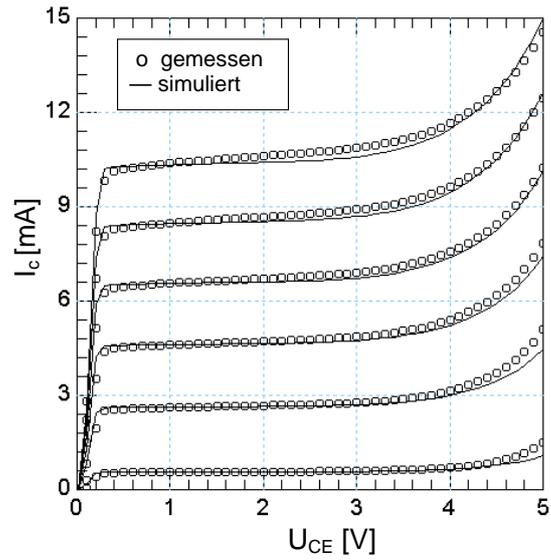
**Abbildung 6.49:** Vorwärts-Gummelplot,  
 $U_{CB}=0V$



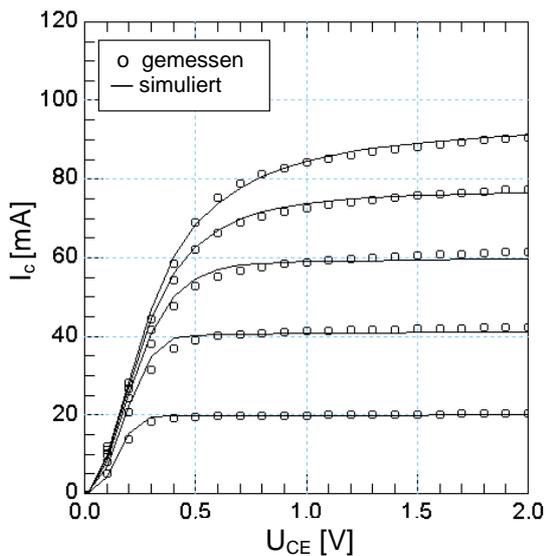
**Abbildung 6.50:** Kollektorstrom  $I_c(U_{BE})$ ,  
 $U_{BC}=0V$



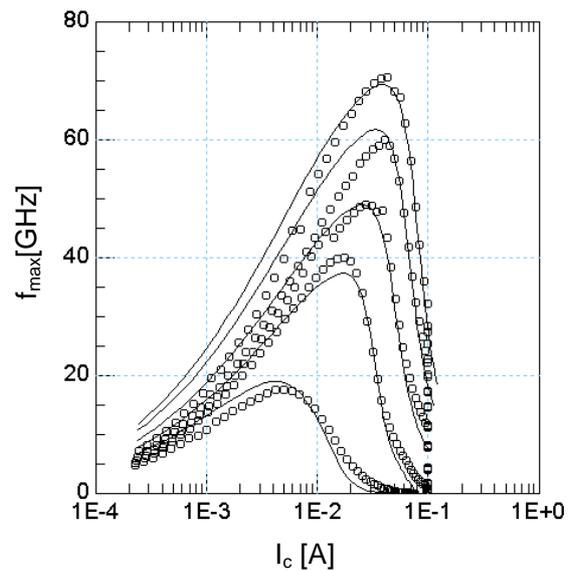
**Abbildung 6.51:** Vorwärts-Ausgangskennlinie,  $U_{BE}=0,6\text{V}; 0,613\text{V}; 0,625\text{V}; 0,638\text{V}; 0,65\text{V}$



**Abbildung 6.52:** Vorwärts-Ausgangskennlinie,  $I_b=5\text{ }\mu\text{A}; 24\text{ }\mu\text{A}; 43\text{ }\mu\text{A}; 62\text{ }\mu\text{A}; 81\text{ }\mu\text{A}; 100\text{ }\mu\text{A}$



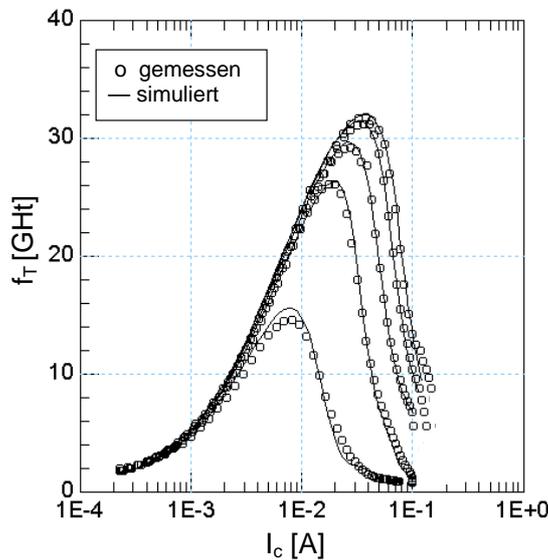
**Abbildung 6.53:** Vorwärts-Ausgangskennlinie,  $I_b=800\text{ }\mu\text{A}; 1,1\text{ mA}; 1,4\text{ mA}; 1,7\text{ mA}; 2,0\text{ mA}$



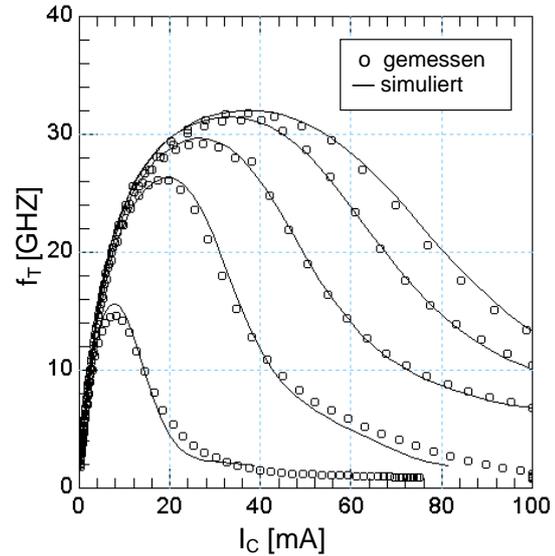
**Abbildung 6.54:** Maximale Schwingfrequenz  $f_{max}$ ,  $U_{CE}= 0,25\text{V}; 0,5\text{V}; 1\text{V}; 2\text{V}; 3\text{V}$

Werden die Modellierungsergebnisse des Siliziumtransistors T4 in Abbildung 6.49 bis Abbildung 6.54 betrachtet, zeigt sich eine gute Übereinstimmung der gemessenen und simulierten Daten über den gesamten Arbeitsbereich des Transistors. Im Vergleich zu einem SiGe-HBT zeigen die Hochinjektionseffekte im Siliziumtransistor einen geringeren Einfluss. Dieser zeigt sich unter anderem im Verlauf des Kollektorstroms im Hochstrombereich (Abb. 6.50). Im Gegensatz zu SiGe-HBT's kommt es nicht zu einem doppelten Wendepunkt und dem zusätzlichen Absinken des Kollektorstromanstiegs. Weiterhin wird dieses im weniger

steilen  $f_T$ -Abfall (Abb. 6.55 und Abb. 6.56) sowie der weniger stark ausgeprägten Quasisättigung (Abb. 6.53) deutlich. Zur Modellierung des flacheren  $f_T$ -Abfalls ist es notwendig größere Werte für den Glättungsfaktor  $AHC$  zu verwenden. Da dieser Modellparameter aufgrund der Entkopplung keinen Einfluss auf die Quasisättigung hat, lässt sich diese trotzdem sehr gut anpassen.



