

4 Bipolartransistoren

Der Bipolartransistor (BJT)¹ wurde 1947 in den Bell Laboratorien erfunden. Diese Erfindung leitete eine Revolution in der Elektronik ein und hat mit der etwa ein Jahrzehnt später entwickelten Planartechnologie das Tor zu dem sich rasch weiterentwickelnden Gebiet der integrierten Schaltungen² aufgestoßen.

Vom Leistungstransistor, mit Sperrschichtflächen von der Größenordnung mm^2 , bis zum selbstjustierten Bipolartransistor für Gbit-Logik, mit Sperrschichtflächen von der Größenordnung μm^2 , wird eine breite Palette von Bipolartransistoren für eine Vielzahl unterschiedlicher Anwendungen hergestellt. Gegenstand dieses Kapitels ist eine Darstellung der grundlegenden Prinzipien, die Beschreibung des Bipolartransistors durch elementare Kleinsignal- und Großsignalnetzwerkmodelle sowie ausgewählte Grundsaltungen mit Bipolartransistoren.

4.1 Einführung

Bipolartransistoren sind aus zwei nahe beieinander liegenden pn-Übergängen in einem Halbleiterkristall aufgebaut. Dabei werden, wie in Abb. 4.1 schematisch dargestellt, entweder zwei n-dotierte Gebiete durch ein p-dotiertes Gebiet voneinander getrennt (*nnp-Transistor*) oder zwei p-dotierte Gebiete durch ein n-dotiertes Gebiet (*pnp-Transistor*). Die drei unterschiedlich dotierten Gebiete werden als Emitter (E), Basis (B) und Kollektor (C) bezeichnet. Jedes dieser Gebiete ist mit einem ohmschen Kontakt und einer Zuleitung versehen; der Bipolartransistor ist ein Bauelement mit drei Anschlußklemmen: Emitter, Basis und Kollektor.

Der Basisanschluß hat die Funktion der *Steuerelektrode*; mit ihm kann der Strom vom Emitter zum Kollektor – der sog. *Transferstrom* – gesteuert werden. Im Fall des npn-Transistors fließen Elektronen vom Emitter³ zum Kollektor – die technische Stromflußrichtung ist mithin vom Kollektor zum Emitter. Dies wird im Schaltzeichen (vgl. Abb. 4.1) des npn-Transistors berücksichtigt: Der den Emitter kennzeichnende Pfeil zeigt die Richtung des Stromflusses im Normalbetrieb an. Beim pnp-Transistor wird der Transfer-

¹Der Name Transistor ist von transfer resistor abgeleitet, die Abkürzung BJT kommt von englisch bipolar junction transistor.

²Im Bereich der hochintegrierten Schaltkreise sind die Bipolartransistoren zwar mittlerweile weitgehend durch MOS-Feldeffekttransistoren verdrängt worden, sie haben jedoch nach wie vor breite Anwendungsgebiete in der analogen Schaltungstechnik, für Digitalschaltungen bei sehr hohen Taktfrequenzen, als vergleichsweise robuste Einzelhalbleiter und in der Leistungselektronik.

³Der Emitter „emittiert“ die den Transferstrom tragenden Ladungsträger (Elektronen beim npn-, Löcher beim pnp-Transistor), der Kollektor „sammelt“ sie ein.

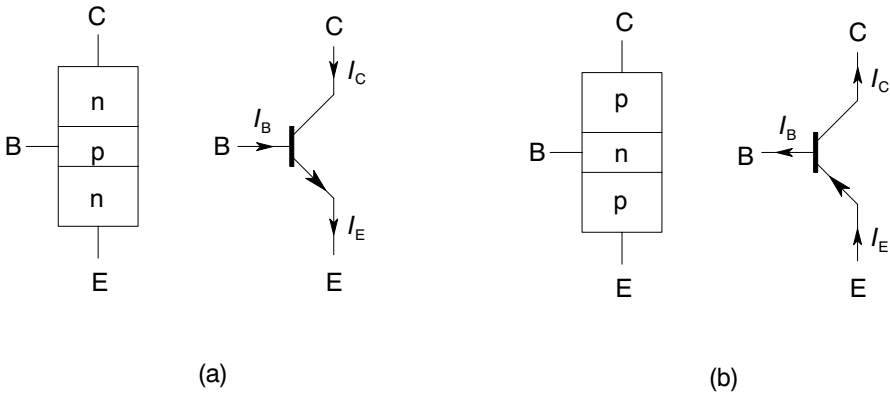


Abb. 4.1. Prinzipieller Aufbau und Schaltzeichen für (a) npn- und (b) pnp-Transistoren

strom von Löchern getragen; die technische Stromflußrichtung stimmt hier mit der Richtung des Teilchenstroms überein: Der im Schaltsymbol (vgl. Abb. 4.1) den Emitter kennzeichnende Pfeil ist hier vom Emitter zum Kollektor orientiert. Die Wirkungsweise des npn-Transistors⁴ wird zunächst anhand des Bänderschemas erläutert.

Abbildung 4.2 zeigt das Bänderschema eines npn-Bipolartransistors ohne extern angelegte Spannungen. Die Fermi-Energie W_F liegt in allen Bahngebieten auf demselben Niveau – es fließt kein Strom.

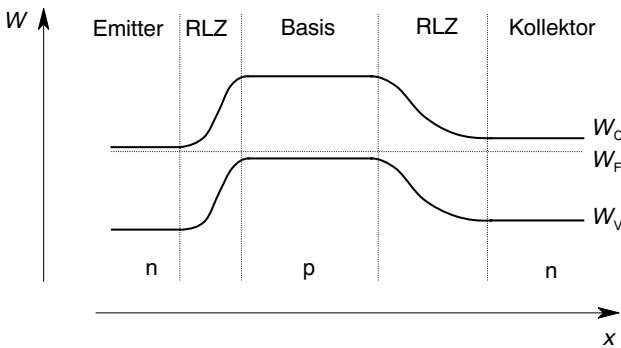


Abb. 4.2. Bänderschema eines npn-Bipolartransistors ohne angelegte Spannungen (RLZ = Raumladungszone, W_C = Leitungsbandkante, W_V = Valenzbandkante, W_F = Fermi-Energie)

⁴Im Folgenden werden – wegen ihrer größeren technischen Bedeutung – nahezu ausschließlich npn-Bipolartransistoren betrachtet. Diese zeichnen sich gegenüber pnp-Transistoren gleicher Abmessungen durch eine höhere Stromverstärkung und kürzere Schaltzeiten aus, was in der größeren Beweglichkeit der Elektronen begründet ist. Die für npn-Bipolartransistoren gewonnenen Ergebnisse lassen sich durch Vertauschen der Dotierung, Polaritäten der Ladungsträger und angelegten Spannungen direkt auf pnp-Transistoren übertragen.

Wird an den Transistor eine Spannung $V_{CE} > 0$ angelegt, so würden die Elektronen vom Emitter zum Kollektor fließen, falls sie die Basiszone überwinden könnten. Solange der emitterseitige pn-Übergang nicht in Flußrichtung betrieben wird, ist die von den Elektronen auf ihrem Weg vom Emitter zum Kollektor zu überwindende Potentialbarriere allerdings so hoch, daß der resultierende Strom vernachlässigbar klein ist. Durch Anlegen einer Flußspannung $V_{BE} > 0$ zwischen Basis und Emitter kann die Potentialbarriere nun soweit abgebaut werden, daß ein nennenswerter Strom fließt.

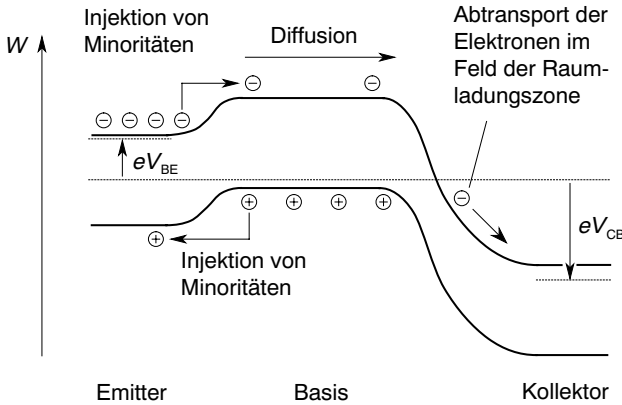


Abb. 4.3. Bänderdiagramm des Bipolartransistors bei Vorwärtsbetrieb

Im *Normalbetrieb* (Vorwärtsbetrieb) wird der in der Folge als EB-Diode bezeichnete pn-Übergang zwischen Emitter und Basis in Flußrichtung gepolt ($V_{BE} > 0$), der als BC-Diode bezeichnete pn-Übergang zwischen Basis und Kollektor in Sperrichtung ($V_{BC} < 0$, vgl. Abb. 4.3). Über die EB-Sperrschicht werden in diesem Fall Elektronen in das Basisgebiet injiziert. Diese können – sofern sie nicht in der Basis rekombinieren – zum kollektorseitigen Sperrschichttrand diffundieren.⁵ Die am kollektorseitigen Sperrschichttrand der Basis ankommenden Elektronen werden über die Raumladungszonen abtransportiert und tragen so zum Kollektorstrom bei. Der in die BC-Sperrschicht injizierte Elektronenstrom wird als *Transferstrom* I_T bezeichnet; er bildet im Normalfall den wesentlichen Anteil des Kollektorstroms I_C .

Mit der an der EB-Sperrschicht auftretenden Flußspannung V_{BE} ändert sich die Rate, mit der Elektronen in das Basisbahngebiet injiziert werden, und damit der am kollektorseitigen Sperrschichttrand ankommende Transferstrom. Durch Änderung der Steuerspannung V_{BE} im Eingangskreis kann demzufolge

⁵Solange die Basis homogen dotiert und die Dichte der injizierten Elektronen klein im Vergleich zur Löcherdichte ist, ist der Driftstromanteil im Basisbahngebiet unbedeutend ($E \approx 0$). Durch eine zum Kollektor hin abnehmende Basisdotierung läßt sich jedoch ein elektrisches Feld in der Basis einstellen, das den Elektronentransport vom Emitter zum Kollektor unterstützt und so kürzere Schaltzeiten ermöglicht.

ge der Strom I_C im Ausgangskreis *gesteuert* werden. Der Bipolartransistor kann deshalb in einfachster Näherung als *spannungsgesteuerte Stromquelle* aufgefaßt werden.

Wesentlich für das Auftreten des beschriebenen Transistoreffekts ist, daß die über den leitenden EB-Übergang injizierten Elektronen auch tatsächlich den gesperrten BC-Übergang erreichen können. Die Dicke der Basisschicht wird aus diesem Grund stets wesentlich kleiner als die Diffusionslänge für Minoritäten in der Basis gewählt.

Durch die Flußpolung der EB-Diode kommt es zu einer Injektion von Löchern in den Emitter. Die dort rekombinierenden Löcher werden über den Basiskontakt „nachgeliefert“ und verursachen so den Basisstrom. Für praktische Anwendungen soll ein großer Transferstrom I_T durch einen kleinen Steuerstrom (= Basisstrom) gesteuert werden. Dies läßt sich durch unterschiedliche Dotierstoffkonzentrationen in Emitter und Basis sowie durch eine möglichst kleine Basisweite erzielen. Da der Emitter eine wesentlich höhere Dotierstoffkonzentration aufweist als die Basis, werden bei Flußpolung der EB-Diode sehr viel mehr Elektronen in das Basisgebiet injiziert als Löcher in den Emitter. Wird nun noch über eine kleine Basisweite dafür gesorgt, daß die injizierten Elektronen mit geringen Verlusten zur BC-Sperrschicht gelangen können, so liegt ein Bauelement mit *Verstärkereigenschaften* vor: Ein kleiner Löcherstrom steuert einen großen Elektronenstrom. Das Verhältnis von Kollektorstrom zu Basisstrom im Normalbetrieb wird als *Vorwärtsstromverstärkung* (meist lediglich *Stromverstärkung* genannt) B_N bezeichnet

$$B_N = \frac{I_C}{I_B} . \quad (4.1)$$

Der Wert von B_N ist in der Regel sehr viel größer als eins.

Bisher wurde der Fall $V_{CE} > 0$ betrachtet – hier fließen Elektronen vom Emitter zum Kollektor, sobald die EB-Diode in Flußrichtung betrieben wird. Auch für $V_{CE} < 0$ und bei Flußpolung der BC-Diode fließt ein Transferstrom – allerdings vom Kollektor zum Emitter. Auch in diesem *Rückwärtsbetrieb* stellt der Transistor ein aktives Bauelement dar. Die Rückwärtsstromverstärkung

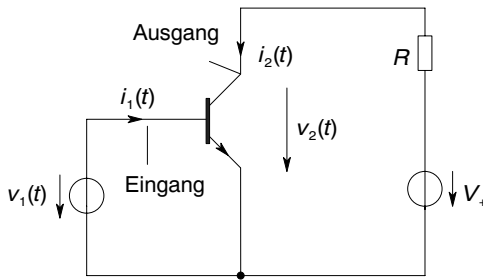
$$B_I = \frac{-I_E}{I_B} \quad (4.2)$$

für diese Betriebsart ($V_{BE} < 0$, $V_{BC} > 0$) weist jedoch i. allg. deutlich kleinere Werte auf als die Vorwärtsstromverstärkung B_N , da der Transistor für Vorwärtsbetrieb ausgelegt wird, mit einer sehr hohen Emittordotierung und einer i. allg. um mehrere Größenordnungen kleineren Kollektordotierung.

Abhängig davon, welche Polarität die an die einzelnen pn-Übergänge angelegten Spannungen besitzen, werden die in Tabelle 4.1.1 aufgeführten *Betriebsarten* unterschieden:

Tab.4.1.1 Betriebsarten des Bipolartransistors

V_{BE}	V_{BC}	Betriebsart (npn)
> 0	< 0	Vorwärtsbetrieb (normaler Betrieb)
< 0	> 0	Rückwärtsbetrieb (inverser Betrieb)
< 0	< 0	Sperrbetrieb
> 0	> 0	Sättigung

**Abb. 4.4.** Transistor in Emitterschaltung mit Lastwiderstand R , Eingangskreis und Ausgangskreis

4.2 Transistoren als Verstärker und Schalter

Transistoren weisen *steuerbare Ausgangskennlinien* auf, verfügen über mindestens drei Anschlußklemmen und lassen sich als Verstärker oder Schalter verwenden. Die prinzipielle Beschaltung ist in Abb. 4.4 am Beispiel der Emitterschaltung skizziert. Allgemein wird zwischen *Eingangskreis* und *Ausgangskreis* unterschieden. Die Spannungsquelle $v_1(t) = v_{BE}(t)$ im Eingangskreis steuert den Strom $i_2(t) = i_C(t)$ im Ausgangskreis. Hierdurch ändert sich der Spannungsabfall am Widerstand R und damit die Ausgangsspannung $v_2(t) = v_{CE}(t)$. Die dargestellte Schaltung wird als *Emitterschaltung* bezeichnet, da der Emitter der einzige Anschluß ist, der sowohl zu Eingangs- als auch zu Ausgangskreis gehört.

Bei NF-Betrieb kann die Ausgangsspannung V_{CE} für eine gegebene Eingangsspannung V_{CE} graphisch als Schnittpunkt der zu dieser Eingangsspannung gehörigen Ausgangskennlinie $I_C(V_{CE})$ mit der *Lastkennlinie* gewonnen werden (vgl. Abb. 4.5). Das Verfahren hat folgenden Hintergrund: Zum einen gilt die durch die Ausgangskennlinie gegebene Abhängigkeit des Kollektorstroms I_C von V_{CE} . Da der Strom auch durch R fließt, gilt andererseits

$$I_C = \frac{V_+ - V_{CE}}{R}.$$

Diese Gleichung beschreibt die *Lastkennlinie*, die bei ohmscher Last durch eine Gerade (Lastgerade) beschrieben wird. Da beide Beziehungen gleich-

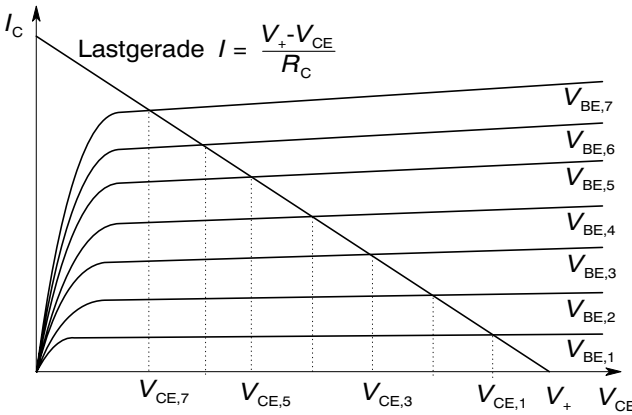


Abb. 4.5. Graphische Ermittlung der Ausgangsspannung für verschiedene Eingangsspannungen

zeitig erfüllt sein müssen, folgt die Lösung als Schnittpunkt der Lastgeraden mit der Ausgangskennlinie. Für verschiedene Steuerspannungen $V_{BE,1}, V_{BE,2}, \dots, V_{BE,7}$ ergeben sich unterschiedliche Ausgangskennlinien und damit unterschiedliche Ausgangsspannungen $V_{CE,1}, V_{CE,2}, \dots, V_{CE,7}$ (vgl. Abb. 4.5).