**Abbildung 6.55:** Transitfrequenz  $f_T$ ,  
 $U_{CE}=0,25\text{V}; 0,5\text{V}; 1\text{V}; 2\text{V}; 3\text{V}$



**Abbildung 6.56:** Transitfrequenz  $f_T$ ,  
 $U_{CE}=0,25\text{V}; 0,5\text{V}; 1\text{V}; 2\text{V}; 3\text{V}$

## 6.5 Beurteilung und Einordnung des weiterentwickelten HICUM/L0-Modells

Wie in den vorangegangenen Abschnitten gezeigt werden konnte, kann durch die verbesserten Modellgleichungen des HICUM/L0-Modells eine sehr gute Anpassung des statischen und dynamischen Verhaltens über den gesamten Arbeitsbereich des Transistors erreicht werden. Dieses konnte an verschiedenen SiGe-HBT's, das heißt, einem Transistor mit niedriger Rauschzahl, einem Hochvolttransistor, einem Hochfrequenztransistor, sowie an einen Siliziumtransistor gezeigt werden. Die Einschränkung der Gültigkeit des HICUM/L0 auf den niedrigen und mittleren Strombereich, die in [11] angegeben wurde, ist daher durch die in dieser Arbeit entwickelten Gleichungen, nicht mehr notwendig, sondern die Gültigkeit des weiterentwickelten HICUM/L0 schließt den Hochstrombereich ein und reicht somit über den gesamten Arbeitsbereich.

Werden die Modellierungsergebnisse mit den heute geläufigen Modellen wie VBIC oder HICUM/L2 verglichen, zeigt sich im Vergleich zum VBIC eine deutlich bessere Anpassung des Hochstrombereichs, wobei die Anpassung mit dem weiterentwickelten HICUM/L0 gegenüber dem VBIC keines signifikant höheren Aufwands bedarf. Im Vergleich zum HICUM/L2-Modell lassen sich bei einer Einzeltransistorextraktion mit dem weiterentwickelten HICUM/L0 gleich gute Modellierungsergebnisse erreichen. Die im HICUM/L0 durchgeführte Entkopplung des statischen und dynamischen Verhaltens wirkt sich dabei

nicht negativ auf die Modellierungsergebnisse aus, verringert aber den Parameterextraktionsaufwand deutlich.

Auch für die restlichen im HICUM/L0-Modell gegenüber dem HICUM/L2 gemachten Vereinfachungen konnte bei der durchgeführten Einzeltransistorextraktion kein Nachteil bei der Anpassung der Kennlinien beobachtet werden. Da das HICUM/L0 gegenüber dem HICUM/L2 nicht vollständig skalierbar ist, ist es nicht möglich, anhand von Layoutdaten und eines bereits entwickelten skalierten Modells Modellparameter weiterer Transistoren zu bestimmen. Jedoch zeigt sich in einer Branche, die durch kurze Produkt-Vorlaufzeiten geprägt ist, dass der Aufwand für die Erstellung eines geometrisch skalierten Modells, die den Entwurf und die Prozessierung spezieller Teststrukturen einschließt, nicht immer spendiert werden kann und es vielmehr wichtig ist, in kurzer Zeit, möglichst gute Transistormodelle zu erhalten. Genau für diese Modellierungsanwendungen, bei der es sich um die breite Masse handelt, ist das HICUM/L0-Modell geeignet. Denn durch seine Einfachheit erlaubt es eine schnelle und kurzfristige Extraktion ohne die Notwendigkeit zusätzlicher Teststrukturen, führt aber trotz allem zu sehr guten Ergebnissen und kann alle Grenzen des immer noch sehr weitverbreiteten SGP-Modells beheben. Wegen seiner Einfachheit ermöglicht es aber auch Schaltungsentwicklern, die bisher mit dem SGP-Modell gearbeitet haben, einen leichten Wechsel und schnelles Verständnis und eine richtige Einschätzung. Das HICUM/L0 hat deshalb das Potential, das SGP-Modell in der breiten Anwendung abzulösen, welches durch die höherwertigen Modelle wie HICUM/L2 und MEXTRAM, aufgrund ihres höheren Extraktionsaufwands und der komplizierten Handhabbarkeit bisher nicht erreicht werden konnte.

---

## 7 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde ein Kompaktmodell für Bipolartransistoren in Hinblick auf den Hochstrombereich und eine gute Anwendbarkeit weiterentwickelt.

Die entscheidenden Größen zur Beschreibung von Bipolartransistoren sind die Ströme und Ladungen, die sich in ihrem Verhalten gegenseitig beeinflussen. Durch diese Wechselwirkung ist es im Hochstrombereich nicht mehr möglich das aus dem Strom- und Ladungsverhältnissen resultierende Gleichungssystem ohne Vereinfachungen explizit zu lösen.

Im HICUM/L2-Modell wird deshalb eine implizite Lösung vorgezogen, die aber durch die resultierenden Iterationen zu einem erhöhten Extraktionsaufwand und erhöhten Rechenzeiten führt. Im HICUM/L0 wurde hingegen eine explizite Lösung vorgeschlagen, die jedoch aufgrund der gemachten Vereinfachungen zur einer starken Einschränkung in der Anpassung des Hochstrombereichs führt.

Deshalb wurde in dieser Arbeit eine neue explizite Berechnung für die normierte Löcherladung entwickelt, mit der eine sehr gute Beschreibung des Hochstromverhaltens und insbesondere der Quasisättigung möglich ist. Bei der Entwicklung wurde darauf geachtet, dass die Modellgleichungen sehr einfach aufgebaut sind, auf dem HICUM-Konzept aufsetzen, aber dabei trotzdem korrekte Ergebnisse liefern. Obwohl nur die Einführung eines zusätzlichen Modellparameters notwendig war, konnte eine deutliche Verbesserung in der Anpassung der Quasisättigung und des Kollektorstroms im Hochstrombereich im Vergleich zum bisherigen HICUM/L0-Modell erreicht werden. Wird der explizite Ausdruck mit einer implizit bestimmten Lösung verglichen, zeigt sich eine gute Übereinstimmung. In den betrachteten Grenzfällen führt die explizite Lösung in jeden Fall zu demselben Ergebnis wie die implizite Lösung, welches durch den bisherigen expliziten Ausdruck nicht erreicht werden konnte.

Neben der Entwicklung eines neuen Ausdrucks für die normierte Löcherladung, wurde weiterhin der Einfluss der Temperatur auf die im HICUM/L0-Modell neueingeführten Modellparameter untersucht. Dabei konnte festgestellt werden, dass der Modellparameter  $IQF$  zur Beschreibung des Vorwärts-Knickstroms eine Temperaturabhängigkeit aufweist. Zur Beschreibung dieser Temperaturabhängigkeit wurde eine Modellgleichung sowie ein Modellparameter eingeführt.

Weiterhin wurde untersucht, ob es notwendig ist, den Rückwärts-Early-Effekt, welcher aufgrund der Redundanz, die zwischen dem Modellparameter zur Beschreibung der Rückwärts-Early-Spannung und dem Vorwärts-Emissionskoeffizienten bei der Modellierung des Kollektorstroms auftritt, im HICUM/L0 weggelassen wird, wieder einzuführen. Bei der Untersuchung wurde festgestellt, dass der Rückwärts-Early-Effekt nicht über den ganzen Arbeitsbereich durch den Vorwärts-Emissionskoeffizienten ersetzt werden kann, so dass die Wiedereinführung des Modellparameters vorgeschlagen wurde.

Für die Extraktion der Modellparameter des weiterentwickelten HICUM/L0-Modells wurde eine Extraktionsstrategie entwickelt. Diese beruht auf der Extraktionsstrategie des SGP-Modells, des HICUM/L2-Modells und des bisherigen HICUM/L0-Modells und ist für Einzeltransistorextraktionen und kurzfristige Modellierungsaufgaben geeignet. Bei der Entwicklung der Extraktionsstrategie wurde darauf geachtet, mit möglichst wenig Aufwand eine gute Anpassung der Kennlinien zu erreichen. Deshalb wurde auf die Verwendung zusätzlicher Teststrukturen verzichtet.

Schließlich wurden zur Überprüfung der weiterentwickelten Modellgleichungen und der Extraktionsstrategie mehrere Transistoren unterschiedlicher Größe und Technologie mit dem weiterentwickelten HICUM/L0-Modell angepasst. Es wurden verschiedene SiGe-HBT's betrachtet. Darunter waren ein Niedrigrauschtransistor, ein Hochvolttransistor sowie ein Hochfrequenztransistor. Weiterhin wurde auch ein Siliziumtransistor modelliert. Für alle Transistoren konnte ein sehr gute Anpassung der Kennlinien über den gesamten Arbeitsbereich des Transistors erreicht werden.

Zum Vergleich des weiterentwickelten HICUM/L0-Modells mit heute geläufigen Modellen wurden weiterhin einzelne Transistoren jeweils mit dem bisherigen HICUM/L0-Modell, dem VBIC-Modell und dem HICUM/L2-Modell angepasst. Gegenüber dem VBIC-Modell und dem bisherigen HICUM/L0-Modell zeigten sich mit dem weiterentwickelten HICUM/L0-Modell insbesondere im Hochstrombereich deutlich bessere Ergebnisse, im Vergleich zum HICUM/L2 konnten in etwa gleich gute Ergebnisse erreicht werden.

Insgesamt konnte bei der Verwendung des weiterentwickelten HICUM/L0-Modells festgestellt werden, dass es sich sowohl durch einen geringen Extraktionsaufwand, eine gute Anwendbarkeit und Handhabbarkeit als auch durch sehr gute Modellierungsergebnisse auszeichnet. Es erfüllt somit die Kriterien, die für eine effiziente Modellierung notwendig sind und besitzt daher das Potential das SGP-Modell als Standardmodell abzulösen.

# A Extrahierte Modellparametersätze

**Tabelle A.1:** Kenngrößen der modellierten Transistoren

	$I_{max}$	$f_{Tmax}$	$U_{ce0}$
T1	10 mA	50 GHz	4,0 V
T2	75 mA	33 GHz	5,5 V
T3	7,5 mA	180 GHz	1,5 V
T4	50 mA	32 GHz	4,0 V

## A.1 Niedrigrauschtransistor T1

**Tabelle A.2:** Extrahierte Modellparameter des Transistors T1

### Modellparameter des weiterentwickelten HICUM/L0-Modells

<i>IS</i>	821,5a	<i>TBVL</i>	116,9f	<i>VR0E</i>	9,500	<i>VGC</i>	1,120
<i>MCF</i>	1,030	<i>TEF0</i>	650,0f	<i>VR0C</i>	100M	<i>VGS</i>	1,170
<i>MCR</i>	1,030	<i>GTE</i>	1,00	<i>RBX</i>	7,330	<i>F1VG</i>	-833,2u
<i>VEF</i>	95,00	<i>THCS</i>	68,51p	<i>RCX</i>	14,90	<i>F2VG</i>	239,8u
<i>VER</i>	0,9	<i>AHC</i>	54,15m	<i>RE</i>	206,1m	<i>ALT0</i>	2,160m
<i>IQF</i>	24,81m	<i>AHQ</i>	413,15m	<i>ITSS</i>	0,48a	<i>KT0</i>	0,00
<i>IQFH</i>	272,9u	<i>TR</i>	3,439n	<i>MSF</i>	1,00	<i>ZETACT</i>	-500,0m
<i>IQFE</i>	200K	<i>RCI0</i>	57,51	<i>ISCS</i>	1,156a	<i>ZETABET</i>	0,00
<i>IBES</i>	1,156a	<i>VLIM</i>	358,5m	<i>MSC</i>	1,00	<i>ZETACI</i>	2,835
<i>MBE</i>	1,030	<i>VPT</i>	2,500	<i>CJS0</i>	36,86f	<i>ZETAIQF</i>	1,171
<i>IRES</i>	2,276f	<i>VCES</i>	70,00m	<i>VDS</i>	646,2m	<i>ALVS</i>	0,00
<i>MRE</i>	1,9	<i>CJCI0</i>	10,81f	<i>ZS</i>	94,49m	<i>ALCES</i>	562,2u
<i>IBCS</i>	6,241a	<i>VDCI</i>	669,9m	<i>VPTS</i>	100	<i>ZETARBI</i>	756,8m
<i>MBC</i>	1,00	<i>ZCI</i>	409,2m	<i>CBCPAR</i>	11,63f	<i>ZETARBX</i>	1,035
<i>IQR</i>	149,8m	<i>VPTCI</i>	50,00	<i>CBEPAR</i>	24,72f	<i>ZETARCX</i>	969,4m
<i>CJE0</i>	33,56f	<i>CJCX0</i>	0,00f	<i>EAVL</i>	20,87	<i>ZETARE</i>	1,266
<i>VDE</i>	760m	<i>VDCX</i>	700m	<i>KAVL</i>	153,7m	<i>ALKAV</i>	-25,00m
<i>ZE</i>	120m	<i>ZCX</i>	333,0m	<i>KF</i>	1,00p	<i>ALEAV</i>	-5,00u
<i>AJE</i>	1,569	<i>VPTCX</i>	100	<i>AF</i>	1,500	<i>FLSH</i>	1,00
<i>T0</i>	1,914p	<i>FBC</i>	866,2m	<i>VGB</i>	1,080	<i>RTH</i>	650,6
<i>DT0H</i>	120,0f	<i>RBIO</i>	5,103	<i>VGE</i>	1,010	<i>CTH</i>	4,310K
						<i>TNOM</i>	25

### Modellparameter des HICUM/L0-Modell Version 1.12

<i>IS</i>	961,7a	<i>GTE</i>	1,00	<i>RBX</i>	7,330	<i>F1VG</i>	-833,2u
<i>MCF</i>	1,060	<i>THCS</i>	68,51p	<i>RCX</i>	14,90	<i>F2VG</i>	239,8u

## A Extrahierte Modellparametersätze

<i>MCR</i>	1,030	<i>TBVL</i>	116,9f	<i>RE</i>	206,1m	<i>ALT0</i>	2,160m
<i>VEF</i>	95,00	<i>AHC</i>	54,15m	<i>ITSS</i>	0,48a	<i>KT0</i>	0,00
<i>IQF</i>	31,78m	<i>TR</i>	3,439n	<i>MSF</i>	1,00	<i>ZETACT</i>	-500,0m
<i>IQFH</i>	6,091m	<i>RCIO</i>	57,51	<i>ISCS</i>	1,156a	<i>ZETABET</i>	0,00
<i>TFH</i>	1,00p	<i>VLIM</i>	358,5m	<i>MSC</i>	1,00	<i>ZETACI</i>	2,835
<i>IBES</i>	1,156a	<i>VPT</i>	2,500	<i>CJS0</i>	36,86f	<i>ALVS</i>	0,00
<i>MBE</i>	1,030	<i>VCES</i>	70,00m	<i>VDS</i>	646,2m	<i>ALCES</i>	562,2u
<i>IRES</i>	2,276f	<i>CJCI0</i>	10,81f	<i>ZS</i>	94,49m	<i>ZETARBI</i>	756,8m
<i>MRE</i>	1,9	<i>VDCI</i>	669,9m	<i>VPTS</i>	100	<i>ZETARBX</i>	1,035
<i>IBCS</i>	6,241a	<i>ZCI</i>	409,2m	<i>CBCPAR</i>	11,63f	<i>ZETARCX</i>	969,4m
<i>MBC</i>	1,00	<i>VPTCI</i>	50,00	<i>CBEPAR</i>	24,72f	<i>ZETARE</i>	1,266
<i>IQR</i>	149,8m	<i>CJCX0</i>	0,00	<i>EAVL</i>	20,87	<i>ALKAV</i>	-25,00m
<i>CJE0</i>	33,56f	<i>VDCX</i>	700m	<i>KAVL</i>	153,7m	<i>ALEAV</i>	-5,00u
<i>VDE</i>	760m	<i>ZCX</i>	333,0m	<i>KF</i>	1,00p	<i>FLSH</i>	1,00
<i>ZE</i>	120m	<i>VPTCX</i>	100	<i>AF</i>	1,500	<i>RTH</i>	650,6
<i>AJE</i>	1,569	<i>FBC</i>	866,2m	<i>VGB</i>	1,080	<i>CTH</i>	4,310K
<i>T0</i>	1,914p	<i>RBI0</i>	5,103	<i>VGE</i>	1,120	<i>TNOM</i>	25
<i>DT0H</i>	120,0f	<i>VR0E</i>	9,500	<i>VGC</i>	1,010		
<i>TEF0</i>	650,0f	<i>VR0C</i>	100M	<i>VGS</i>	1,170		