Wird die Ausgangsspannung V_{CE} der Schaltung über der Eingangsspannung V_{BE} aufgetragen, so erhält man die (Spannungs-) *Übertragungskennlinie*. Der typische Verlauf einer solchen Übertragungskennlinie ist in Abb. 4.6 gezeigt. Für kleine Werte der Eingangsspannung V_{BE} ist der Transistor hochohmig – im Ausgangskreis fließt nur ein geringer Strom. Unter diesen Umständen fällt nahezu die gesamte Versorgungsspannung V_+ am Transistor ab: Der Transistor kann als geöffneter Schalter angesehen werden. Für große Werte der Eingangsspannung wird der Transistor niederohmig; nun fällt der überwiegende Teil der Spannung V_+ an der Last ab: Der Transistor kann als geschlossener Schalter⁶ angesehen werden.

Bei *Verstärkerbetrieb* wird ein bestimmter Arbeitspunkt (V_{BE}, V_{CE}) in der Übergangszone zwischen hochohmigem und niederohmigem Gebiet gewählt. Wird nun der Eingangsspannung ein Kleinsignalanteil überlagert

$$v_{BE}(t) = V_{BE} + v_{be}(t),$$

so folgt näherungsweise für die Spannung am Ausgang bei NF-Betrieb

$$v_{CE}(t) = V_{CE} + v_{be}(t) \left. \frac{dV_{CE}}{dV_{BE}} \right|_{V_{BE}}, \quad (4.3)$$

wobei die Übertragungskennlinie bis zur ersten Ordnung in $v_{be}(t)$ entwickelt wurde. Die Ableitung dV_{CE}/dV_{BE} beschreibt die Änderung der Ausgangsspannung mit der Eingangsspannung und wird als (Kleinsignal-) *Spannungsübertragungsfaktor* $\underline{H}_{v0}$ bezeichnet

⁶Zu beachten ist allerdings eine vom Transistor abhängige *Restspannung* $V_{CE_{on}}$.

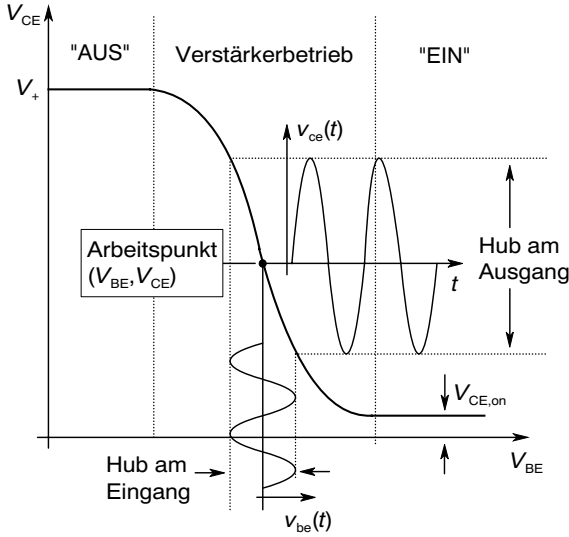


Abb. 4.6. Übertragungskennlinie eines einstufigen Verstärkers

$$\underline{H}_{v0} = \frac{dV_{CE}}{dV_{BE}} . \quad (4.4)$$

Da der Strom im Ausgangskreis mit zunehmender Eingangsspannung gewöhnlich zunimmt, arbeiten derartige Verstärker *invertierend*, d.h. der Spannungsübertragungsfaktor weist ein negatives Vorzeichen auf. Der Betrag des Spannungsübertragungsfaktors ist die *Spannungsverstärkung*

$$A_{v0} = |\underline{H}_{v0}| . \quad (4.5)$$

Der Spannungsübertragungsfaktor folgt aus $v_{ce}(t) = -R_C i_c(t)$ wobei

$$i_c = \left(\frac{\partial I_C}{\partial V_{BE}} \right)_{V_{CE}} v_{be} + \left(\frac{\partial I_C}{\partial V_{CE}} \right)_{V_{BE}} v_{ce}$$

den Kleinsignalanteil⁷ des Kollektorstroms bezeichnet. Dies führt auf

$$\underline{H}_{v0} = \frac{v_{ce}}{v_{be}} = -R_C \frac{(\partial I_C / \partial V_{BE})_{V_{CE}}}{1 + R_C (\partial I_C / \partial V_{CE})_{V_{BE}}} .$$

Hohe Spannungsverstärkungen lassen sich demnach mit Transistoren erzielen die einen großen *Übertragungsleitwert* $\partial I_C / \partial V_{BE}$ und einen kleinen *Ausgangsleitwert* $\partial I_C / \partial V_{CE}$ aufweisen.

⁷Mathematisch handelt es sich hier um das totale Differential des von den Spannungen V_{BE} und V_{CE} abhängigen Kollektorstroms

$$\Delta I_C = \left(\frac{\partial I_C}{\partial V_{BE}} \right)_{V_{CE}} \Delta V_{BE} + \left(\frac{\partial I_C}{\partial V_{CE}} \right)_{V_{BE}} \Delta V_{CE} .$$

4.3 Großsignalbeschreibung

Für die folgende Untersuchung wird ein eindimensionales Transistormodell zugrundegelegt. Das Transistorvolumen wird in drei *Bahngebiete* – Emitter, Basis und Kollektor – unterteilt (vgl. Abb. 4.7). Diese Bahngebiete werden durch die Raumladungszone der EB-Diode (mit den Sperrschichträndern bei x_{eb} und x_{be}) und die Raumladungszone der BC-Diode (mit den Sperrschicht-rändern bei x_{bc} und x_{cb}) voneinander getrennt.

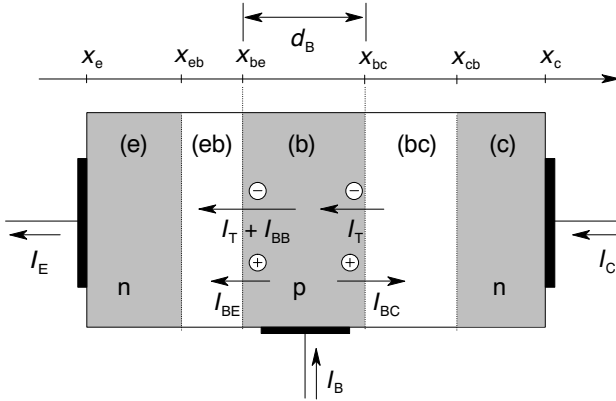


Abb. 4.7. Eindimensionales Transistormodell

Die *Strompfeile* für die Klemmenströme I_C , I_B und I_E wurden so gewählt, daß bei Normalbetrieb alle Ströme positives Vorzeichen aufweisen. Im stationären Betrieb teilt sich der Basisstrom I_B in einen Strom I_{BE} (Löcher die über den Rand der Sperrschicht in den Emitter injiziert werden), einen Strom I_{BC} (Löcher die über den Rand der Sperrschicht in den Kollektor injiziert werden) und einen Strom I_{BB} (bestimmt durch Rekombination von Ladungsträgern in der Basis) auf

$$I_B = I_{BE} + I_{BC} + I_{BB} . \quad (4.6)$$

Im Normalbetrieb ($V_{BC} < 0$) ist I_{BC} gleich dem Sperrstrom der BC-Diode und gewöhnlich vernachlässigbar klein. Solange die *Basisweite*

$$d_B = x_{bc} - x_{be} \quad (4.7)$$

klein im Vergleich zur Diffusionslänge im Basisgebiet ist, kann I_{BB} , also die in der Basis stattfindende Rekombination, i. allg. ebenfalls vernachlässigt werden. Der *Basisstrom* I_B ist bei Vorwärtsbetrieb dann nur durch den in den Emitter abfließenden Löcherstrom bestimmt

$$\boxed{I_B \approx I_{BE} ,} \quad (4.8)$$

er besitzt die von der pn-Diode bekannte Strom-Spannungs-Kennlinie. Der *Kollektorstrom* I_C setzt sich aus dem Transferstrom I_T und dem durch Löcherinjektion in den Kollektor bedingten Rekombinationsstrom I_{BC} zusammen

$$I_C = I_T - I_{BC} .$$

Da bei Vorwärtsbetrieb $I_{BC} \approx 0$ gilt, kann hier der Kollektorstrom dem Transferstrom gleichgesetzt werden

$$\boxed{I_C \approx I_T} . \quad (4.9)$$

Für eine näherungsweise Berechnung des Transferstroms werden folgende *Näherungsannahmen* gemacht:

1. Konstante Dotierung in den Bahngebieten, abrupte pn-Übergänge
2. Keine Bahnwiderstände
3. Keine Generation und Rekombination in den Raumladungszonen
4. Keine Rekombination im Basisbahngebiet
5. Niederinjektion (Dichte der injizierten Minoritäten klein im Vergleich zur jeweiligen Majoritätsdichte in den Bahngebieten)
6. Eindimensionaler Stromtransport (in x -Richtung)

Tritt in der Basis keine Rekombination auf, so ist die Stromdichte J_n der die Basis durchfließenden Elektronen unabhängig von x . Im Fall der homogen dotierten Basis ist der Transferstrom ein reiner Diffusionsstrom, so daß gilt

$$J_n = eD_n \frac{dn_p}{dx} = \text{const.}$$

Da e und D_n Konstanten sind, muß dn_p/dx ebenfalls konstant sein, so daß $n_p(x)$ *linear* vom Ort abhängt; die Fläche unter $n_p(x)$ wird deshalb häufig auch als *Diffusionsdreieck* bezeichnet (vgl. Abb. 4.8).

Der Wert von dn_p/dx läßt sich demzufolge durch den Differenzenquotienten

$$\frac{dn_p}{dx} = \frac{n_p(x_{bc}) - n_p(x_{be})}{x_{bc} - x_{be}}$$

ausdrücken. Die Werte für $n_p(x_{be})$ und $n_p(x_{bc})$ sind durch die Shockley'schen Randbedingungen gegeben. Bei Niederinjektion, d. h. falls die Dichte der in das Basisbahngebiet injizierten Elektronen vernachlässigbar klein ist gegenüber der Löcherdichte, gilt (vgl. Kap. 2.1.2)

$$n_p(x_{be}) = n_{p0} \exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right) \quad \text{und} \quad n_p(x_{bc}) = n_{p0} \exp\left(\frac{V_{BC}}{V_T}\right) ,$$

wobei die Auswirkung der Sättigung der Driftgeschwindigkeit nicht berücksichtigt wird (vgl. [2]). Mit $d_B = x_{bc} - x_{be}$ und der Emitterfläche A_{je} folgt

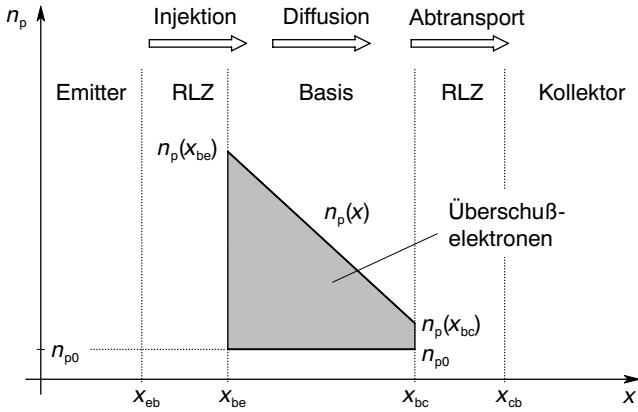


Abb. 4.8. Verteilung der Minoritäten in der Basis des Transistors mit homogener Basisdotierung

damit für den die Basis durchfließenden Transferstrom

$$\begin{aligned}
 I_T &= -eA_{je}D_n \frac{dn_p}{dx} \\
 &= \frac{en_{p0}D_nA_{je}}{d_B} \left[\exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right) - \exp\left(\frac{V_{BC}}{V_T}\right) \right]. \quad (4.10)
 \end{aligned}$$

Das Minuszeichen wurde eingefügt, um dem Transferstrom im normalen aktiven Betrieb des Transistors ein positives Vorzeichen zuzuordnen.

Aufgrund der Flußpolung der pn-Übergänge erhöht sich die Minoritätsladung (*Diffusionsladung*) in der Basis nach Abb. 4.8 betragsmäßig um

$$|\Delta Q_{n,B}| = eA_{je}d_B \frac{n_p(x_{be}) + n_p(x_{bc}) - 2n_{p0}}{2}.$$

Im Normalbetrieb mit $V_{BE} > 0$ und $V_{BC} = 0$ ist $n_p(x_{be}) \gg n_{p0}$ und $n_p(x_{bc}) = n_{p0}$, so daß gilt

$$|\Delta Q_{n,B}| = eA_{je}d_B \frac{n_p(x_{be}) - n_{p0}}{2} = \tau_B I_{CE}$$

mit der *Basistransitzeit*

$$\tau_B = \frac{d_B^2}{2D_n}. \quad (4.11)$$

Diese Größe entspricht der Zeit, die ein Elektron im Mittel auf seinem Weg vom Emitter zum Kollektor für die Durchquerung der Basis benötigt. Ihr Wert ist für typische Bipolartransistoren sehr viel kleiner als die Lebensdauer der Minoritäten in der Basis.

Beispiel 4.3.1 Ein typischer Wert für d_B ist 500 nm, eine typische Basisdotierung ist 10^{17} cm^{-3} . Die dieser Dotierung entsprechende Diffusionskonstante D_n für Elektronen ist bei $T = 300 \text{ K}$ ca. $21 \text{ cm}^2/\text{s}$. Für die Basistransitzeit folgt daraus $\tau_B \approx 60 \text{ ps}$.

Dieses Ergebnis rechtfertigt im nachhinein die Vernachlässigung der Rekombination im Basisvolumen. Die Annahme vernachlässigbarer Rekombination in der Basis ist gerechtfertigt, falls die Basis transitzeit τ_B klein ist im Vergleich zur Minoritätslebensdauer τ_n im Basisbahngebiet. Im betrachteten Fall wäre das Verhältnis der beiden Größen mit $\tau_n \geq 1 \mu\text{s}$ gegeben durch

$$\frac{\tau_B}{\tau_n} \leq 6 \cdot 10^{-5}.$$

Dieses Verhältnis bestimmt (für $\tau_B \ll \tau_n$) die relative Abnahme des Transferstroms aufgrund der Rekombination in der Basis. $\triangle$

4.3.1 Der Ansatz von Gummel und Poon

Ersetzt man in Gl. (4.10) unter Verwendung des Massenwirkungsgesetzes n_{p0} durch n_i^2/p , und erweitert zusätzlich um eA_{je} , so resultiert mit der Abkürzung

$$Q_B = eA_{je}pd_B$$

für den Transferstrom

$$I_T = \frac{e^2 A_{je}^2 D_n n_i^2}{Q_B} \left[\exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right) - \exp\left(\frac{V_{BC}}{V_T}\right) \right]. \quad (4.12)$$

Die als *Basisladung* bezeichnete Größe Q_B gibt dabei die von den Löchern im Basisvolumen getragene Ladung an; der Transferstrom ist nach Gl. (4.12) umgekehrt proportional zu Q_B . Die Beziehung (4.12), die hier für den Spezialfall der homogen dotierten Basis hergeleitet wurde, gilt für beliebige Dotierstoffprofile und bildet die Grundlage für die Beschreibung des Transferstroms nach Gummel und Poon. Die Basisladung Q_B ist arbeitspunktabhängig: Für $V_{BE} \neq 0$ bzw. $V_{BC} \neq 0$ ergeben sich Abweichungen vom Wert Q_{B0} mit $V_{BE} = V_{BC} = 0$. Im Folgenden bezeichnet q_B die *normierte Basisladung*

$$q_B = \frac{Q_B(V_{BE}, V_{BC})}{Q_{B0}}. \quad (4.13)$$

Ihr Wert beschreibt die relative Änderung der Basisladung durch angelegte Betriebsspannungen; für $V_{BE} = 0$ und $V_{BC} = 0$ besitzt q_B den Wert eins. Für den Transferstrom läßt sich mit Gl. (4.13) schreiben

$$I_T = \frac{I_S}{q_B} \left[\exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right) - \exp\left(\frac{V_{BC}}{V_T}\right) \right] = \frac{I_{CE} - I_{EC}}{q_B}. \quad (4.14)$$

Die Größe

$$I_S = \frac{eA_{je}D_n n_{p0}}{d_{B0}} = \frac{e^2 A_{je}^2 D_n n_i^2}{Q_{B0}} \quad (4.15)$$

wird dabei als *Transfersättigungsstrom* bezeichnet, d_{B0} gibt die Basisweite bei $V_{BE} = V_{BC} = 0$ an. Der Transferstrom läßt sich demnach als Differenz eines von der EB-Diode gesteuerten Stroms⁸

$$I_{CE} = I_S \left[\exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right) - 1 \right] \quad (4.16)$$

und eines von der BC-Diode gesteuerten Stroms

$$I_{EC} = I_S \left[\exp\left(\frac{V_{BC}}{V_T}\right) - 1 \right] . \quad (4.17)$$

beschreiben. Bei Vorwärtsbetrieb ist $I_{EC} \approx 0$ und bei Rückwärtsbetrieb ist $I_{CE} \approx 0$. Die normierte Basisladung q_B weist im allgemeinen Fall eine komplizierte Arbeitspunktabhängigkeit auf, eine einfache Näherung für Überschlagsrechnungen wird im folgenden Abschnitt angegeben.