## Modellparameter des VBIC-Modells

<i>IS</i>	961,5a	<i>AJE</i>	1,160	<i>RCX</i>	13,62	<i>KFN</i>	0,00
<i>NF</i>	1,050	<i>TF</i>	1,282p	<i>RBX</i>	9,33	<i>AFN</i>	1,00
<i>NR</i>	1,020	<i>QTF</i>	295,9m	<i>RBI</i>	3,00	<i>BFN</i>	1,00
<i>FC</i>	1,020	<i>XTF</i>	4,113	<i>RE</i>	242,9m	<i>XRE</i>	1,00
<i>VEF</i>	95,00	<i>VTF</i>	170,5m	<i>RS</i>	10,00	<i>XRb</i>	1,035
<i>VER</i>	1,0	<i>ITF</i>	212,9m	<i>RBP</i>	20,00	<i>XRS</i>	0,00
<i>IKF</i>	20,11m	<i>TR</i>	50,00p	<i>RBX</i>	7,330	<i>XVO</i>	500m
<i>IKR</i>	49,0m	<i>RCI</i>	61,67	<i>CBEO</i>	24,73f	<i>EA</i>	1,060
<i>IKP</i>	1,00	<i>VO</i>	476,1m	<i>CBCO</i>	11,63f	<i>EAIE</i>	1,120
<i>IBEI</i>	1,445a	<i>GAMM</i>	16,34p	<i>AVC1</i>	900,0m	<i>EAIC</i>	1,120
<i>WBE</i>	1,000	<i>HRCF</i>	4,932	<i>AVC2</i>	16,59	<i>EAIS</i>	1,120
<i>NEI</i>	1,040	<i>QC0</i>	500a	<i>ISP</i>	0,394a	<i>EANE</i>	1,060
<i>IBEN</i>	2,475f	<i>CJC</i>	8,533f	<i>NFP</i>	1,00	<i>EANC</i>	1,120
<i>NEN</i>	1,9	<i>PC</i>	677,6m	<i>WSP</i>	1,00	<i>EANS</i>	1,120
<i>IBCI</i>	6,241a	<i>MC</i>	411,0m	<i>IBEIP</i>	0,00	<i>XIS</i>	3,00
<i>NCI</i>	1,00	<i>AJC</i>	1,5	<i>IBENP</i>	0,00	<i>XII</i>	3,40
<i>IBCN</i>	5,00f	<i>CJEP</i>	0,00	<i>IBCIP</i>	0,00	<i>XIN</i>	3,00
<i>NCN</i>	2,00	<i>CJCP</i>	36,86f	<i>NCIP</i>	1,00	<i>TNF</i>	0,00
<i>CJE0</i>	38,56f	<i>PS</i>	646,6m	<i>IBCNP</i>	0,00	<i>TAVC</i>	0,00
<i>PE</i>	770m	<i>MS</i>	94,49m	<i>NCNP</i>	2,00	<i>CTH</i>	4,310K
<i>ZE</i>	120m	<i>AJS</i>	2,5	<i>TD</i>	1,00e-20	<i>RTH</i>	650,6
						<i>TNOM</i>	25

## A.2 Hochvolttransistor T2

Tabelle A.3: Extrahierte Modellparameter des Transistors T2

### Modellparameter des weiterentwickelten HICUM/L0-Modells

<i>IS</i>	917,4a	<i>TBVL</i>	1,000p	<i>VR0E</i>	9,500	<i>VGC</i>	1,030
<i>MCF</i>	1,018	<i>TEF0</i>	1,000p	<i>VR0C</i>	1,000M	<i>VGS</i>	1,170
<i>MCR</i>	1,018	<i>GTE</i>	1,000	<i>RBX</i>	7,330	<i>F1VG</i>	-833,2u
<i>VEF</i>	95,00	<i>THCS</i>	67,69p	<i>RCX</i>	3,098	<i>F2VG</i>	239,8u
<i>VER</i>	1,300	<i>AHC</i>	35,32m	<i>RE</i>	1,063	<i>ALT0</i>	2,853m
<i>IQF</i>	3,036	<i>AHQ</i>	323,6m	<i>ITSS</i>	1,724a	<i>KT0</i>	12,17u
<i>IQFH</i>	5,795m	<i>TR</i>	600,0p	<i>MSF</i>	1,00	<i>ZETACT</i>	3,233
<i>IQFE</i>	200K	<i>RCI0</i>	6,502	<i>ISCS</i>	2,256a	<i>ZETABET</i>	0,00
<i>IBES</i>	11,84a	<i>VLIM</i>	350,2m	<i>MSC</i>	1,00	<i>ZETACI</i>	3,000
<i>MBE</i>	1,03	<i>VPT</i>	2,476	<i>CJS0</i>	110,6f	<i>ZETAIQF</i>	3,000
<i>IRES</i>	17,41f	<i>VCES</i>	100m	<i>VDS</i>	502,2m	<i>ALVS</i>	0,00
<i>MRE</i>	2,0	<i>CJCI0</i>	102,0f	<i>ZS</i>	248,4m	<i>ALCES</i>	562,2u
<i>IBCS</i>	3,141a	<i>VDCI</i>	707,0m	<i>VPTS</i>	100	<i>ZETARBI</i>	756,8m
<i>MBC</i>	1,00	<i>ZCI</i>	500,0m	<i>CBCPAR</i>	20,34f	<i>ZETARBX</i>	1,015
<i>IQR</i>	100,0m	<i>VPTCI</i>	5,000	<i>CBEPAR</i>	37,02f	<i>ZETARCX</i>	989,4m
<i>CJE0</i>	436,8f	<i>CJCX0</i>	0,00f	<i>EAVL</i>	20,77	<i>ZETARE</i>	1,343
<i>VDE</i>	724,4m	<i>VDCX</i>	700m	<i>KAVL</i>	1,159	<i>ALKAV</i>	-18,53m
<i>ZE</i>	200,0m	<i>ZCX</i>	333,0m	<i>KF</i>	82,82p	<i>ALEAV</i>	-5,197u
<i>AJE</i>	2,500	<i>VPTCX</i>	5,00	<i>AF</i>	1,500	<i>FLSH</i>	1,00
<i>T0</i>	2,883p	<i>FBC</i>	821,3m	<i>VGB</i>	1,076	<i>RTH</i>	250,8
<i>DT0H</i>	1,150p	<i>RBI0</i>	2,915	<i>VGE</i>	1,170	<i>CTH</i>	5,386K
						<i>TNOM</i>	25

### Modellparameter des HICUM/L2-Modells

<i>C10</i>	3,60e-028	<i>ALJEI</i>	1,400	<i>TEF0</i>	1,000p	<i>KT0</i>	12,17u
<i>QP0</i>	444,4f	<i>CJEP0</i>	25,39f	<i>GTFE</i>	2,000	<i>ZETACI</i>	2,000
<i>MCF</i>	1,000	<i>VDEP</i>	500,0m	<i>THCS</i>	94,00p	<i>ALVS</i>	1,000m
<i>ICH</i>	740,7m	<i>ZEP</i>	33,17m	<i>AHC</i>	15,32m	<i>ALCES</i>	200,0u
<i>HFC</i>	800,0m	<i>ALJEP</i>	1,400	<i>FTHC</i>	600,0m	<i>ZETARBI</i>	600,0m
<i>HFE</i>	1,000	<i>CBEPAR</i>	37,02f	<i>ALIT</i>	685,0m	<i>ZETARCX</i>	0,000
<i>HJEI</i>	1,061	<i>CJCI0</i>	88,88f	<i>ALQF</i>	0,000	<i>ZETARBX</i>	1,000
<i>HJCI</i>	95,00m	<i>VDCI</i>	707,7m	<i>TR</i>	600,0p	<i>ZETARE</i>	0,000
<i>IBEIS</i>	7,482a	<i>ZCI</i>	500,0m	<i>RCI0</i>	8,913	<i>ALFAV</i>	0,000
<i>MBEI</i>	1,010	<i>VPTCI</i>	5,000	<i>VLIM</i>	451,2m	<i>ALQAV</i>	0,000
<i>IBEPS</i>	1,e-027	<i>CJCX0</i>	16,41f	<i>VPT</i>	3,040	<i>RTH</i>	222,8
<i>MBEP</i>	1,010	<i>VDCX</i>	559,9m6	<i>VCES</i>	100,0m	<i>CTH</i>	5,386K
<i>IREIS</i>	129,0f	<i>ZCX</i>	298,9m	<i>RCX</i>	3,098	<i>FLSH</i>	1,000
<i>MREI</i>	2,500	<i>VPTCX</i>	5,000	<i>RBX</i>	3,870	<i>TNOM</i>	25,00
<i>IREPS</i>	1,0e-027	<i>CBCPAR</i>	20,34f	<i>RE</i>	1,063	<i>ITSS</i>	1,724a
<i>MREP</i>	2,500	<i>CJS0</i>	110,6f	<i>RBI0</i>	2,915	<i>MSF</i>	1,000
<i>IBETS</i>	0,000	<i>VDS</i>	500,0m	<i>FQI</i>	915,8m	<i>TSF</i>	0,000
<i>ABET</i>	40,00	<i>ZS</i>	248,4m	<i>FDQR0</i>	0,000	<i>ISCS</i>	0,000

<i>IBCXS</i>	5,08e-021	<i>VPTS</i>	100,0	<i>FGE0</i>	693,6m	<i>MSC</i>	1,000
<i>MBCX</i>	1,000	<i>FBC</i>	500,0m	<i>FCRBI</i>	0,000	<i>RSU</i>	0,000
<i>IBCIS</i>	1,48e-019	<i>FAVL</i>	1,180	<i>KF</i>	82,82p	<i>CSU</i>	0,000
<i>MBCI</i>	1,000	<i>QAVL</i>	1,314p	<i>AF</i>	2,000	<i>LATB</i>	1,372
<i>CJEI0</i>	660,1f	<i>T0</i>	2,753p	<i>VGB</i>	1,076	<i>LATL</i>	63,35m
<i>VDEI</i>	885,2m	<i>DT0H</i>	1,150p	<i>ALB</i>	-2,000m		
<i>ZEI</i>	200,0m	<i>TBVL</i>	1,000p	<i>ALT0</i>	2,853m		

### A.3 Hochfrequenztransistor T3

Tabelle A.4: Extrahierte Modellparameter des Transistors T3

#### Modellparameter des weiterentwickelten HICUM/L0-Modells

<i>IS</i>	49,19a	<i>TBVL</i>	489,3f	<i>VR0E</i>	1,500	<i>VGC</i>	1,030
<i>MCF</i>	1,030	<i>TEF0</i>	300,0f	<i>VR0C</i>	30,00	<i>VGS</i>	1,170
<i>MCR</i>	1,020	<i>GTE</i>	1,500	<i>RBX</i>	65,50	<i>F1VG</i>	-833,2u
<i>VEF</i>	95,00	<i>THCS</i>	52,76p	<i>RCX</i>	14,62	<i>F2VG</i>	239,8u
<i>VER</i>	1,000	<i>AHC</i>	10,00m	<i>RE</i>	1,657	<i>ALT0</i>	0,00
<i>IQF</i>	1,174m	<i>AHQ</i>	258,0m	<i>ITSS</i>	12,99z	<i>KT0</i>	15,00u
<i>IQFH</i>	93,23u	<i>TR</i>	150,2f	<i>MSF</i>	1,00	<i>ZETACT</i>	1,6
<i>IQFE</i>	1M	<i>RCI0</i>	52,00	<i>ISCS</i>	19,54a	<i>ZETABET</i>	1,00
<i>IBES</i>	57,0z	<i>VLIM</i>	430,5m	<i>MSC</i>	980,0m	<i>ZETACI</i>	800m
<i>MBE</i>	1,025	<i>VPT</i>	5,500	<i>CJS0</i>	2,839f	<i>ZETAIQF</i>	3,200
<i>IRES</i>	266,0a	<i>VCES</i>	93,04m	<i>VDS</i>	381,9m	<i>ALVS</i>	0,00
<i>MRE</i>	1,90	<i>CJCI0</i>	3,937f	<i>ZS</i>	90,00m	<i>ALCES</i>	562,2u
<i>IBCS</i>	1,152a	<i>VDCI</i>	683,6m	<i>VPTS</i>	100	<i>ZETARBI</i>	500,0m
<i>MBC</i>	1,00	<i>ZCI</i>	295,0m	<i>CBPCPAR</i>	1,140f	<i>ZETARBX</i>	625,4m
<i>IQR</i>	29,96m	<i>VPTCI</i>	100,0	<i>CBEPAR</i>	2,880f	<i>ZETARCX</i>	27,56m
<i>CJE0</i>	3,980f	<i>CJCX0</i>	0,00f	<i>EAVL</i>	14,11	<i>ZETARE</i>	1,566
<i>VDE</i>	734,2m	<i>VDCX</i>	700m	<i>KAVL</i>	570m	<i>ALKAV</i>	-18,53m
<i>ZE</i>	96,40m	<i>ZCX</i>	333,0m	<i>KF</i>	1,000p	<i>ALEAV</i>	-10,00u
<i>AJE</i>	1,800	<i>VPTCX</i>	5,00	<i>AF</i>	1500	<i>FLSH</i>	1,00
<i>T0</i>	513,3f	<i>FBC</i>	550,0m	<i>VGB</i>	1,076	<i>RTH</i>	3,900K
<i>DT0H</i>	715,9f	<i>RBI0</i>	20,00	<i>VGE</i>	1,170	<i>CTH</i>	4,310K
						<i>TNOM</i>	25

### A.4 Siliziumtransistor T4

Tabelle A.5: Extrahierte Modellparameter des Transistors T4

#### Modellparameter des weiterentwickelten HICUM/L0-Modells

<i>IS</i>	106,1a	<i>TBVL</i>	310,2f	<i>VR0E</i>	9,500	<i>VGC</i>	1,012
<i>MCF</i>	1,020	<i>TEF0</i>	50,00f	<i>VR0C</i>	1M	<i>VGS</i>	1,012
<i>MCR</i>	1,000	<i>GTE</i>	1,000	<i>RBX</i>	2,300	<i>F1VG</i>	-102,2u