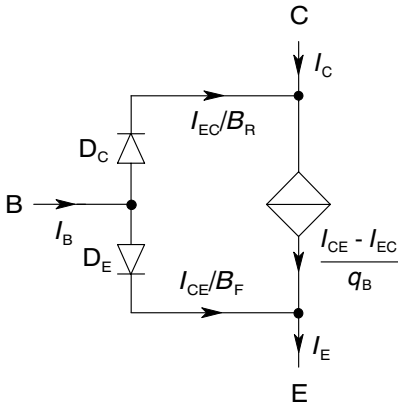


Abb. 4.9. Elementares Transistormodell

4.3.2 Das elementare Großsignalmodell

Abbildung 4.9 zeigt eine einfache Ersatzschaltung des Bipolartransistors. Das Modell erlaubt eine grobe Beschreibung der Kennlinien und eignet sich für Überschlagsrechnungen; es besteht aus zwei idealen Dioden zur Modellierung der beiden pn-Übergänge zwischen Basis und Emmitter bzw. Basis und Kollektor sowie einer gesteuerten Stromquelle, die die Verkopplung zwischen den beiden pn-Übergängen, d. h. den Transferstrom, beschreibt. Bahnwiderstände werden zunächst vernachlässigt. Die EB-Diode D_E und die BC-Diode D_C werden als ideale Dioden mit Emissionskoeffizient $N = 1$ beschrieben. Mit

⁸Die Indices kennzeichnen dabei die technische Stromflußrichtung: I_{CE} fließt vom Kollektor zum Emmitter, I_{EC} vom Emmitter zum Kollektor.

der *idealen Vorwärtsstromverstärkung* B_F und dem in Gl. (4.16) definierten Strom I_{CE} wird für den Strom in der EB-Diode D_E angesetzt

$$I_{DE} = \frac{I_{CE}}{B_F} = \frac{I_S}{B_F} \left[\exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right) - 1 \right] \quad (4.18)$$

und entsprechend mit der *idealen Rückwärtsstromverstärkung* B_R und mit dem in Gl. (4.17) definierten Strom I_{EC} für den Strom in der BC-Diode D_C

$$I_{DC} = \frac{I_{EC}}{B_R} = \frac{I_S}{B_R} \left[\exp\left(\frac{V_{BC}}{V_T}\right) - 1 \right] . \quad (4.19)$$

Die normierte Basisladung q_B berücksichtigt im elementaren Großsignalmodell nur den sog. *Early-Effekt*, das ist die Auswirkung der von V_{CB} abhängigen Basisweite d_B auf den Transferstrom. Mit zunehmendem V_{CB} dehnt sich die BC-Sperrschicht immer weiter in das Basisgebiet aus, wodurch die Basisweite d_B und damit die Basisladung Q_B abnimmt. Der Transferstrom wächst deshalb nach Gl. (4.14) bei konstantem V_{BE} mit zunehmendem V_{CB} an. Zur physikalischen Interpretation kann die Abb. 4.10 betrachtet werden.

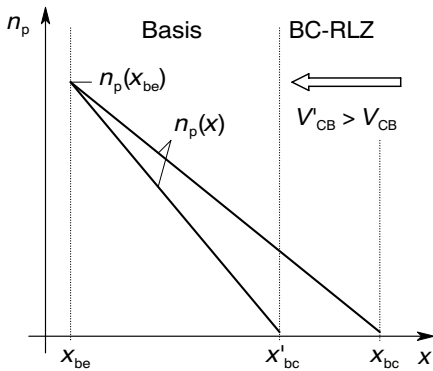


Abb. 4.10. Zur Erläuterung des Early-Effekts: Arbeitspunktabhängigkeit der Verteilung der Minoritäten in der Basis

Wird die Sperrspannung von V_{CB} auf V'_{CB} vergrößert, so verschiebt sich der kollektorseitige Sperrschichttrand x_{bc} des Basisbahngebiets nach x'_{bc} . Da (bei Niederinjektion) für die Elektronendichte $n_p(x_{bc}) \approx 0$ unabhängig von $V_{CB} > 0$ gilt, und da die Elektronendichte $n_p(x_{be})$ am emitterseitigen Sperrschichttrand wegen $V_{BE} = \text{const.}$ unverändert bleibt, hat die Abnahme der Basisweite d_B eine Aufsteilung des „Diffusionsdreiecks“ zur Folge: Das Konzentrationsgefälle der Elektronen in der Basis wird größer – und damit der hierzu proportionale Transferstrom. Der beschriebene Effekt wird näherungsweise durch eine lineare Abhängigkeit der Form

$$\frac{1}{q_B} \approx 1 + \frac{V_{CE}}{V_{AF}} \quad (4.20)$$

erfaßt; die Größe V_{AF} wird dabei als *Vorwärts-Early-Spannung* bezeichnet.⁹ Für den von der Stromquelle gelieferte Transferstrom führt dies auf die Näherung

$$I_T = \frac{I_{CE} - I_{EC}}{q_B} \approx I_S \left(1 + \frac{V_{CE}}{V_{AF}} \right) \left[\exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right) - \exp\left(\frac{V_{BC}}{V_T}\right) \right]. \quad (4.21)$$

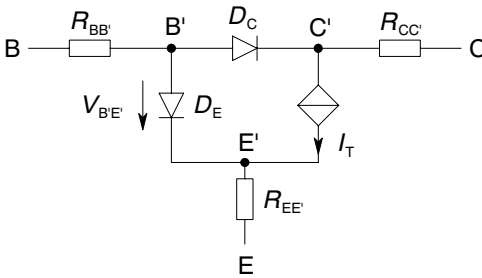


Abb. 4.11. Elementares Großsignalmodell mit Bahnwiderständen

Das diskutierte Modell läßt sich durch Hinzufügen von Bahnwiderständen zu der in Abb. 4.11 dargestellten Ersatzschaltung erweitern. Basisbahnwiderstand $R_{BB'}$ und Kollektorbahnwiderstand $R_{CC'}$ sind dabei i.allg. arbeitspunktabhängige Größen, wie im Folgenden am Beispiel des Basisbahnwiderstands gezeigt wird; im elementaren Großsignalmodell werden $R_{BB'}$ und $R_{CC'}$ wie ohmsche Widerstände behandelt.

Der *Basisbahnwiderstand* $R_{BB'}$ beschreibt den durch den Basisstrom bedingten Spannungsabfall im Basisbahngebiet und am Basiskontakt. Für Planartransistoren läßt sich $R_{BB'}$ stets aufteilen in einen *externen* Anteil, der den Kontaktwiderstand und die Zuführung bis zum Basisbahngebiet des inneren Transistors erfaßt, und einen *internen* Anteil. Der externe Anteil verhält sich in guter Näherung wie ein ohmscher Widerstand, dessen Wert durch Dotierung und Geometrie des externen p-Bahngebiets sowie den Kontaktwiderstand gegeben ist. Der *interne* Anteil des Basisbahnwiderstands dagegen ist stark vom Arbeitspunkt abhängig und nimmt mit zunehmendem Basisstrom ab. Dies hat zwei Ursachen: (1) Mit zunehmendem Transferstrom nimmt die Diffusionsladung in der Basis zu. Durch die erhöhte Löcherdichte kommt es zu einer Verbesserung der Leitfähigkeit und damit zur Abnahme von $R_{BB'}$.

⁹Diese Schreibweise ist nicht ganz konsistent mit dem Großsignalmodell des Bipolartransistors in SPICE, wonach in Gl. (4.20) V_{CB} statt V_{CE} stehen müßte. Da die Abweichung in der Regel gering und das Modell so besser auf die praktisch bedeutsame Emitterschaltung anwendbar ist, wurde hier der Ansatz (4.20) gewählt.

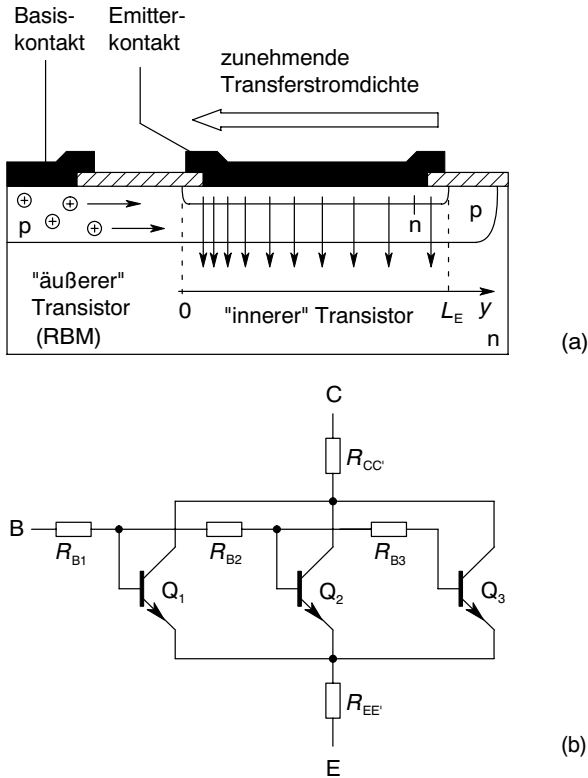


Abb. 4.12. (a) Emitter-
randverdrängung (Emitter
current crowding) und (b)
erweiterte Ersatzschaltung

(2) Mit zunehmendem Basisstrom nimmt der Spannungsabfall über der Basis zu. Da der an einem Ort in den Emitter abfließende Strom aber von der lokalen Spannung über der Sperrschicht abhängt, bedeutet dies, daß der Strom nicht gleichmäßig über den Transistorquerschnitt verteilt fließt, sondern vorzugsweise am Rand.

4.3.3 SPICE-Modellanweisung

Die *Elementaranweisung* für einen Transistor in der SPICE-Netzliste lautet in einfachster Form

Q(name) K_C K_B K_E Mname

Dabei bezeichnet K_C den Namen des Kollektorknotens, K_B den Namen des Basisknotens und K_E den Namen des Emittterknotens. Mname kennzeichnet das verwendete Transistormodell, dessen Parameter in einer gesonderten .MODEL-Anweisung aufgeführt werden. Für einen npn-Transistor besitzt diese die Form

.MODEL Mname NPN (Modell-Parameter)

Die bereits erläuterten Größen I_S , B_F , B_R und V_{AF} dienen auch als Modellparameter zur Beschreibung des Bipolartransistors in SPICE. Ohmsche Bahnwiderstände $R_{BB'}$, $R_{CC'}$ und $R_{EE'}$ können durch Angabe der Parameter RB, RC sowie RE definiert werden. Werden in der .MODEL-Anweisung für einen Bipolartransistor nur diese Kenngrößen spezifiziert, so berechnet SPICE die Schaltungseigenschaften auf der Grundlage des elementaren Großsignalmodells. Für nicht spezifizierte Kenngrößen werden *Ersatzwerte* verwendet: Für IS wird der Ersatzwert $I_S = 10^{-16}$ A, für BF der Ersatzwert $B_F = 100$ und für BR der Ersatzwert $B_R = 1$ angenommen. Liegen keine Angaben über Bahnwiderstände vor, so werden diese als null angenommen; die Early-Spannung wird bei fehlender Angabe als unendlich angesetzt, der Early-Effekt wird dann nicht berücksichtigt.

4.3.4 Eingangs- und Transferstromkennlinie

Die *Eingangskennlinie* $I_B(V_{BE})$ des Bipolartransistors beschreibt den Strom im Eingangskreis als Funktion der Eingangsspannung; die *Transferstromkennlinie* $I_C(V_{BE})$ beschreibt den Strom im Ausgangskreis als Funktion der Eingangsspannung. Eingangs- und Transferstromkennlinie werden häufig in Basisschaltung mit $V_{BC} = 0$ bestimmt und logarithmisch als sog. *Gummel-Plot* aufgetragen (vgl. Abb. 4.13). Aus dieser Auftragung lassen sich zusätzlich zu den hier eingeführten Parametern I_S und B_F weitere Parameter ermitteln, die eine genauere Beschreibung der Kennlinien ermöglichen [2, 3].

Unter der Bedingung $V_{BC} = 0$ ist $I_{EC} = 0$, falls der Spannungsabfall am Kollektorbahnwiderstand vernachlässigbar klein ist. Kollektorstrom und Basisstrom werden dann durch exponentiell von der Spannung V_{BE} abhängige Kennlinien beschrieben, wie sie von der Diode bekannt sind. Die *Vorwärtsstromverstärkung* $B_N = I_C/I_B$ folgt aus

$$I_C \approx I_{CE} \left(1 + \frac{V_{CE}}{V_{AF}} \right) \quad \text{und} \quad I_B = \frac{I_{CE}}{B_F}$$

zu

$$B_N = B_F \left(1 + \frac{V_{CE}}{V_{AF}} \right),$$

ihr Wert steigt mit zunehmendem V_{CE} an.

4.3.5 Ausgangskennlinienfeld in Emitterschaltung

In Emitterschaltung interessiert die Abhängigkeit der Ströme I_B und I_C von V_{BE} und V_{CE} . Werden die Bahnwiderstände zunächst vernachlässigt, so folgt aus Gl. (4.14) mit $V_{BC} = V_{BE} - V_{CE}$ für den Transferstrom

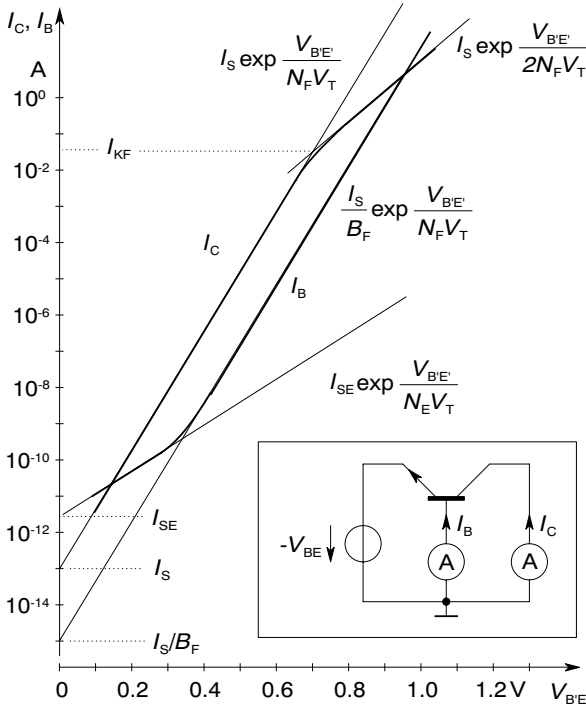


Abb. 4.13. Eingangs- und Transferstromkennlinie in Basisschaltung nach der in SPICE verwendeten Ersatzschaltung ($V_{BC} = 0$). Logarithmische Auftragung unter Vernachlässigung der Bahnwiderstände (nach [1]). Die Parameter I_{SE} , N_E , N_F , I_{KF} ermöglichen eine gegenüber dem elementaren Modell verbesserte Beschreibung der Kennlinien (vgl. [2])

$$I_T = \frac{I_S}{q_B} \exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{V_{CE}}{V_T}\right) \right].$$

Für den *Kollektorstrom* $I_C = I_T - I_{DC}$ erhält man hiermit unter der Annahme $V_{BE} \gg V_T$ (bzw. $I_{CE} \gg I_S$)

$$I_C = \frac{I_S}{q_B} \exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right) \left[1 - \left(1 + \frac{q_B}{B_R}\right) \exp\left(-\frac{V_{CE}}{V_T}\right) \right]. \quad (4.22)$$