<i>VEF</i>	55,00	<i>THCS</i>	20,00p	<i>RCX</i>	2,668	<i>F2VG</i>	239,8u
<i>VER</i>	1,372	<i>AHC</i>	400,0m	<i>RE</i>	1,050	<i>ALT0</i>	2,853m
<i>IQF</i>	136,3m	<i>AHQ</i>	0	<i>ITSS</i>	5,86e-038	<i>KT0</i>	1,500u
<i>IQFH</i>	12,63m	<i>TR</i>	2,294n	<i>MSF</i>	1,00	<i>ZETACT</i>	2,800
<i>IQFE</i>	4,12	<i>RCI0</i>	5,361	<i>ISCS</i>	6,573a	<i>ZETABET</i>	3,000
<i>IBES</i>	0,478a	<i>VLIM</i>	350,0m	<i>MSC</i>	980,0m	<i>ZETACI</i>	1,944
<i>MBE</i>	1,020	<i>VPT</i>	3,230	<i>CJS0</i>	241,1f	<i>ZETAIQF</i>	800,0m
<i>IRES</i>	10,39f	<i>VCES</i>	50,10m	<i>VDS</i>	705,5m	<i>ALVS</i>	0,00
<i>MRE</i>	1,90	<i>CJCI0</i>	132,2f	<i>ZS</i>	94,03m	<i>ALCES</i>	562,2u
<i>IBCS</i>	23,43a	<i>VDCI</i>	951,5m	<i>VPTS</i>	100	<i>ZETARBI</i>	756,8m
<i>MBC</i>	1,00	<i>ZCI</i>	521,9m	<i>CBCPAR</i>	46,00f	<i>ZETARBX</i>	1,035
<i>IQR</i>	149,8m	<i>VPTCI</i>	100,0	<i>CBEPAR</i>	46,00f	<i>ZETARCX</i>	2,000
<i>CJE0</i>	395,8f	<i>CJCX0</i>	0,00f	<i>EAVL</i>	16,27	<i>ZETARE</i>	1,054
<i>VDE</i>	996,4m	<i>VDCX</i>	700m	<i>KAVL</i>	1,050	<i>ALKAV</i>	-25,00m
<i>ZE</i>	519,9m	<i>ZCX</i>	333,0m	<i>KF</i>	1,000p	<i>ALEAV</i>	-5,000u
<i>AJE</i>	2,560	<i>VPTCX</i>	5,00	<i>AF</i>	1,500	<i>FLSH</i>	1,00
<i>T0</i>	3,140p	<i>FBC</i>	950,0m	<i>VGB</i>	1,120	<i>RTH</i>	134,8
<i>DT0H</i>	400,0f	<i>RBI0</i>	1,3	<i>VGE</i>	1,120	<i>CTH</i>	6,310K
						<i>TNOM</i>	25

---

# B Modellgleichungen des weiterentwickelten HICUM/L0-Modells

## Neueingeführte Modellparameter

$VER$  = Rückwärts-Early-Spannung

$AHQ$  = Glättungsfaktor für die Quasisättigung

$ZETA_{IQF}$  = Temperaturexponent für den Modellparameter  $IQF$

$IQFE = IQFH/TFH$  = Hochstromparameter für den Emitterterm

## Weiterentwickelte Modellgleichungen

### Rückwärts-Early-Spannung

$$VER = \frac{Q_{p0}}{h_{jei} C_{je}} \quad (B.1)$$

### Normierte Sperrschichtladung

$$q_j = 1 + \frac{q_{jci}}{VEF} + \frac{q_{je}}{VER} \quad (B.2)$$

### Normierte Minoritätsträgerladung $w=0$

$$q_{m,l} = \frac{I_{tfi}}{IQF} + \frac{I_{tri}}{IQR} + \left( \frac{I_{tfi}^2}{I_{ck}} \frac{1}{IQFE} \right)^{2/3}$$

### Normierte Minoritätsträgerladung $w=1$

$$q_{m,h} = \frac{I_{tfi}}{IQF} + \frac{I_{tri}}{IQR} + \left( \frac{I_{tfi}^2}{I_{ck}} \frac{1}{IQFE} \right)^{2/3} + \frac{I_{tfi}}{IQFH} \quad (B.3)$$

### Normierte Löcherladung $w=0$

$$q_{pT,l} = \frac{q_j}{2} + \sqrt{\left( \frac{q_j}{2} \right)^2 + q_{m,l}} \quad (B.4)$$

### Normierte Löcherladung $w=1$

$$q_{pT,h} = \frac{q_j}{2} + \sqrt{\left( \frac{q_j}{2} \right)^2 + q_{m,h}} \quad (B.5)$$

---

## Injektionsweite

$$a = \frac{1 - \frac{I_{ck}}{I_{tfi}(1+AHQ)} q_{pT,l}}{1 + (q_{pT,h} - q_{pT,l}) \frac{I_{ck}}{I_{tfi}(1+AHQ)}}$$
$$w = \frac{\sqrt{a^2 + 0,01} + a}{\sqrt{1 + 0,01} + 1} \quad (\text{B.6})$$

(B.7)

## Normierte Minoritätsträgerladung

$$q_m = \frac{I_{tfi}}{IQF} + \frac{I_{tri}}{IQR} + \left( \frac{I_{tfi}^2}{I_{ck}} \frac{1}{IQFE} \right)^{2/3} + \frac{I_{tfi}}{IQFH} w^2 \quad (\text{B.8})$$

## Normierte Löcherladung

$$q_{pT} = \frac{q_j}{2} + \sqrt{\left( \frac{q_j}{2} \right)^2 + q_m} \quad (\text{B.9})$$

## Temperaturabhängigkeit IQF

$$IQF(T) = IQF(T_0) \left( \frac{T}{T_0} \right)^{ZETA IQF} \quad (\text{B.10})$$

---

# Literaturverzeichnis

- [1] A.J. Joseph, D. L. Harame, B. Jagannathan, D. Coolbaugh, D. Ahlgren, J. Magerlein, L. Lanzerotti, N. Feilchenfeld, S. St.Onge , J. Dunn, E. Nowak: Status and Direction of Communication Technologies-SiGe BiCMOS and RFCMOS; in: Proceedings of the IEEE, Vol. 93, No. 9: 1539-1558, 2005.
- [2] K. To, P. Welch, D. Scheitlin, B. Brown, D. Hammock, M. Tutt, D. Morgan, S. Braithwaite, J. John, J. Kirchgessner, W.M Huang: 60 GHz LNA and 15 GHz VCO Design for Use in Broadband Millimeter-Wave WPAN System; in: Proceedings of the Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting: S. 210-213, 2007.
- [3] S. Trotta , B. Dehlink, H. Knapp, K. Aufinger, T. F. Meister, J. Böck, W. Simbürger, A. L. Scholtz: SiGe Circuits for Spread Spectrum Automotive Radar; in: IEEE International Conference on Ultra-Wideband(ICUWB): S. 523-528, 2007.
- [4] P. Chevalier, N. Zerounian, B. Barbalat, F. Aniel, A. Chantre: On the Use of Cryogenic Measurements to Investigate the Potential of Si/SiGeC HBTs for THz Operation, P.Chevalier, ST Technologies; in: Proceedings of the Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting: S. 26-29 , 2007.
- [6] H.K. Gummel, H.C. Poon: An integral charge control model of bipolar transistors; in: Bell Syst.Tech.J, Vol.49: S.827-852, 1970.
- [7] C.C. McAndrew, J.A. Seitchik, D.F. Bowers, et. al: VBIC95, The Vertical Bipolar Inter-Company Model; in: IEEE Journal of Solid-State Circuits, Vol.31, No.10: S.1476-1483, Oktober 1996.
- [8] J.C.J Paasschens, R. vd.Toorn, W.J. Kloosterman: The Mextram Bipolar Transistor Modell, level 504.6. Nat.lab Unclassified Report NR-UR 2000/811. Internet: [http://www.nxp.com/acrobat\\_download/other/philipsmodels/nlur2000811.pdf](http://www.nxp.com/acrobat_download/other/philipsmodels/nlur2000811.pdf), 2000/2006.
- [9] M. Schröter: High-frequency circuit design oriented compact bipolar transistor modeling with HICUM, (inv. paper); in: IEICE Transactions on Electronics, Special Issue on Analog Circuit and Device Technologies, Vol. E88-C, No. 6: S. 1098-1113, 2005.
- [10] CMC: The Compact Model Council: Internet: <http://www.eigroup.org/cmc/>
- [11] M. Schröter, S. Lehmann, S. Fregonese, T. Zimmer: A Computationally Efficient Physics-Based Compact Bipolar Transistor Model for Circuit Design-Part I: Model Formulation; in: IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 53: S. 279-286, 2006.