Wird I_C für $V_{BE} = \text{const.}$ über V_{CE} aufgetragen, so steigt I_C innerhalb eines Spannungsintervalls von der Breite weniger V_T auf

$$\frac{I_S}{q_B} \exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right) \approx I_S \left(1 + \frac{V_{CE}}{V_{AF}}\right) \exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right) \quad (4.23)$$

an und hängt in der Folge nur noch schwach von V_{CE} ab. Für $V_{BE} = \text{const.}$ beschreibt dies eine linear mit V_{CE} ansteigende Gerade. Der Ausdruck in der eckigen Klammer verschwindet für $V_{CE} = -V_{AF}$, die zu $I_C = 0$ hin extrapolierten Ausgangskennlinien sollten sich deshalb annähernd im selben Punkt – bei $V_{CE} \approx -V_{AF}$ – schneiden, wie dies in Abb. 4.14 dargestellt ist. Der *Basisstrom* ist in der betrachteten Näherung

$$I_B = I_{DE} + I_{DC} = \frac{I_{CE}}{B_F} + \frac{I_{EC}}{B_R}.$$

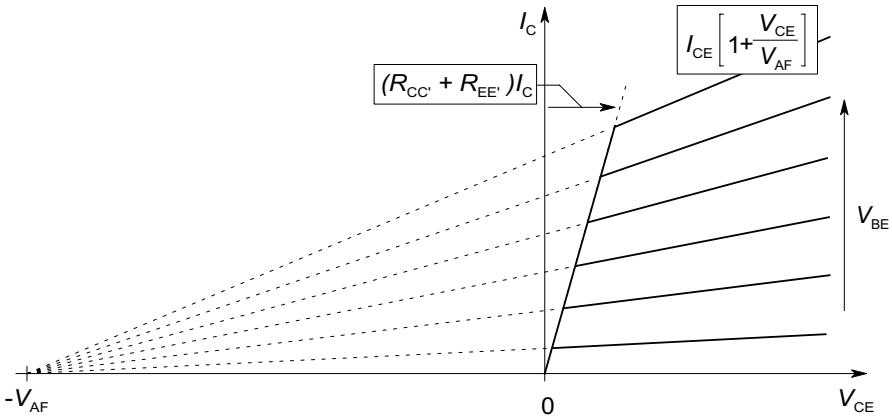


Abb. 4.14. Näherungsweise Bestimmung der Early-Spannung und Annäherung des Ausgangskennlinienfelds durch Knickkennlinien

Für $V_{CE} \gg V_T$ ist der Strom I_{DC} durch die BC-Diode klein gegenüber dem Strom I_{DE} durch die EB-Diode, so daß gilt

$$I_C \approx \frac{I_{CE}}{q_B} = \frac{B_F I_{DE}}{q_B} \approx B_F \left(1 + \frac{V_{CE}}{V_{AF}} \right) I_B = B_N I_B ;$$

die Stromverstärkung nimmt demzufolge mit V_{CE} zu. Für $V_{CE} \rightarrow 0$ verläuft der Kollektorstrom gegen

$$I_C = -\frac{I_{CE}}{B_R} = -\frac{I_B}{1 + B_R/B_F} .$$

In diesem Fall sind EB- und BC-Diode parallelgeschaltet, die Ströme I_{CE} und I_{EC} sind gleich groß. Der Basisstrom setzt sich zusammen aus einem Anteil I_{DE} und einem Anteil I_{DC} , mit einem durch die Stromverstärkungen B_F und B_R bestimmten Verhältnis; als Kollektorstrom tritt der Strom $-I_{DC}$ auf.

Wird der Spannungsabfall an $R_{EE'}$ und $R_{CC'}$ berücksichtigt, so ist in Gl. (4.22) V_{CE} durch $V_{CE'}$ zu ersetzen, wobei gilt

$$V_{CE'} = V_{CE} - R_{EE'} I_E - R_{CC'} I_C \approx V_{CE} - (R_{EE'} + R_{CC'}) I_C .$$

Im Kennlinienfeld wirkt sich dies in einer Verschiebung um $(R_{EE'} + R_{CC'}) I_C$ nach rechts aus. Unter Vernachlässigung des Spannungsabfalls $V_{CE'}$ für $I_C \ll I_{CE}$ führt dies auf die in Abb. 4.14 dargestellte Annäherung der Ausgangskennlinien durch *Knickkennlinien*, die sich für Überschlagsrechnungen eignet.

Beispiel 4.3.2 Abbildung 4.15 zeigt die Ergebnisse einer SPICE-Simulation für das Ausgangskennlinienfeld eines Bipolartransistors für zwei verschiedene Werte des Kollektorbahnwiderstands. Als Parameter wurden spezifiziert $I_S = 10 \text{ fA}$, $B_F = 250$, $V_{AF} = 25 \text{ V}$, $B_R = 6$. Das Simulationsergebnis stimmt gut mit dem in Abb. 4.14 skiz-

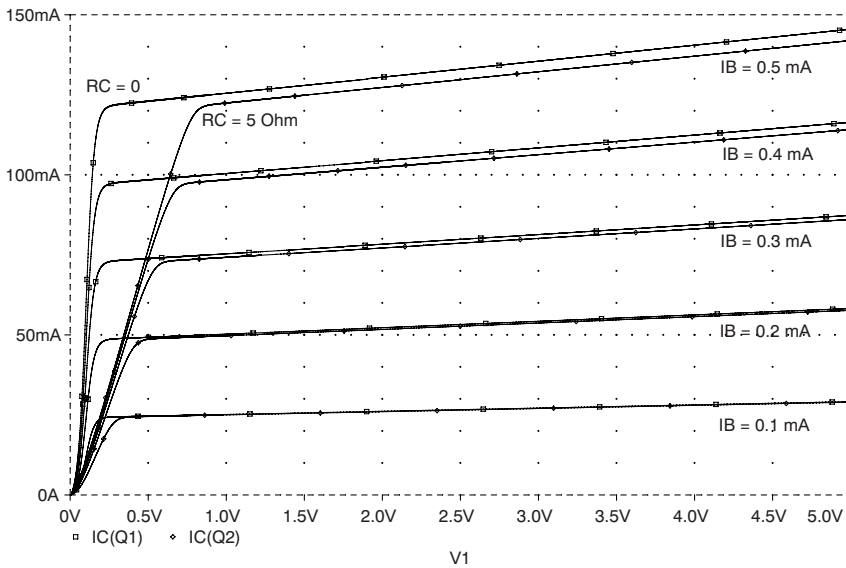


Abb. 4.15. Ausgangskennlinienfeld (SPICE-Simulation) eines Bipolartransistors für zwei verschiedene Werte von R_C

zierten Kennlinienverlauf überein. Die Kennlinien für $R_C = 5 \Omega$ sind wegen des Spannungsabfalls am Kollektorbahnwiderstand um $R_C I_C$ gegenüber den entsprechenden Kennlinien für $R_C = 0$ verschoben. In der Praxis können jedoch Abweichungen durch nicht ohmsches Verhalten des Kollektorbahnwiderstands auftreten. Δ

Sättigung, Quasisättigung

Für $V_{BE} > 0$ und $V_{CE} < V_{BE}$ ist die BC-Diode flußgepolt. Der Kollektorstrom setzt sich dann aus dem Transferstrom und dem in der BC-Diode fließenden Strom zusammen: Die Stromverstärkung nimmt ab. Gilt $I_B \gg I_C/B_F$, so liegt $V_{CE'}$ im Bereich weniger mV. Der Spannungsabfall V_{CE} am Transistor ist dann wesentlich durch die Bahnwiderstände bestimmt. Bedingt durch den Spannungsabfall an den Bahnwiderständen kann

$$V_{C'B'} = V_{CB} - R_{CC'} I_C + R_{BB'} I_B$$

negativ werden, obwohl die Klemmenspannung $V_{CB} > 0$ ist (vgl. Abb. 4.16). Dies wird als *Quasisättigung* bezeichnet. Das Auftreten der Quasisättigung ist mit Ladungsträgerinjektion in den Kollektor verbunden. Dies führt zum einen zu einer Zunahme des Basisstroms, die in der Eingangskennlinie sichtbar wird, zum anderen ist im Schaltfall die unerwünschte Speicherladung in der BC-Diode umzuladen, was eine Erhöhung der *Schaltzeiten* bedingt.

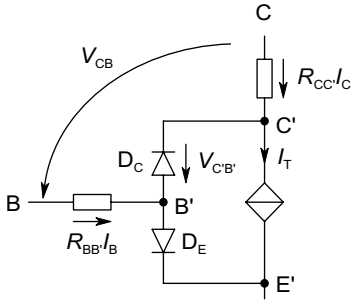


Abb. 4.16. Quasi-Sättigung

4.3.6 Temperaturabhängigkeit

Der Transfersättigungsstrom I_S ist proportional zu n_i^2 und damit stark temperaturabhängig; I_S wird in SPICE in der .MODEL-Anweisung für die Bezugstemperatur T_0 spezifiziert und für von T_0 abweichende Simulationstemperaturen T umgerechnet. Für den Transfersättigungsstrom wird dabei der bereits von der pn-Diode bekannte Ansatz

$$I_S(T) = I_S(T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{X_{TI}} \exp \left[\frac{E_G}{V_T} \left(\frac{T}{T_0} - 1 \right) \right] \quad (4.24)$$

verwendet. Die Größen X_{TI} und E_G ($\equiv$ Bandabstandsspannung V_g) werden auch hier durch für Silizium typische Werte ersetzt, falls sie nicht in der Modellanweisung spezifiziert werden.

Im Vorwärtsbetrieb gilt $I_C \approx I_{CE}$, für die Änderung der Flußspannung der EB-Diode mit der Temperatur bei konstantem Kollektorstrom kann deshalb das Ergebnis (2.32) übernommen werden, so daß

$$\left(\frac{\partial V_{BE}}{\partial T} \right)_{I_C} \approx \frac{V_{BE} - V_g - X_{TI} V_T}{T} . \quad (4.25)$$

Die Stromverstärkung des Bipolartransistors nimmt i. allg. mit der Temperatur zu, was hauptsächlich durch eine im Emmitter gegenüber der Basis verringerte Energielücke bedingt ist. Dieser als *bandgap narrowing* bezeichnete Effekt ist eine Folge der hohen Dotierung im Emmitter.¹⁰ Für die intrinsische Dichte $n_{i,E}$ im Emmitter folgt damit eine andere Temperaturabhängigkeit als für die intrinsische Dichte $n_{i,B}$ in der Basis. Da der Basisstrom proportional zu $n_{i,E}^2$, der Transferstrom jedoch proportional zu $n_{i,B}^2$ ist, wirkt sich die im Emmitter um ΔW_g verringerte Energielücke auf die Stromverstärkung aus. Mit

¹⁰Die Abnahme ΔW_g der Energielücke aufgrund des Hochdotierungseffekts ist für Dotierstoffkonzentrationen kleiner als 10^{18} cm^{-3} vernachlässigbar. Für eine Darstellung der physikalischen Hintergründe, experimenteller Ergebnisse, sowie Näherungsbeziehungen sei auf [2, 4–6] verwiesen.

$$B_N \sim \frac{n_{i,B}^2}{n_{i,E}^2} \sim \exp\left(-\frac{\Delta W_g}{kT}\right)$$

folgt so eine Zunahme der Stromverstärkung mit steigender Temperatur T . In SPICE wird für die Temperaturabhängigkeiten der idealen Vorwärtsstromverstärkung B_F und der idealen Rückwärtsstromverstärkung B_R der Ansatz

$$B_F(T) = B_F(T_0) \left(\frac{T}{T_0}\right)^{X_{TB}} \quad \text{und} \quad B_R(T) = B_R(T_0) \left(\frac{T}{T_0}\right)^{X_{TB}} \quad (4.26)$$

verwendet.¹¹ Der Exponent X_{TB} wird dabei durch Anpassen einer Gerade an die doppeltlogarithmische Auftragung von $B_F(T)$ über der absoluten Temperatur T bestimmt. Er liegt typischerweise etwas unter dem Wert 2. Für den Temperaturkoeffizienten von B_F folgt damit

$$\alpha_{BF} = \frac{1}{B_F} \frac{dB_F}{dT} \approx \frac{X_{TB}}{T} . \quad (4.27)$$

Mit $X_{TB} \approx 2$ folgt bei $T = 300$ K demnach ein Temperaturkoeffizient von 0.66%/K. Der Temperaturgang der Stromverstärkung ist bei der Schaltungsdimensionierung zu beachten.

4.3.7 Mitlauffeffekt, thermische Stabilität

Bei konstantem I_B oder V_{BE} führt eine Erhöhung von V_{CE} zu einer Erhöhung der im Transistor umgesetzten Verlustleistung

$$P = I_B V_{BE} + I_C V_{CE} \approx I_C V_{CE} .$$

Beim *langsamen* Durchlaufen der Ausgangskennlinie stellt sich deshalb für jeden Arbeitspunkt die der umgesetzten Verlustleistung entsprechende *Übertemperatur*

$$\Delta T \approx R_{th} V_{CE} I_C$$

ein. Dies wird als *Mitlauffeffekt* bezeichnet. Für die Steigung der Ausgangskennlinien bei konstantem V_{BE} folgt damit

$$\frac{dI_C}{dV_{CE}} = \left(\frac{\partial I_C}{\partial V_{CE}}\right)_T + \left(\frac{\partial I_C}{\partial T}\right)_{V_{CE}} \frac{dT}{dV_{CE}} ;$$

ihr Wert nimmt aufgrund der Eigenerwärmung zu (vgl. Abb. 4.17). Der erste Ausdruck auf der rechten Seite entspricht dabei dem Ausgangsleitwert y_{22e} . Wegen

¹¹Da die Dotierstoffkonzentration im Kollektor sehr viel kleiner ist, als im Emitter, ist der Ansatz identischer Temperaturabhängigkeiten für $B_F(T)$ und $B_R(T)$ recht willkürlich und physikalisch nicht gerechtfertigt.

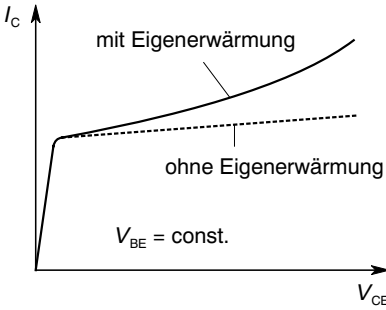


Abb. 4.17. Mitlauffeffekt

$$\frac{dT}{dV_{CE}} = \frac{dT}{dP} \frac{dP}{dV_{CE}} = R_{th} \left(I_C + V_{CE} \frac{dI_C}{dV_{CE}} \right) \quad (4.28)$$

folgt durch Zusammenfassen

$$\frac{dI_C}{dV_{CE}} = \frac{\left(\frac{\partial I_C}{\partial V_{CE}} \right)_T + R_{th} I_C \left(\frac{\partial I_C}{\partial T} \right)_{V_{CE}}}{1 - R_{th} V_{CE} \left(\frac{\partial I_C}{\partial T} \right)_{V_{CE}}}, \quad (4.29)$$

d. h. durch die Eigenerwärmung folgt eine *Aufsteilung* der Ausgangskennlinie. Der Ausdruck (4.29) divergiert für

$$R_{th} V_{CE} \left(\frac{\partial I_C}{\partial T} \right)_{V_{CE}} \rightarrow 1, \quad (4.30)$$

was einer *Instabilität* entspricht: Der Strom wächst unter diesen Bedingungen unkontrolliert immer stärker an. Bei ungünstiger Auslegung der Schaltung kann es auf diesem Weg zur Zerstörung des Transistors kommen. Problematisch ist hier insbesondere der Fall der *Spannungssteuerung*, da bei $V_{BE} = \text{const.}$ ¹²

$$\left(\frac{\partial I_C}{\partial T} \right)_{V_{CE}, V_{BE}} \approx \frac{I_C}{T} \left(\frac{V_g - V_{BE}}{V_T} + X_{TI} \right) \quad (4.31)$$

sehr viel größer ist als im Fall der *Stromsteuerung* ($I_B = \text{const.}$), wo mit dem Temperaturkoeffizienten α_B der Stromverstärkung gilt

$$\left(\frac{\partial I_C}{\partial T} \right)_{V_{CE}, I_B} \approx \alpha_B I_C. \quad (4.32)$$

Wird (4.31) in der Bedingung (4.30) verwendet, so folgt daß ein „Davonlaufen“ des Arbeitspunkts ausgeschlossen ist, solange die im Ausgangskreis umgesetzte Leistung der Bedingung (4.30)

¹²Der Einfluß der Bahnwiderstände ist hier nicht berücksichtigt und wirkt sich stabilisierend aus.

$$P \approx V_{CE} I_{CE} < \frac{T}{R_{th}} \frac{V_T}{V_g - V_{BE} + X_{TI} V_T}$$

genügt.