- 
- [12] M. Schröter, S. Lehmann, S. Fregonese, T. Zimmer: A Computationally Efficient Physics-Based Compact Bipolar Transistor Model for Circuit Design-Part II: Parameter extraction and experimental results; in: IEEE Trans. Electron Dev., Vol. 53: S. 286-284, 2006.
- [13] C. Thiele, J. Berkner, W. Klein: Improvement of the Transfer Current Modeling in HICUM/L0; in: Proceedings of the Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting: S. 62-65, 2007.
- [14] C. Thiele, W. Klein: A new explicit expression for the normalized hole charge improves the accuracy of HICUM/L0; wird veröffentlicht in: Proceedings of the Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting, 2008.
- [15] K. Hoffmann: Systemintegration: vom Transistor zur großintegrierten Schaltung. München- Wien: Oldenbourg Verlag, 2003.
- [16] J.M. Early: Effects of space-charge layer widening in junction transistors; in: Proc. IRE, vol. 40: S. 1401-1406, 1952.
- [17] C.T. Kirk: A theory of transistor cut-off frequency ( $f_t$ ) falloff at high current densities; in IRE Trans. Electron Devices, Vol. ED-9: S. 39-57, Januar 1969.
- [18] D. Roulston: Bipolar Semiconductor Devices. New York: McGraw-. Hill, 1990.
- [19] H. Krömer: Theory of wide-gap emitter for transistors;in: Proc. IRE, Vol. 45: S.1535-1537, Nov. 1957.
- [20] H. Krömer: Heterostucture bipolar transistors and integrated circuits; in: Proceedings of IEEE, Vol. 70, No.1, S.13-25. Januar 1982.
- [21] D.L. Harame, J.H. Comfort, J.D. Cressler, E.F. Crabbe, J.Y.-C. Sun, B.S. Meyerson, T. Tice: Si/SiGe epitaxial-base transistors- Part I: materials, physics and circuits; in: IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 42, No.3: S. 455-468, März 1995
- [22] H.J. Osten, D. Knoll, B. Heinmann, H. Rücker, B. Tillack: Carbon doped SiGe heterojunction bipolar technology by adding carbon; in: IEEE Trans. Election Devices, Vol.46, No.9: S.1910-1912, September 1999.
- [23] A.J. Joseph, J.D. Cressler, D.M. Richey, G. Niu: Optimization of SiGe for operation a high current densities; in: IEEE Trans. Electron Devices,Vol. 46, No. 7:: 1347-1354, Juli 1999.
- [24] W. Klein, B.-U. H. Klepser: 75 GHZ Bipolar Production Technology for the 21th Century; in: EESDERC, Leuven Belgium: S. 88-94, 1999.
- [25] B. Sogl, W. Bakalski, M. Zannoth, M. Asam, B. Kapfelsperger et. al :A Quad-Band GSM/EDGE-Compliant SiGe-Bipolar Power Amplifier with 35.9 dBm/32.3 dBm Output Power at 56 %/44 % PAE in Low/High-Band;in: Proceedings of the Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting: S.98-101, 2007

- [26] H. Klose, R. Lachner, K.R. Schon, R. Mahnkopf, K.H. Malek, M. Kerber, H. Braun, A. von Felde, J. Popp, O. Cohrs; E. Bertagnolli, P. Sehrig: B6HF: A 0.8 micron 25GHz/25ps bipolar technology for "Mobile radio" and "Ultra fast data link"; in: Proceedings of the Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting: S.125-127, Oktober 1993.
- [27] T.F. Meister, H. Schifer, K. Aufinger, R. Stengl, S. Boguth, R. Schreiter, M. Rest, H. Knapp, M. Wurzer, A. Mitchell, T. Bottner, and J. Bock: SiGe Bipolar Technology with 3.9 ps Gate Delay; in: Proceedings of the Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting: S.103-106 2003.
- [28] J. Bock, H. Schafer, K. Aufinger, R. Stengl, S. Boguth, R. Schreiter, M. Rest, H. Knapp, M. Wurzer, W. Perndl, T. Bottner, and T. F. Meister: SiGe Bipolar Technology for Automotive Radar Applications; in: Proceedings of the Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting: S. 84-87, 2004.
- [29] M. Schröter: Ein kompaktes physikalisches Großsignalmodell für schnelle Bipolartransistoren unter der besonderen Berücksichtigung hoher Stromdichten und zweidimensionaler Effekte. Dr.Ing-Dissertation. Ruhr-Universität Bochum, 1987
- [30] H.K. Gummel: A Charge Control Relation for Bipolar Transistors; in: Bell Syst. Tech.J, Vol 49: S.115-120, 1970.
- [31] J.J. Ebers, J.L. Moll: Large-Signal Behavior of Junction Transistors; in: Proc. IRE, Vol.42, S .1761-1772, 1954.
- [32] H.-M. Rein, H. Strübing, M. Schröter: Verification of the Integral Charge Relation for High-Speed Bipolar Transistors at High Current Densities; in: IEEE Trans. Electron Dev, Vol.ED-32, No.6: S. 1070-1076, 1985.
- [33] M. Schröter, M. Friedrich, H.-M. Rein: A Generalized Integral Charge-Control Relation and its Application to Compact Models for Silicon-Based-HBT's; in: IEEE Trans. Electron Dev., Vol.40, No.11: S. 2036-2046, 1993.
- [34] M. Schröter, A. Chakravorty: A Geometry Scalable Physics-Based Compact Bipolar Transistor model "Documentation of level2 version 2.2; Internet: [http://www.iee.et.tu-dresden.de/~schroter/Hicum\\_PD/Hicum22](http://www.iee.et.tu-dresden.de/~schroter/Hicum_PD/Hicum22), 2005
- [35] E.E. Hofer, H. Nielinger: SPICE: Analyseprogramm für elektronische Schaltungen. Berlin: Springer Verlag 1985.
- [36] G. Massobrio, P. Antognetti: Semiconductor Device Modeling with SPICE. 2. Auflage. New York: McGraw-Hill New York 1993.
- [37] I.E. Getreu: Modeling the bipolar transistor. Amsterdam: Elsevier Scientific Publishing Company 1978.
- [38] M. Schröter: Physikalische Modelle für schnelle Silizium-Bipolartransistoren- eine vergleichende Übersicht. Habilitaionsschrift, Ruhr-Universität Bochum 1993.
- [39] P. Meiser: Bipolar Level 3 Model, Bericht Siemens AG HL CAD STF