Bei konstanter Steuerspannung und Gegenkopplung durch einen Emitterserienwiderstand gilt

$$\frac{dV_{BE}}{dT} = -R_E \frac{dI_E}{dT} \approx -R_E \frac{dI_C}{dT}$$

sowie

$$\frac{dI_C}{dT} = \left(\frac{\partial I_C}{\partial T} \right)_{V_{CE}} + \left(\frac{\partial I_C}{\partial V_{BE}} \right)_T \frac{dV_{BE}}{dT} \approx \left(\frac{\partial I_C}{\partial T} \right)_{V_{CE}} + \frac{I_C}{V_T} \frac{dV_{BE}}{dT}.$$

Durch Zusammenfassen folgt

$$\frac{1}{I_C} \frac{dI_C}{dT} = \frac{1}{1 + R_E I_C / V_T} \frac{1}{I_C} \left(\frac{\partial I_C}{\partial T} \right)_{V_{CE}}.$$

Die im Transistor umgesetzte Leistung, bei der die thermische Instabilität auftritt, wird demnach um den Faktor $(1 + R_E I_C / V_T)$ erhöht. Das Problem der thermischen Instabilität ist von besonderer Bedeutung in Anwendungen, in denen mehrere Transistoren *parallel* geschaltet werden (vgl. Abb. 4.18), da

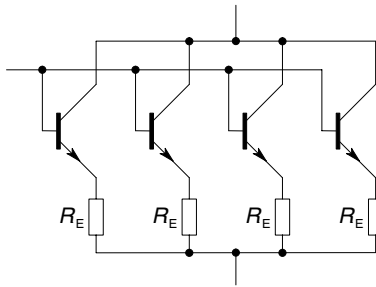


Abb. 4.18. Parallelschalten von Bipolartransistoren mit Emitterserienwiderständen zur Stabilisierung der Stromaufteilung

die umgesetzte Leistung die zulässige Verlustleistung eines Einzeltransistors überschreiten würde. Bei schlechter thermischer Kopplung der Transistoren ist hier durch Emitterserienwiderstände R_E sicherzustellen, daß nicht einer der Transistoren – aufgrund der thermischen Instabilität – den gesamten Strom auf sich vereint und überlastet wird.

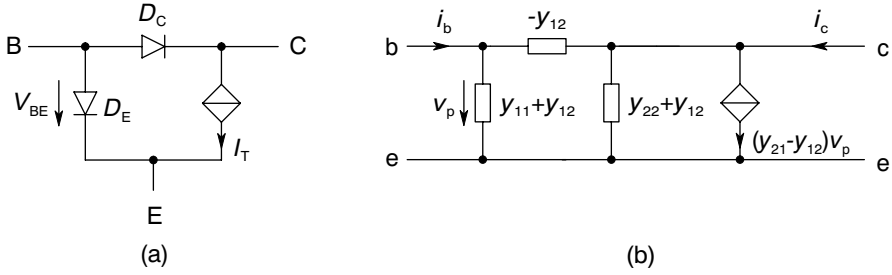


Abb. 4.19. (a) Elementares Großsignalmodell unter Vernachlässigung der Bahnwiderstände und (b) allgemeine Vierpolersatzschaltung

4.4 Kleinsignalbeschreibung

4.4.1 Das elementare Kleinsignalmodell

Im elementaren Großsignalmodell gilt im Vorwärtsbetrieb mit $V_{BE} \gg V_T$ unter Vernachlässigung der Bahnwiderstände (Abb. 4.19a)

$$I_C \approx I_S \left(1 + \frac{V_{CE}}{V_{AF}} \right) \exp \left(\frac{V_{BE}}{V_T} \right) \quad \text{und} \quad I_B = \frac{I_S}{B_F} \exp \left(\frac{V_{BE}}{V_T} \right).$$

Für die NF-Kleinsignalleitwertparameter folgt hieraus durch Ableiten

$$y'_{11e} = \left(\frac{\partial I_B}{\partial V_{BE}} \right)_{V_{CE}} = \frac{I_B}{V_T} = g_\pi \quad (4.33)$$

$$y'_{12e} = \left(\frac{\partial I_B}{\partial V_{CE}} \right)_{V_{BE}} = 0 \quad (4.34)$$

$$y'_{21e} = \left(\frac{\partial I_C}{\partial V_{BE}} \right)_{V_{CE}} = \frac{I_C}{V_T} = g_m \quad (4.35)$$

$$y'_{22e} = \left(\frac{\partial I_C}{\partial V_{CE}} \right)_{V_{BE}} = \frac{I_C}{V_{CE} + V_{AF}} = g_o \quad (4.36)$$

Die Striche weisen darauf hin, daß es sich um die unter Vernachlässigung der Bahnwiderstände bestimmten *inneren Leitwertparameter* des Transistors handelt. Der Leitwertparameter y'_{12e} ist in dieser Näherung null; die allgemeine Ersatzschaltung für Vierpole in Leitwertbeschreibung nach Abb. 4.19b vereinfacht sich damit zu der in Abb. 4.20 dargestellten Kleinsignalerersatzschaltung, wobei

$$g_\pi = \frac{I_B}{V_T}, \quad g_m = \frac{I_C}{V_T} \quad \text{und} \quad g_o = \frac{I_C}{V_{CE} + V_{AF}}. \quad (4.37)$$

Diese Beziehungen stellen Näherungen dar, die wie das elementare Großsignalmodell für Übersichtsrechnungen verwendet werden können. Die Größe

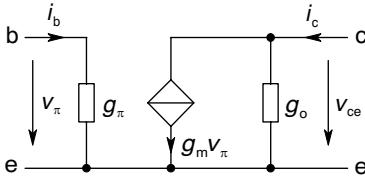


Abb. 4.20. Elementare Kleinsignalersatzschaltung des Bipolartransistors

g_π wird als *Eingangsleitwert*, g_m als *Übertragungsleitwert* und g_o als *Ausgangsleitwert* bezeichnet. Diese Größen werden von SPICE bei der Arbeitspunktberechnung ermittelt, falls der Transistor durch das elementare Großsignalmodell beschrieben wird.

Beispiel 4.4.1 Als Beispiel wird ein npn-Transistor simuliert, der durch die Modellanweisung

```
.MODEL BIPO NPN (IS=1F BF=250 VAF=25 BR=6 RB=10 RE=.5 RC=2)
```

beschrieben wird. Die Spannungen V_{BE} und V_{CE} wurden durch zwei Gleichspannungsquellen mit 0.75 V und 5 V festgelegt. Für diese Schaltung wurde eine .OP-Anweisung ausgeführt, die in der .OUT-Datei u.a. das folgende Ergebnis erzeugt:

NAME	Q1
MODEL	BIPO
IB	1.44E-05
IC	4.20E-03
VBE	7.50E-01
VBC	-4.25E+00
VCE	5.00E+00
BETADC	2.92E+02
GM	1.62E-01
RPI	1.80E+03
RO	6.95E+03

Die Angaben enthalten Ströme und Klemmenspannungen im Arbeitspunkt und die Stromverstärkung $BETADC = I_C/I_B$, die als Folge des Early-Effekts größer ist als die ideale Vorwärtsstromverstärkung B_F . Mit dem von SPICE berechneten Kollektorstrom I_C ergibt sich der Übertragungsleitwert

$$g_m = \frac{I_C}{V_T} \approx \frac{4.2 \text{ mA}}{25.9 \text{ mV}} = 162 \text{ mS} ;$$

der Eingangswiderstand $r_\pi = 1/g_\pi$ des inneren Transistors folgt entsprechend mit dem von SPICE berechneten Basisstrom

$$r_\pi = \frac{V_T}{I_B} = \frac{25.9 \text{ mV}}{14.4 \mu\text{V}} = 1.8 \text{ k}\Omega ,$$

während der Ausgangswiderstand $r_o = 1/g_o$ nach Gl. (4.37) mit

$$r_o = \frac{V_{CE} + V_{AF}}{I_C} = \frac{5 \text{ V} + 25 \text{ V}}{4.2 \text{ mA}} = 7.14 \text{ k}\Omega$$

folgt. Die Größen g_m und r_π stimmen vollständig mit dem Ergebnis der SPICE-Simulation überein, für r_o ergibt sich jedoch eine leichte Abweichung, die von der in Gl. (4.20) gemachten Näherung für q_B herrührt, die nicht ganz dem Ansatz in SPICE entspricht. Δ

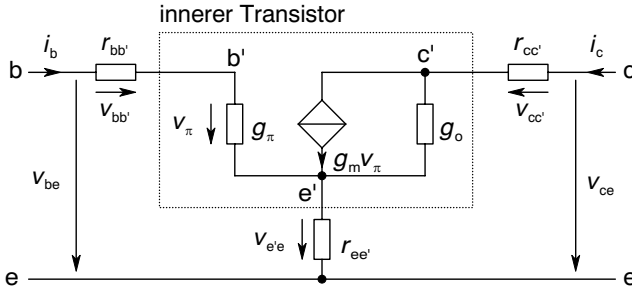


Abb. 4.21. NF-Kleinsignalmodell mit Bahnwiderständen

Bahnwiderstände. Die Bahnwiderstände lassen sich durch Ergänzen des Kleinsignalmodells um *Kleinsignalbahnwiderstände* $r_{bb'}$, $r_{cc'}$ und $r_{ee'}$ gemäß Abb. 4.21 erfassen. Im Fall arbeitspunktabhängiger Großsignalbahnwiderstände sind diese von den zugehörigen Kleinsignalbahnwiderständen verschieden. Zur Erläuterung wird der arbeitspunktabhängige Basisbahnwiderstand $R_{BB'}$ betrachtet.

Der Basisbahnwiderstand ist eine Funktion des Basisstroms I_B . Der Strom I_B im Arbeitspunkt ruft an diesem den Spannungsabfall

$$V_{BB'} = R_{BB'} I_B \quad (4.38)$$

hervor. Wird dem Basisstrom I_B ein Kleinsignalanteil i_b überlagert, so ändert der Basisbahnwiderstand seinen Wert

$$R_{BB'}(I_B + i_b) \approx R_{BB'} + i_b \left. \frac{dR_{BB'}}{dI_B} \right|_{I_B},$$

wobei $R_{BB'} = R_{BB'}(I_B)$; der Spannungsabfall am Basisbahnwiderstand ist damit

$$\begin{aligned} V_{BB'} + v_{bb'} &\approx \left(R_{BB'} + i_b \left. \frac{dR_{BB'}}{dI_B} \right|_{I_B} \right) (I_B + i_b) \\ &= R_{BB'} I_B + i_b \left(R_{BB'} + I_B \left. \frac{dR_{BB'}}{dI_B} \right|_{I_B} \right) + i_b^2 \left. \frac{dR_{BB'}}{dI_B} \right|_{I_B}. \end{aligned}$$

Werden nur Terme erster Ordnung in i_b berücksichtigt, so folgt mit Gl. (4.38)

$$v_{bb'} = r_{bb'} i_b,$$

wobei

$$r_{bb'} = R_{BB'} + I_B \left. \frac{dR_{BB'}}{dI_B} \right|_{I_B}$$

den *Kleinsignalbasisbahnwiderstand* bezeichnet. Der Kleinsignalbasisbahnwiderstand wird bei einer .OP-Analyse aus dem in SPICE verwendeten Modell des Basisbahnwiderstands [2] berechnet und als RX in der .OUT-Datei ausgegeben.

Rückwirkungsleitwert. Der verschwindende Leitwert $g_\mu \approx 0$ bei Vorwärtsbetrieb ist eine Folge der vernachlässigten Rekombination im Basisbahngebiet. Der bei Vorwärtsbetrieb fließende Basisstrom $I_B = I_{BE} + I_{BB} + I_{BC}$ ist damit nahezu ausschließlich durch I_{BE} gegeben, so daß (ohne Berücksichtigung der Bahnwiderstände)

$$y'_{12e} = \left(\frac{\partial I_B}{\partial V_{CE}} \right)_{V_{BE}} = 0$$

resultiert. Beim Übergang zur Vierpolersatzschaltung in Leitwertdarstellung

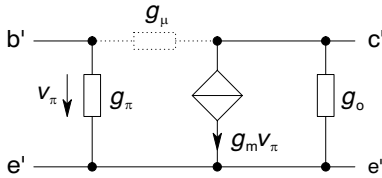


Abb. 4.22. Zur Bedeutung des Rückwirkungsleitwerts bei Vorwärtsbetrieb

ergibt sich so das in Abb. 4.22 skizzierte Giacoletto-Modell des inneren Transistors für NF-Betrieb. In realen Transistoren wird I_B zum Teil durch die Rekombination im Basisvolumen bestimmt, was in der Kleinsignalersatzschaltung durch einen (in Abb. 4.22 gestrichelt eingetragenen) Leitwert g_μ zu berücksichtigen ist. Mit der Basistransitzeit τ_B und der Elektronenlebensdauer in der Basis τ_n gilt die Näherung (vgl. Beispiel 4.3.1)

$$I_{BB} \approx \frac{\tau_B}{\tau_n} I_T.$$

Dies führt auf einen nicht verschwindenden *Rückwirkungsleitwert*

$$y'_{12e} = \left(\frac{\partial I_{BB}}{\partial V_{CE}} \right)_{V_{BE}} \approx \frac{I_T}{\tau_n} \left(\frac{\partial \tau_B}{\partial V_{CE}} \right)_{V_{B'E'}} + \frac{\tau_B}{\tau_n} \left(\frac{\partial I_T}{\partial V_{CE}} \right)_{V_{BE}}.$$

Mit $\tau_B \approx d_B^2 / (2D_n)$ folgt

$$\left(\frac{\partial \tau_B}{\partial V_{CE}} \right)_{V_{BE}} = \frac{d_B}{D_n} \left(\frac{\partial d_B}{\partial V_{CE}} \right)_{V_{BE}} = \frac{2 \tau_B}{d_B} \left(\frac{\partial d_B}{\partial V_{CE}} \right)_{V_{BE}}.$$

Da der Transferstrom I_T umgekehrt proportional zu d_B ist und bei Niederinjektion nur durch den Early-Effekt von V_{CE} abhängt, gilt weiter

$$\left(\frac{\partial I_T}{\partial V_{CE}} \right)_{V_{BE}} = g_o \approx -\frac{I_T}{d_B} \left(\frac{\partial d_B}{\partial V_{CE}} \right)_{V_{BE}}$$

bzw.

$$\left(\frac{\partial d_B}{\partial V_{CE}} \right)_{V_{BE}} = -\frac{d_B}{I_T} g_o .$$

Zusammenfassen liefert für den Rückwirkungsleitwert

$$g_\mu = -y'_{12e} = \frac{\tau_B}{\tau_n} g_o . \quad (4.39)$$

Würden keine Löcher in den Emitter injiziert, so wäre $I_B \approx I_{BB}$ und das Verhältnis τ_B/τ_n gleich dem Kehrwert der Stromverstärkung B_N ; unter diesen Umständen ergibt sich die gelegentlich angegebene Beziehung $g_\mu = g_o/B_N$. Da in modernen Transistoren $I_{BE} \gg I_{BB}$ bzw. $B_N \tau_B \ll \tau_n$ gilt, ist bei Vorwärtsbetrieb die Annahme

$$\boxed{g_o/B_N \gg g_\mu \approx 0} \quad (4.40)$$

gerechtfertigt.

4.4.2 NF-Hybridparameter

Die NF-Hybridparameter sind als Ableitungen definiert und können, wie Abb. 4.23 zeigt, als Steigungen der Kennlinien des Bipolartransistors im Vierquadranten-Kennlinienfeld aufgefaßt werden. Die Parameter

$$h_{11e} = \left(\frac{\partial V_{BE}}{\partial I_B} \right)_{V_{CE}} \quad \text{und} \quad h_{21e} = \left(\frac{\partial I_C}{\partial I_B} \right)_{V_{CE}}$$

werden dabei unter der Bedingung $V_{CE} = \text{const.}$ ermittelt, der Kleinsignalanteil v_{ce} ist hier null, was einem *Kurzschluß* im Ausgangskreis der Kleinsignalersatzschaltung entspricht (vgl. Abb. 4.24a). Die Parameter

$$h_{12e} = \left(\frac{\partial V_{BE}}{\partial V_{CE}} \right)_{I_B} \quad \text{und} \quad h_{22e} = \left(\frac{\partial I_C}{\partial V_{CE}} \right)_{I_B}$$

werden dagegen unter der Bedingung $I_B = \text{const.}$ ermittelt; hier ist der Kleinsignalanteil i_b im Eingangskreis null, was dem *Leerlauf* am Eingang der Kleinsignalersatzschaltung entspricht (vgl. Abb. 4.24b).

Die in Abb. 4.24 dargestellten Kleinsignalersatzschaltungen können zur Bestimmung der NF-Hybridparameter verwendet werden. Aus Abb. 4.24a folgt der als (*Kurzschluß*)-*Eingangswiderstand* bezeichnete Parameter h_{11e} zu

$$h_{11e} = \frac{v_{be}}{i_b} = r_{bb'} + r_\pi + r_{ee'}(h_{21e} + 1) . \quad (4.41)$$

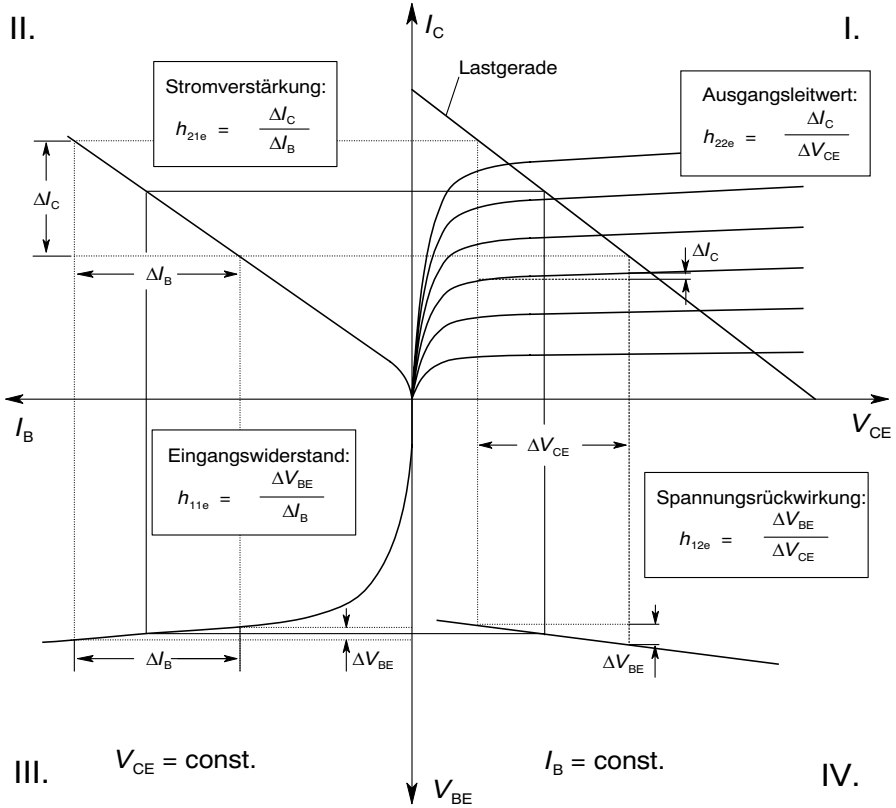


Abb. 4.23. Vierpolparameter interpretiert als Steigungen im Vierquadranten-Kennlinienfeld

Der Eingangswiderstand ergibt sich demnach als Reihenschaltung dreier Widerstände. Dabei ist jedoch zu berücksichtigen, daß der Emitterbahnwiderstand $r_{ee'}$ zusätzlich vom Strom im Ausgangskreis durchflossen wird, der über die gesteuerte Stromquelle mit dem Strom im Eingangskreis zusammenhängt. Unter Vernachlässigung der Bahnwiderstände folgt die Näherung

$$h_{11e} \approx r_\pi \approx V_T / I_B ,$$

die für grobe Abschätzungen taugt.

Ebenfalls aus Abb. 4.24a kann die als (*Kurzschluß*-)Stromverstärkung bezeichnete Kenngröße h_{21e} ermittelt werden

$$h_{21e} = \frac{i_c}{i_b} = \frac{g_m / g_\pi - r_{ee'} g_o}{1 + g_o (r_{ee'} + r_{cc'})} . \quad (4.42)$$

Unter Vernachlässigung der Bahnwiderstände folgt die Näherung

$$h_{21e} = \beta \approx g_m / g_\pi , \quad (4.43)$$

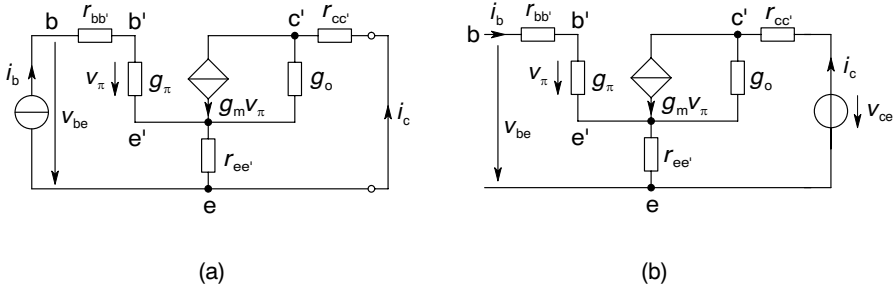


Abb. 4.24. Kleinsignalersatzschaltungen zur Berechnung (a) der Parameter h_{11e} und h_{21e} sowie (b) der Parameter h_{12e} und h_{22e}

die in der Regel sehr gut erfüllt ist. Der Kleinsignalwert β der Stromverstärkung ist mit dem Großsignalwert $B_N = I_C/I_B$ der Stromverstärkung über die Beziehung

$$\beta = \left(\frac{\partial I_C}{\partial I_B} \right)_{V_{CE}} = \left(\frac{\partial B_N I_B}{\partial I_B} \right)_{V_{CE}} = B_N + I_B \left(\frac{\partial B_N}{\partial I_B} \right)_{V_{CE}} \quad (4.44)$$

verknüpft.¹³ Die beiden Größen stimmen nur dann überein, wenn die Großsignalstromverstärkung B_N arbeitspunktunabhängig ist, was in der Regel jedoch nicht der Fall ist. Die Kleinsignalstromverstärkung β wird bei der Arbeitspunktberechnung (.OP-Analyse) bestimmt und als BETAAC in der .OUT-Datei ausgedruckt.

Der Parameter h_{22e} wird als *Ausgangsleitwert* bei offenem Eingang bezeichnet; er folgt aus der Kleinsignalersatzschaltung nach Abb. 4.24b zu

$$h_{22e} = \frac{i_c}{v_{ce}} = \frac{g_o}{1 + g_o(r_{ee'} + r_{cc'})} . \quad (4.45)$$

Unter Vernachlässigung der Bahnwiderstände resultiert die Näherung

$$\boxed{h_{22e} \approx g_o} , \quad (4.46)$$

die in der Regel sehr gut erfüllt ist.

Der Parameter h_{12e} heißt *Spannungsrückwirkung* bei offenem Eingang und lässt sich ebenfalls anhand von Abb. 4.24b ermitteln

$$h_{12e} = \frac{v_{be}}{v_{ce}} = \frac{r_{ee'}}{r_{cc'} + r_o + r_{ee'}} . \quad (4.47)$$

Da im Nenner i. allg. r_o dominiert, gilt die Näherung

¹³Da $(\partial B_N / \partial I_B) = \beta (\partial B_N / \partial I_C)$ gilt, lässt sich auch schreiben

$$\beta = \frac{B_N}{1 - I_B (\partial B_N / \partial I_C)}$$

$$\boxed{h_{12e} \approx r_{ee'} g_o \ll 1} \quad (4.48)$$

Für die meisten Anwendungen kann h_{12e} gleich null angenommen werden. Das folgende Beispiel zeigt, wie die Hybridparameter eines Bipolartransistors aus den Kenngrößen der Großsignalersatzschaltung berechnet werden können.

Beispiel 4.4.2 Betrachtet wird ein Bipolartransistor, der durch die Parameter

$$IS=1F \quad BF=200 \quad VAF=20 \quad RB=10 \quad RE=0.5 \quad RC=2$$

beschrieben ist. Die Betriebstemperatur sei $T = 300$ K; im Arbeitspunkt $V_{CE} = 5$ V fließt der Kollektorstrom $I_C = 10$ mA. Die Stromverstärkung im Arbeitspunkt ist

$$B_N \approx B_F \left(1 + \frac{V_{CE}}{V_{AF}} \right) = 200 \left(1 + \frac{5}{20} \right) = 250 .$$

Damit folgt für den Basisstrom

$$I_B = I_C / B_N = 40 \text{ } \mu\text{A} .$$

Die Elemente g_m , r_π und g_o der Kleinsignalersatzschaltung ergeben sich mit der Temperaturspannung $V_T = 25.9$ mV zu

$$g_m \approx I_C / V_T = 386 \text{ mS} \quad (4.49)$$

$$r_\pi \approx V_T / I_B = 647 \text{ } \Omega \quad (4.50)$$

$$g_o \approx I_C / (V_{AF} + V_{CE}) = 0.4 \text{ mS} . \quad (4.51)$$

Hieraus folgt für die NF-Hybridparameter h_{21e} und h_{22e} unter Vernachlässigung der Bahnwiderstände

$$h_{21e} \approx \frac{g_m}{g_\pi} = 250 \quad \text{und} \quad h_{22e} \approx g_o = 0.4 \text{ mS} .$$

Aus den Gln. (4.42) und (4.46) folgt unter Berücksichtigung der Bahnwiderstände $h_{21e} = 249.7$ und $h_{22e} = 0.3996$ mS: Die Vernachlässigung der Bahnwiderstände war hier gerechtfertigt. Bei der Berechnung von h_{11e} und h_{12e} spielen die Bahnwiderstände eine bedeutendere Rolle

$$h_{11e} \approx r_{bb'} + r_\pi + r_{ee'}(h_{21e} + 1) = 10 \text{ } \Omega + 647 \text{ } \Omega + 251 \cdot 0.5 \text{ } \Omega = 782 \text{ } \Omega$$

$$h_{12e} = \frac{r_{ee'}}{r_{cc'} + r_o + r_{ee'}} = \frac{0.5 \text{ } \Omega}{2 \text{ } \Omega + 2.5 \text{ k}\Omega + 0.5 \text{ } \Omega} = 2 \cdot 10^{-4} .$$

Unter Vernachlässigung der Bahnwiderstände ergibt sich $h_{12e} = 0$ und $h_{11e} = 647 \text{ } \Omega$, was deutlich abweicht. Für Überschlagsrechnungen ist die Vernachlässigung der Bahnwiderstände dennoch sinnvoll, da r_π wegen des hier nicht berücksichtigten Emissionskoeffizienten der EB-Diode bereits deutlich fehlerbehaftet sein kann. $\triangle$

Die Werte der Hybridparameter hängen vom Arbeitspunkt, d. h. vom Kollektorstrom I_C und der Spannung V_{CE} ab. Zur schnellen Bestimmung der NF-Hybridparameter werden diese gelegentlich in Datenbüchern in normierter Form angegeben.

4.5 Transistorkapazitäten und Grenzfrequenzen

Mit jedem pn-Übergang des Bipolartransistors sind die aus Kap. 2 bekannten Sperrschicht- und Diffusionsladungen verbunden. Diese werden in SPICE auf dieselbe Art wie bei der pn-Diode beschrieben. Mit den Kapazitäten C_{JE} , C_{JC} , den Diffusionsspannungen V_{JE} , V_{JC} und den Gradationsexponenten M_{JE} , M_{JC} werden die Sperrschichtkapazitäten c_{je} und c_{jc} von EB- und BC-Diode bis zu den Spannungen $F_C V_{JE}$ bzw. $F_C V_{JC}$ durch

$$c_{je}(V_{BE}) = \frac{C_{JE}}{\left(1 - \frac{V_{BE}}{V_{JE}}\right)^{M_{JE}}} \quad \text{und} \quad c_{jc}(V_{BC}) = \frac{C_{JC}}{\left(1 - \frac{V_{BC}}{V_{JC}}\right)^{M_{JC}}}$$

beschrieben. Die mit der EB- und der BC-Diode verbundenen Diffusionsladungen Q_{TE} und Q_{TC} werden mit der *Vorwärtstransitzeit* (Parameter T_F) und der *Rückwärtstransitzeit* (Parameter T_R) durch

$$Q_{TE} = T_F \frac{I_{CE}}{q_B} \quad \text{und} \quad Q_{TC} = T_R \frac{I_{EC}}{q_B} \quad (4.52)$$

beschrieben.

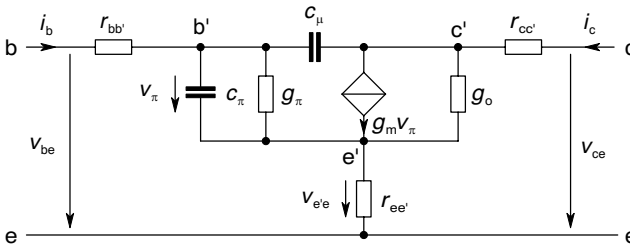


Abb. 4.25. Kleinsignalersatzschaltung nach Giaeletto

In der Kleinsignalersatzschaltung sind bei höheren Frequenzen zusätzlich zwei Kapazitäten c_π (zwischen Basis und Emitter) und c_μ (zwischen Basis und Kollektor) zu berücksichtigen. Auf diesem Weg folgt die in Abb. 4.25 dargestellte Kleinsignalersatzschaltung nach Giaeletto. Bei Vorwärtsbetrieb ist nur die EB-Diode flußgepolt, mit der BC-Diode ist unter diesen Umständen keine Diffusionsladung verbunden. Bezeichnet c_{je} die EB-Sperrschichtkapazität und c_{jc} die BC-Sperrschichtkapazität, so läßt sich schreiben

$$c_\pi = c_{je} + T_F g_m \quad \text{und} \quad c_\mu = c_{jc} , \quad (4.53)$$

wobei¹⁴ $T_F g_m$ die *Diffusionskapazität* der EB-Diode angibt. Die *Vorwärtstransitzeit* T_F kann für Abschätzungen gleich der Basis transitzeit τ_B gesetzt wer-

¹⁴Die Diffusionsladung ist bei Vorwärtsbetrieb $Q_{TE} = T_F I_C$, woraus durch Ableiten nach V_{BE} die Diffusionskapazität $T_F g_m$ folgt.

den, da die Diffusionsladung der EB-Diode wegen der im Vergleich zum Emittter geringen Basisdotierung hauptsächlich im Basisgebiet liegt.

Die Kapazitäten beeinflussen das elektrische Verhalten des Transistors bei höheren Frequenzen. Hier wird nur das für die Praxis besonders wichtige Verhalten der Stromverstärkung $\underline{h}_{21e}$ und des Übertragungsleitwerts $\underline{y}_{21e}$ betrachtet, wobei die Bahnwiderstände $r_{ee'}$ und $r_{cc'}$ der Einfachheit halber nicht berücksichtigt werden. Abbildung 4.26 zeigt die unter diesen Umständen maßgebliche Ersatzschaltung; der Ausgangsleitwert g_o wurde gestrichelt gezeichnet, da er wegen des Kurzschlusses am Ausgang überbrückt wird.

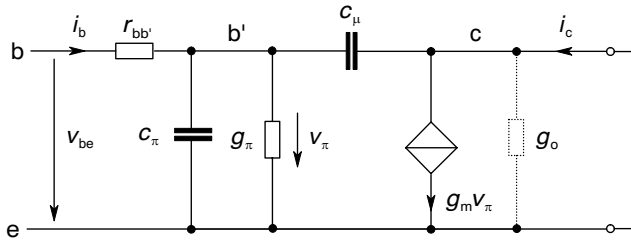


Abb. 4.26. Kleinsignalersatzschaltung mit kurzgeschlossenem Ausgang zur Bestimmung von $\underline{h}_{21e}$ und $\underline{y}_{21e}$

Der Eingangsstrom $\underline{i}_b$ teilt sich auf in einen Strom durch g_π sowie einen Strom durch die parallel liegenden Kapazitäten c_π und c_μ . Mit zunehmender Frequenz wird g_π kapazitiv kurzgeschlossen, der Spannungsabfall $\underline{v}_\pi$ nimmt dann umgekehrt proportional zur Frequenz ab, und damit auch der von dieser Spannung gesteuerte Transferstrom. Wird der Beitrag des Stroms durch c_μ zum Kollektorstrom vernachlässigt, so folgt aus der *Stromteilerregel*

$$\underline{i}_c = g_m \underline{v}_\pi = g_m r_\pi \frac{g_\pi}{g_\pi + j\omega(c_\pi + c_\mu)} \underline{i}_b = \frac{\beta}{1 + jf/f_\beta} \underline{i}_b$$

mit der β -Grenzfrequenz

$$f_\beta = \frac{1}{2\pi} \frac{g_\pi}{c_\pi + c_\mu}. \quad (4.54)$$

Für $\underline{h}_{21e}$ gilt demzufolge in erster Ordnung der Frequenz f

$$\boxed{\underline{h}_{21e}(f) \approx \frac{\beta}{1 + jf/f_\beta}}. \quad (4.55)$$

Der Betrag von $\underline{h}_{21e}$ zeigt deshalb für Frequenzen $f \gg f_\beta$ einen Abfall $\sim f^{-1}$.

$$|\underline{h}_{21e}(f)| \approx \frac{\beta f_\beta}{f} = \frac{f_T}{f}.$$

Die Größe

$$f_T = \beta f_\beta \quad (4.56)$$

wird dabei als *Transitfrequenz* des Transistors bezeichnet. Für $f = f_T$ ist der Näherungsausdruck für $|\underline{h}_{21e}|$ gleich eins. Dieses Verhalten ist in Abb. 4.27 für einen Bipolartransistor mit $\beta = 100$ schematisch dargestellt.