- 
- [40] C.C. McAndrew, J.A. Seitchik, D.F. Bowers, et al: VBIC95:An Improved Vertical, IC Bipolar Transistor Model; in:Proceedings of the IEEE Bipolar Circuits and Technology Meeting: S.170-177, 1995.
- [41] J. Berkner: Kompaktmodelle für Bipolartransistoren, Renningen: Expert Verlag 2002.
- [42] M. Rudolph: Introduction to Modeling HBTs, Norwood: Arttech House 2006.
- [43] S.-W. Lee, P. Lloyd, J. Prendergast, G.M. Kull, L.W. Nagel, H. Dirks: A unified circuit model for bipolartransistors including quasi saturation effects; in: IEEE Trans Electron Devices, Vol.ED-32, No.6: S.1103-1113, Juni 1985,
- [44] C.-J. Wei, J.M. Gering, Y.A. Tkachenko: Enhanced High-Current VBIC Model; in: IEEE Trans. Microwave Th. and Techn, Vol.53, No.4: S. 1235-1242, April 2005.
- [45] H. Stübing, H.-M. Rein: A compact physical large-signal model for high speed bipolar transistors at high current densities-Part I: One-dimensional Model; in: IEEE Trans. Electron Dev., Vol. ED-34, No.8: S. 1741-1751, 1987.
- [46] H. Stübing, H.-M. Rein: A compact physical large-signal model for high speed bipolar transistors at high current densities-Part II: Two-Dimensional Model and Experimental Results; in: IEEE Trans. Electron Dev, Vol. ED-34, No.8, pp. 1752-1761, 1987.
- [47] M. Schröter, S. Lehmann, H. Jiang, S. Komarov: HICUM-Level0- A simplified compact bipolar transistor model; in: Proceedings of the Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting, S. 112-115, 2002
- [48] M. Schröter: TRADICA-A Program for Sizing and Model Parameter Generation of Integrated Bipolar Transistors", Manual Version 4.5, June 2005.
- [49] H.C. de Graaff, W.J. Kloosterman: New Formulation of the Currents and Charge Relations in Bipolar Transistor Modeling for CACD Purposes; in: IEEE Trans. Electron Dev, Vol. ED-32, No.11: S. 2415-2419, Nov.1985.
- [50] H.C. de Graaff, W.J. Kloosterman: The Mextram Bipolar Transistor Modell, level 503.2.Nat.lab Unclassified Report Nr. 006/94. Philips Electronice N.V, Eindhoven, June 1995.
- [51] J.L. Moll, I.M. Ross: The Dependence of Transistors Parameters on the Distribution of Base Layer Resistivity; in: Proc IRE, Vol.44: S. 72-78, Jan. 1956.
- [52] M. Reisch: High-Frequency Bipolar Transistors. Berlin: Springer Verlag 2003.
- [53] M. Schröter: HICUM/L0 VerilogA-Code, hicumL0V1p11.va; Internet: [http://www.iee.et.tu-dresden.de/~schroter/Hicum\\_PD/hicumL0V1p11.va](http://www.iee.et.tu-dresden.de/~schroter/Hicum_PD/hicumL0V1p11.va), Release: 2002.
- [54] M. Schröter: HICUM/L0 VerilogA-Code, hicumL0V1p12.va; Internet: [http://www.iee.et.tu-dresden.de/~schroter/Hicum\\_PD/hicumL0V1p12.va](http://www.iee.et.tu-dresden.de/~schroter/Hicum_PD/hicumL0V1p12.va), Release: 2006.
- [55] C. Thiele: HICUM/L0: Investigation and Improvement of the DC- High Current Modeling; 7th European HICUM workshop, Dresden, 17./18.Juni; Internet: [http://www.iee.et.tu-dresden.de/~schroter/Models/workshop0607/contr/HICUM\\_workshop\\_thiele.pdf](http://www.iee.et.tu-dresden.de/~schroter/Models/workshop0607/contr/HICUM_workshop_thiele.pdf).

- [56] C. Thiele: Further developments of the HICUM/L0 Model. 8th European HICUM workshop, Böblingen, 20./21.Juni; Internet: [http://www.iee.et.tu-dresden.de/~schroter/Models/workshop0608/contr\\_2008/Further\\_developments\\_of\\_the\\_HICUM.pdf](http://www.iee.et.tu-dresden.de/~schroter/Models/workshop0608/contr_2008/Further_developments_of_the_HICUM.pdf).
- [57] D. Celi: About modeling the Reverse Early Effect in HICUM Level 0.6th European HICUM workshop, Heilbronn, 12./13.Juni 2006; Internet: [www.iee.et.tu-dresden.de/~schroter/Models/workshop0606/IV-b-celi.pdf](http://www.iee.et.tu-dresden.de/~schroter/Models/workshop0606/IV-b-celi.pdf).
- [58] D. Berger, D. Celi, M. Schröter, M. Malorny, T. Zimmer, B. Ardouin: HICUM Parameter Extraction Methodology for a Single Transistor Geometry; in: Proceedings of the Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting: S. 116-119, 2002.
- [59] S. Lehmann: HICUM/L0- a simplified compact bipolar transistor model. Studienarbeit TU Dresden, 2003
- [60] F. Sischka: Gummel-Poon Bipolar Model, Model description and parameter extraction. München: Agilent Technologies GmbH, 2001
- [61] J. Everard: Fundamentals of RF Circuit Design with Low Noise. Oscillation, New York: John Wiley & Sons, 2001.
- [62] P.J. van Wijnen, H.R. Claessen, E.A. Wolsheimer: A New Straightford Calibration and Correction Procedure for On-Wafer High Frequency S- Parameter Measurements (45 MHz - 18 GHz); in: Proceedings of the Bipolar Circuits and Technology Meeting, Minneapolis: S. 70-71, 1987.
- [63] M.C.A.M. Geelen, J.A.M. Versleijen, M.P.J.G: An Improved De-embedding Technique for On-Wafer High-Frequency Characterization, in: Proceedings of the Bipolar Circuits and Technology Meeting, S. 188-191, 1991.
- [64] C. Raya, T. Schwartzmann, P. Chevalier, F. Pourchon, D. Celi, D.; T. Zimmer: New Method for Oxide Capacitance Extraction; in: Proceedings of the Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting: S. 188-191, 2007.
- [65] B. Ardouin, T. Zimmer, H. Mnif, P. Fouillat: Direct method for Bipolar Base-Emitter and Base-Collector Capacitance Splitting using High Frequency measurements; in: Proceedings of the Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting: S. 114-117, 2001.
- [66] D. Berger, N. Gambetta, D. Celi, C. Dufaza: Extraction of the BC Capacitance Splitting Along the Base Resistance Using HF Measurements; in Proceedings of the Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting: S. 180-183, 2000.
- [67] R. Gabl, M. Reisch: Emitter Series Resistance from open Collector Measurements- Influence of the Collector Region and the Parasitic pnp Transistor; in IEEE Trans. on Electron Devices, Vol. 45, No. 12: S.2457-2464, 1998.
- [68] B. Kulke, S.L. Miller: Accurate Measurements of Emitter and Collector Series Resistance in Transistors; in: Proc. of IRE, Vol. 45: S. 90, 1957.

- [69] J. Logan: Modelling for Circuit and System Design; in: Proceedings of the Institute of Electrical and Electronics Engineers IEEE, Vol.60, No.1: S.78-85, 1972.
- [70] D. Celi, D. Berger: Direct Extraction of the Base-Collector weak avalanche hicum model parameters HICUM workshop, Minneapolis, 2001: Internet: [http://www.iee.et.tu-dresden.de/~schroter/Models/workshop/stm\\_hicum\\_aval.pdf](http://www.iee.et.tu-dresden.de/~schroter/Models/workshop/stm_hicum_aval.pdf).
- [71] M. Reisch: Carrier multiplication and avalanche breakdown in self-aligned bipolar transistors; in: Solid State Electron, Vol. 33, No.2: S.189-197, 1990.
- [72] W.M.C. Sansen, R. G. Meyer: Characterization and measurement of the base and emitter resistance of bipolar transistors; in: IEEE J. Solid-State Circuits, Vol.7, No. 6; S. 492-498, 1972.
- [73] T. Nakadai, K. Hashimoto: Measuring the Base Resistance of Bipolar Transistors: Proceedings of the Bipolar Circuits and Technology Meeting, S. 200-203, 1991.
- [74] B. Ardouin, T. Zimmer, D. Berger, D. Celi, H. Mnif, T. Burdeau, P. Fouillat: Transit Time Parameter Extraction for the HICUM Bipolar Compact Model; in Proceedings of the Bipolar Circuits and Technology Meeting, S. 106-109, 2001.
- [75] BFP540ESD Datenblatt, Internet: <http://www.infineon.com>