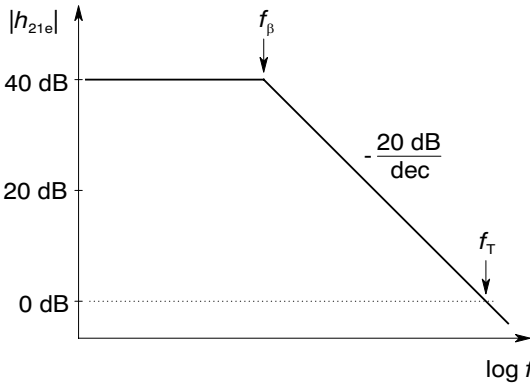


Abb. 4.27. Frequenzabhängigkeit von $|\underline{h}_{21e}|$ eines Bipolartransistors mit $\beta = 100$

Für $r_{ee'} \neq 0$ und $r_{cc'} \neq 0$ ergibt sich mit Gl. (4.53) unter Vernachlässigung des Early-Effekts ($g_o = 0$) aus dem Giacoletto-Modell

$$\begin{aligned} \frac{1}{f_T} &= 2\pi \cdot \left[\frac{c_\pi + c_\mu}{g_m} + (r_{ee'} + r_{cc'}) c_\mu \right] \\ &= 2\pi \cdot \left[\frac{(c_{je} + c_{jc}) V_T}{I_C} + T_F + (r_{ee'} + r_{cc'}) c_{jc} \right]. \end{aligned} \quad (4.57)$$

Die Transitfrequenz erweist sich damit als eine vom Arbeitspunkt abhängige Größe. Für kleine Ströme I_C dominiert der erste Term auf der rechten Seite

$$f_T \approx \frac{I_C}{2\pi(c_{je} + c_{jc})V_T},$$

die Transitfrequenz nimmt hier mit zunehmendem I_C zu. Für große I_C kann der erste Term in (4.57) vernachlässigt werden; dann gilt

$$f_T \approx \frac{1}{2\pi [T_F + (r_{ee'} + r_{cc'}) c_{jc}]}.$$

Die Transitfrequenz würde danach gegen einen konstanten Wert streben – dies wird in der Praxis nicht beobachtet, da die Vorwärtstransitzeit im Bereich hoher Ströme ansteigt. Dies erklärt die in Abb. 4.28 dargestellte Arbeitspunktabhängigkeit der Transitfrequenz. Der maximal erreichbare Wert der Transitfrequenz nimmt mit ansteigendem Wert von V_{CE} zu, da c_{jc} und die von der Basisweite abhängige Vorwärtstransitzeit mit zunehmender Sperrspannung abnehmen.

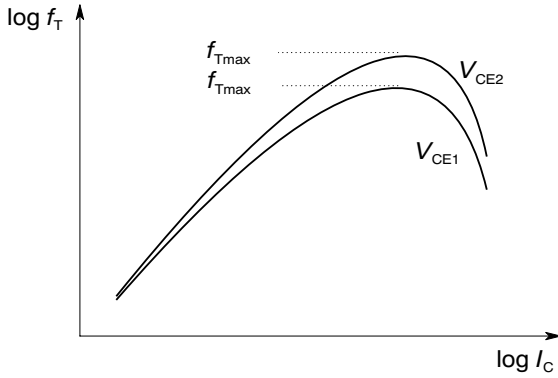


Abb. 4.28. Abhängigkeit der Transitfrequenz f_T vom Kollektorstrom I_C für zwei verschiedene Werte von V_{CE} (schematisch)

Beispiel 4.5.1 Als Beispiel wird die Transitfrequenz eines integrierten Bipolartransistors berechnet. Für diesen sei bekannt: $c_{je} = 10 \text{ fF}$, $c_{jc} = 11 \text{ fF}$, $T_F = 8 \text{ ps}$, $r_{ce'} = 80 \Omega$ und $r_{ee'} = 25 \Omega$. Die Temperaturspannung V_T sei 25 mV , einer Temperatur von 290 K entsprechend; der Strom im Arbeitspunkt betrage $I_C = 0.1 \text{ mA}$.

Durch Einsetzen folgt

$$\begin{aligned} \frac{1}{2\pi f_T} &= \frac{(c_{je} + c_{jc})V_T}{I_C} + T_F + r_{ee'}c_{jc} + r_{ce'}c_{jc} = \\ &= 5.0 \text{ ps} + 8.0 \text{ ps} + 0.3 \text{ ps} + 0.8 \text{ ps} = 14.1 \text{ ps} \end{aligned}$$

was auf eine Transitfrequenz von 11.3 GHz führt. Mit $\beta = 100$ würde eine β -Grenzfrequenz von 113 MHz resultieren. Δ

Der Übertragungsleitwert y_{21e} ist maßgeblich bei Spannungssteuerung und wird durch den am Eingang wirkenden Spannungsteiler aus $r_{bb'}$ und der Parallelschaltung von g_π und $(c_\pi + c_\mu)$ bestimmt. Mit dem Spannungsteilverhältnis (Abb. 4.26)

$$\frac{\underline{v}_\pi}{\underline{v}_{be}} = \frac{[g_\pi + j\omega(c_\pi + c_\mu)]^{-1}}{r_{bb'} + [g_\pi + j\omega(c_\pi + c_\mu)]^{-1}} = \frac{1}{1 + g_\pi r_{bb'} + j\omega r_{bb'}(c_\pi + c_\mu)}$$

folgt für den Übertragungsleitwert näherungsweise (solange $\omega c_\mu \ll g_m$)

$$\underline{y}_{21e} \approx g_m \frac{\underline{v}_\pi}{\underline{v}_{be}} \approx \frac{g_m}{1 + r_{bb'}g_\pi} \frac{1}{1 + jf/f_y}, \quad (4.58)$$

wobei

$$f_y = \frac{1 + r_{bb'}g_\pi}{2\pi r_{bb'}(c_\pi + c_\mu)} \approx \frac{1}{2\pi r_{bb'}(c_\pi + c_\mu)} \quad (4.59)$$

die sog. *Steilheitsgrenzfrequenz* bezeichnet. Die betrachtete Näherung ist für Abschätzungen geeignet; eine weitergehende Untersuchung der HF-Leitwertparameter ist in [2] zu finden.

4.6 Sperrverhalten, Grenzdaten, SOAR-Diagramm

4.6.1 Restströme

Als *Restströme* werden die bei Sperrpolung zwischen zwei Anschlüssen eines Bipolartransistors fließenden Ströme bezeichnet.

Der Kollektorreststrom I_{CBO} ist der bei gesperrter BC-Diode und offenem Emittterkontakt fließende Strom. Im elementaren Transistormodell ist I_{CBO} durch die Diode D_C bestimmt, so daß gilt

$$I_{CBO} = I_S / B_R . \quad (4.60)$$

Die Indizierung ist so, daß der Spannungspfeil der angelegten positiven Spannung vom Anschluß C (an erster Stelle) zum Anschluß B (an zweiter Stelle) zeigt, während der nicht angeschlossene Emittterkontakt durch O (an dritter Stelle) kenntlich gemacht wird. In diesem Sinne bezeichnet der Emittter-

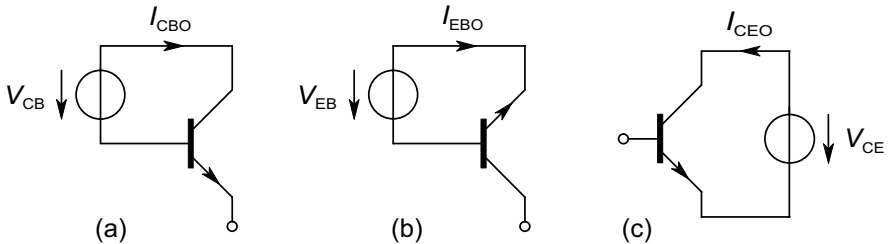


Abb. 4.29. Restströme in Bipolartransistoren. (a) Kollektorreststrom I_{CBO} , (b) Emittterreststrom I_{EBO} , (c) Kollektor–Emittter Reststrom bei offener Basis I_{CEO}

reststrom I_{EBO} den bei gesperrter EB-Diode und offenem Kollektorkontakt fließenden Strom. Dieser fließt im elementaren Transistormodell durch D_E , und es gilt

$$I_{EBO} = I_S / B_F . \quad (4.61)$$

Für den zwischen Kollektor und Emittter fließenden Reststrom werden unterschiedliche Werte abhängig von der Beschaltung des Basisanschlusses definiert. Der Kollektor–Emittter–Reststrom bei *offener* Basis I_{CEO} ist durch den in der sperrgepolten BC-Diode generierten Strom gegeben. Dieser fließt als Elektronenstrom in den Kollektor ab. Die beim Generationsvorgang ebenfalls erzeugten Löcher fließen in die Basis, wirken wie ein von außen zugeführter Basisstrom und rufen einen um die Stromverstärkung B_N verstärkten Transferstrom hervor,

$$I_{CEO} = (B_N + 1) I_{CBO} . \quad (4.62)$$

Werden Emitter und Basis bei der Bestimmung des Kollektor-Emitter-Reststroms *kurzgeschlossen*, so fließt der Reststrom

$$I_{CES} \approx I_{CBO} \quad (4.63)$$

Darüber hinaus wird gelegentlich der Kollektor-Emitter-Reststrom I_{CER} angegeben, wobei die Basis über einen Widerstand R mit dem Emitter verbunden wird sowie der Kollektor-Emitter-Reststrom I_{CEV} , wobei die EB-Diode sperrgepolt wird.

Alle Sperrströme sind stark von der Temperatur abhängig und wachsen gewöhnlich proportional zu n_i^γ an, wobei der Exponent γ typischerweise Werte im Bereich zwischen eins und zwei aufweist.

4.6.2 Grenzspannungen, Durchbrüche

Bipolartransistoren weisen drei Anschlüsse auf. Für jedes Paar von Anschlüssen wird vom Hersteller eine maximal zulässige *Grenzspannung* definiert, deren Wert durch die entsprechende Durchbruchspannung bestimmt wird. Die Werte der Durchbruchspannungen werden über den Spannungsabfall bei eingepprägtem Strom gemessen. Die Grenzspannungen beziehen sich i. allg. auf den *Dauerbetrieb* – für kurze Impulse mit geringer Pulsleistung dürfen sie meist überschritten werden, ohne einen Totalausfall zur Folge zu haben. Eine Änderung elektrischer Kenngrößen – z.B. eine Abnahme der Stromverstärkung – kann dennoch die Folge sein.

Kollektor-Basis-Grenzspannung

Der Lawinendurchbruch der BC-Diode definiert die Kollektor-Basis-Grenzspannung V_{BRCBO} (auch BV_{CBO}), die nicht überschritten werden darf. Ihr Wert nimmt mit zunehmender Kollektordotierung ab: Spezielle Hochvolttransistoren weisen V_{BRCBO} -Werte von mehr als 1 kV auf; integrierte Bipolartransistoren für schnelle Schaltanwendungen besitzen dagegen V_{BRCBO} -Werte von wenigen Volt.

Emitter-Basis-Grenzspannung

Die Emitter-Basis-Grenzspannung V_{BREBO} (auch BV_{EBO}) wird durch den Durchbruch der EB-Diode bestimmt. Ihr Wert nimmt mit zunehmender Basisdotierung ab. Bei Einzeltransistoren ist V_{BREBO} i. allg. durch den Lawineneffekt bestimmt; integrierte Bipolartransistoren weisen jedoch meist eine so hohe Basisdotierung auf, daß der Durchbruch über den Zener-Effekt erfolgt. Da beide Mechanismen durch die Feldstärke beeinflußt werden und diese bei Planartransistoren wegen der Krümmung am Rand des Emitterfensters am höchsten ist, tritt der EB-Durchbruch gewöhnlich am Rand auf (Abb. 4.30).

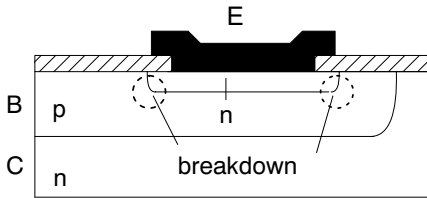


Abb. 4.30. Der Durchbruch der EB-Diode erfolgt gewöhnlich in der Seitenwand

Eine Sperrpolung der EB-Diode tritt in der Praxis vorwiegend bei Schaltvorgängen auf; Abbildung 4.31 zeigt ein einfaches Beispiel – den sog. Emitterfolger mit kapazitiver Last. Ist C_L für $t < 0$ auf $v_1(0^-) - V_{BEon}$ geladen und wird bei $t = 0$ der Wert von v_1 auf $v_1(0^+)$ verringert, so fällt an der EB-Diode zunächst die Sperrspannung $v_1(0^-) - v_1(0^+) - V_{BEon}$ ab, da die Spannung v_2 im Schaltpunkt unverändert bleibt. Wird dabei V_{BREBO} überschritten, so kommt es zum Durchbruch der EB-Diode; der Kondensator entlädt sich dann über die EB-Diode. Die dabei in der EB-Sperrschicht umgesetzte Leistung kann zur Überhitzung und Zerstörung des Bauteils führen.

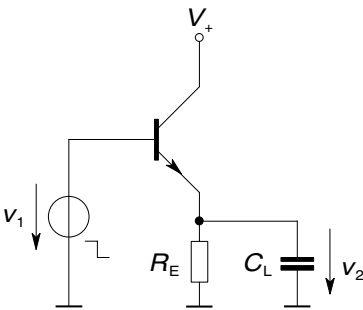


Abb. 4.31. Emitterfolger mit kapazitiver Last

Kollektor-Emitter-Grenzspannung

Die Kollektor-Emitter-Grenzspannung V_{BRCEO} (auch BV_{CEO}) bei offener Basis definiert eine Obergrenze für die zulässige Spannung V_{CE} bei *Stromansteuerung*: Für $V_{CE} > V_{BRCEO}$ kann der Strom im Ausgangskreis nicht mehr durch einen Basisstrom im Eingangskreis gesteuert werden. Abhängig von Basisweite und Dotierstoffkonzentration in der Basis kann der Durchbruch aufgrund des Lawineneffekts in der BC-Diode oder als Folge eines Durchgreifens der BC-Raumladungszone durch die Basis (*punchthrough*) erfolgen.

Beim Durchbruch aufgrund des *Lawineneffekts* tritt eine Instabilität aufgrund einer positiven *Rückkopplung* auf. Wird bei offener Basis die Spannung zwischen Kollektor und Emitter erhöht, so fließt zunächst nur ein verhältnismäßig geringer Strom I_{CEO} . Die angelegte Spannung fällt vorzugsweise

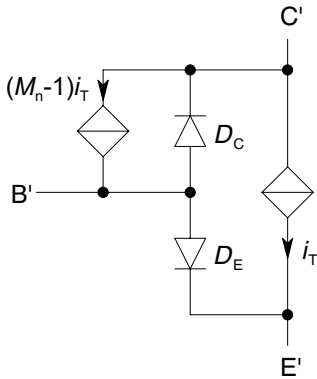


Abb. 4.32. Erweiterte Ersatzschaltung zur Modellierung des Lawineneffekts in der BC-Diode

als Sperrspannung an der BC-Diode ab. Mit zunehmendem V_{CE} erhöht sich deshalb die Feldstärke in der BC-Diode. Dort wird der die Raumladungszone durchfließende Strom durch Stoßionisation um den Multiplikationsfaktor M_n vermehrt, was in der Ersatzschaltung durch eine vom Transferstrom i_T gesteuerte Stromquelle berücksichtigt wird (vgl. Abb. 4.32).

Die bei der Stoßionisation entstehenden Löcher wirken wie ein Basisstrom, so daß gilt

$$I_C = M_n \left[\frac{B_N}{1 - B_N(M_n - 1)} + 1 \right] I_{CBO} .$$

Dieser Ausdruck weist für

$$\boxed{B_N(M_n - 1) = 1} \quad (4.64)$$

eine *Polstelle* auf, die den *Durchbruch* markiert. Die so ermittelte Durchbruchspannung V_{BRCEO} ist in der Regel deutlich kleiner als V_{BRCBO} ; die *Kollektor-Emitter-Grenzspannung* V_{BRCEO} bestimmt die maximale Spannung, die ein Transistor in Emitterschaltung bei hochohmiger Ansteuerung schalten kann.

Der Durchbruch bei offener Basis bzw. konstantem I_B beschreibt den ungünstigsten Fall: Der durch Stoßionisation zusätzlich erzeugte Basisstrom kann hier nur in den Emitter abfließen. Bei Spannungsteuerung (V_{BE} vorgegeben) kann V_{CE} auf Werte größer als V_{BRCEO} erhöht werden. Der Basisstrom ändert bei $V_{CE} = V_{BRCEO}$ sein Vorzeichen und fließt für $V_{CE} > V_{BRCEO}$ nach außen. Wird parallel zur EB-Diode ein Widerstand geschaltet oder die EB-Diode sperrgepolt, so vergrößert sich die Durchbruchspannung. Die entsprechenden Werte V_{BRCEV} für die CE-Durchbruchspannung (bei einem parallel zur EB-Diode geschalteten Widerstand R) sowie V_{BRCEV} (bei einer an der Diode angelegten Sperrspannung) liegen zwischen den Werten V_{BRCEO} und V_{BRCBO} , wobei die Durchbruchspannung um so näher bei V_{BRCBO} liegt, je niederohmiger die Basis angeschlossen ist.

Beim Durchbruch aufgrund des *punchthrough* ist die Basisweite so gering, daß die BC-Sperrschicht an die EB-Sperrschicht anstößt. Durch thermische Emission [3, 7] von Ladungsträgern über die dann verringerte Potentialbarriere kommt es zu einem starken Anstieg im Strom. Eine Unterscheidung zwischen beiden Mechanismen ist durch Vergleich der Werte von V_{BRCEO} und V_{BRCES} möglich: Gilt $V_{BRCES} \geq V_{BRCEO}$, so ist der Lawineneffekt maßgeblich. Abgesehen von speziellen HF-Transistoren wird die Basisweite jedoch i. allg. so groß gewählt, daß der Kollektor-Emitter-Durchbruch auf den Lawineneffekt zurückzuführen ist.

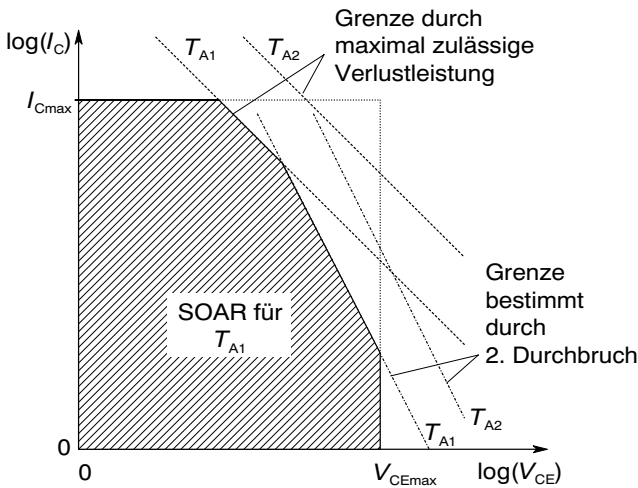


Abb. 4.33. SOAR-Diagramm eines Bipolartransistors (schematisch)

4.6.3 Der sichere Arbeitsbereich

Abbildung 4.33 zeigt ein SOAR-Diagramm¹⁵ für einen npn-Bipolartransistor bei statischem Betrieb. Die schraffierte Fläche markiert dabei die Menge der zulässigen – innerhalb der Spezifikation liegenden – Arbeitspunkte. Die Menge der zulässigen Arbeitspunkte in der $(V_{CE}|I_C)$ -Ebene wird eingeschränkt durch:

1. Den maximal zulässigen Kollektor(dauer)strom I_{Cmax} . Dieser darf einen bestimmten Wert nicht überschreiten ($I_C < I_{Cmax}$), andernfalls besteht die Gefahr, daß ein Anschlußdraht oder die Metallkontaktierung abschmilzt bzw. langfristig durch Elektromigration ausfällt.
2. Die maximal zulässige Kollektor-Emitter-Spannung V_{CEmax} . V_{CE} ist i. allg. kleiner zu wählen als der kleinere der beiden Werte von BV_{CEO} und

¹⁵Die Abkürzung steht für englisch: safe operating area.

BV_{CES} . Andernfalls besteht die Gefahr, daß die Steuerbarkeit des Ausgangskreises verlorengeht.

3. Die maximal zulässige Verlustleistung P_{zul} . Diese ist eine Funktion der Umgebungstemperatur und nimmt mit zunehmender Umgebungstemperatur ϑ_A ab. Bei der gewählten doppeltlogarithmischen Auftragung stellen die Kurven konstanter Verlustleistung im Ausgangskreis ($V_{CE} I_C = \text{const.}$) Geraden der Steigung -1 dar. Die zulässige Verlustleistung ist unter Berücksichtigung des Kühlkörpers sowie der Umgebungstemperatur aus der Lastminderungskurve zu entnehmen. Bei größeren Werten von V_{CE} kann der sog. *zweite Durchbruch* auftreten, der eine weitere Einschränkung der zulässigen Arbeitspunkte bedingt.
4. Der *zweite Durchbruch* des Bipolartransistors. Dieser ist mit einer Stromeinschnürung und lokaler Überhitzung des Bipolartransistors verbunden, die zur Zerstörung des Bauteils führen kann. Mögliche Ursachen hierfür sind:
 - *Thermische Instabilität*: Da die im Transistor erzeugte Wärme zu den Rändern hin abfließt, tritt im Zentrum des Transistors ein Temperaturmaximum auf. Dort ist die Transfersättigungsstromdichte und die Sättigungsstromdichte der BC-Diode größer, was i. allg. zu einer lokal erhöhten Verlustleistung im Zentrum führt. Bei Transistoren mit großen lateralen Abmessungen kann es auf diesem Weg zur Bildung von *hot spots* [8, 9] kommen, in denen die Sättigungsstromdichte unkontrolliert auf Werte ansteigt, die zur Zerstörung des Transistors führen. Dieser Mechanismus ist bei Werten $V_{CE} < BV_{CEO}$ dominierend.
 - *Pinch-in-Effekt*: Ist $V_{CE} > BV_{CEO}$, so fließt der Basisstrom nach außen. Durch den Spannungsabfall im Basisbahngebiet ist hier die Spannung $v_{B'E'}$ im Inneren des Transistors größer als die Klemmenspannung v_{BE} . Dies führt zu einer lokalen Erhöhung des Transferstroms, was zu einer instabilen Stromverteilung führen kann [10].

Die Gefährdung eines Transistors durch den zweiten Durchbruch ist um so größer, je größer der Flächenwiderstand der Basisschicht ist.

Das in Abb. 4.33 dargestellte Diagramm gilt für den *statischen* Betrieb eines Transistors. Bei *Impulsbetrieb* sind häufig höhere Kollektorströme und höhere Verlustleistungen zulässig; die SOAR vergrößert sich hierbei abhängig von Impulsdauer und Wiederholfrequenz, jedoch unter Beibehaltung der Spannungsobergrenze.

4.7 Bauformen

Viele Standard-Transistorschaltungen sind heute als integrierte Schaltung verfügbar. Einzeltransistoren werden daneben nur noch eingesetzt, falls kein geeigneter IC zur Verfügung steht oder falls die geforderten Transistoreigenschaften mit der Technologie der integrierten Schaltung nicht vereinbar sind (Leistungs- und Hochvolttransistoren, besonders rauscharme Transistoren für das NF-Gebiet). Eine Auswahl von Datenblättern ist im Ordner Datenblätter/Bipolartransistoren auf der mitgelieferten CD-ROM zu finden.

4.7.1 Einzeltransistoren

Bei der Herstellung werden durch eine Abfolge von Oxidations-, Ätz- und Diffusionsprozessen mehrere tausend Transistoren auf einer Siliziumscheibe (Wafer) erzeugt. Diese werden noch auf der Scheibe einem automatisierten Test unterworfen – schlechte Transistoren werden mit einem Farbpunkt gekennzeichnet. Nur gute Transistoren werden nach dem Zerteilen der Scheibe in Einzeltransistoren in ein Gehäuse montiert. Dieser letzte Schritt der Transistorfertigung ist besonders kostenintensiv und beeinflusst die Zuverlässigkeit des Bauelements maßgeblich.

Kleinsignaltransistoren finden als Vorstufentransistoren, Treiber sowie als schnelle Schalter Verwendung. Sie müssen als Vorstufentransistoren Kollektorströme kleiner 100 mA liefern und als Treiber in Verstärkern kleiner Leistung Kollektorströme bis ca. 1 A. Die Sperrspannungen liegen im Bereich bis 100 V, die Stromverstärkungen typischerweise zwischen 100 und 1000 und die Transitfrequenzen in der Größenordnung von 100 MHz. Einzeltransistoren für Kleinsignalanwendungen werden i. allg. mit kammförmigem Emitter in Planartechnologie gefertigt. Ein entsprechender Aufbau ist in Abb. 4.34 dargestellt. Auf einem n^+ -Substrat wird dabei eine niedrig dotierte n-Schicht epitaxial aufgewachsen, in die anschließend Basisbahn- und Emitterbahngebiet diffundiert werden. Man spricht in diesem Zusammenhang auch von dopediffundierten Transistoren. Durch Parallelschalten mehrerer „Emitterfinger“ wird eine große Fläche der EB-Sperrschicht mit einem geringen Wert des Basisbahnwiderstands kombiniert.

Für schnelle Schaltanwendungen werden Transistoren mit dünner Basis und schmalen Emitterfingern verwendet, was zu großen Werten der Transitfrequenz und der Steilheitsgrenzfrequenz führt. Für NF-Anwendungen kommen spezielle *rauscharme* Vorstufentransistoren zum Einsatz, die aufgrund ihrer Herstellung und durch Selektion ein besonders niedriges $1/f$ -Rauschen zeigen.

Die Herstellung von *Leistungstransistoren* für den NF-Bereich ist gegenüber der Planartechnik häufig wesentlich vereinfacht. Als Beispiel werden sog. *Epi-basistransistoren* betrachtet. Bei diesen wird eine p-Typ-Basissschicht (Dicke typischerweise 5 – 20 μm) auf ein hochdotiertes und damit niederohmiges n-

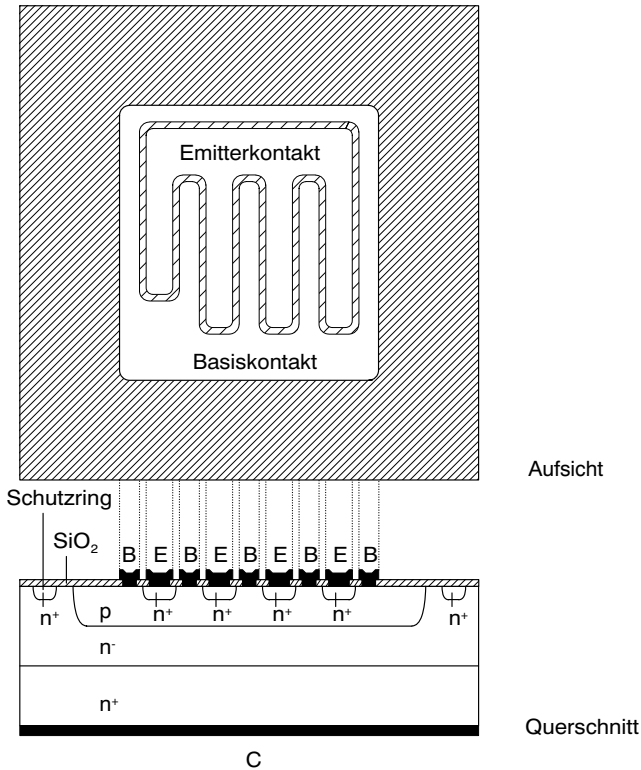


Abb. 4.34. Aufbau eines NF-Kleinleistungstransistors

Substrat¹⁶ aufgewachsen. Der Emitter wird dann in das epitaxiale p-Gebiet diffundiert. Dieser sehr einfache Prozeß erfordert nur einen Diffusionsvorgang und bietet eine hohe Ausbeute.

Hochspannungstransistoren erfordern ein sehr ausgedehntes, niedrig dotiertes Kollektorbahngebiet. Deshalb wird hier meist ein niedrig dotiertes Substratmaterial verwendet, in das von der Rückseite her ein hochdotiertes Kollektoranschlußgebiet und von der Vorderseite her das Basisbahn- und das Emitterbahngebiet diffundiert wird. Man spricht in diesem Zusammenhang auch von der *Dreifachdiffusionstechnik*. Die Trennung der Transistoren erfolgt hier meist nicht durch Sägen oder Brechen, sondern durch eine naßchemische Ätzung (sog. Mesaätzung) von der Rückseite her. Auf diesem Weg entsteht ein abgeschrägter pn-Übergang (vgl. Abb. 4.35) mit einer besonders günstigen Feldverteilung und damit großer Durchbruchspannung.

Transistoren für Anwendungen in der HF- und Mikrowellentechnik müssen in lateraler und vertikaler Richtung geringe Abmessungen aufweisen. Geringe Abmessungen in vertikaler Richtung, insbesondere eine geringe Basisweite,

¹⁶Werden besonders hohe Durchbruchspannungen gefordert, so wird auf das n^+ -Substrat zunächst eine schwach n-dotierte epitaxiale Schicht aufgewachsen.

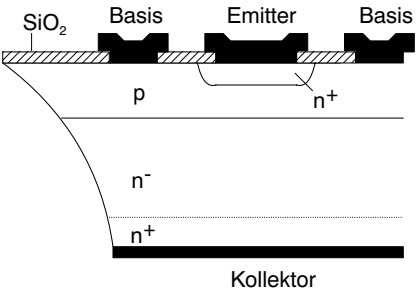


Abb. 4.35. Dreifachdiffusionstechnik

sind für eine geringe Transitzeit erforderlich; geringe Abmessungen in lateraler Richtung führen zu kleinen Werten der Transistorkapazitäten und des Basisbahnwiderstands. Beides sind notwendige Voraussetzungen für hohe Werte der Transitfrequenz f_T und der Steilheitsgrenzfrequenz f_y .

Um diese Forderungen zu erfüllen, werden HF- und Mikrowellentransistoren häufig durch Parallelschalten mehrerer sehr schmaler *Emitterfinger* (sog. *Streifentransistoren*) realisiert. Die Breite der Emitterfinger wird dabei durch die Grenzen der verfügbaren Lithographie bestimmt und liegt heutzutage unter 1 μm . Für einen niederohmigen Anschluß des Basisbahngebiets werden i. allg. *selbstjustierende* (vgl. [2, 3]) Techniken eingesetzt.

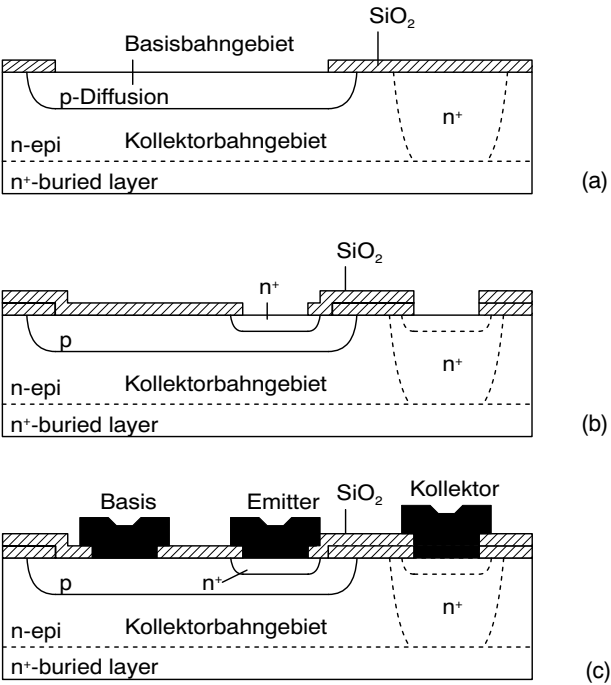


Abb. 4.36. Herstellung von Emitter- und Basisbahngebiet integrierter Bipolartransistoren in konventioneller Planartechnik. (a) Diffusion des Basisbahngebiets durch ein Oxidfenster, (b) Diffusion des Emitterbahngebiets durch ein bezüglich des Basisbahngebiets justiertes Oxidfenster und (c) Herstellung der Metallkontakte nach Kontaktlochätzung

4.7.2 Integrierte Bipolartransistoren

Bipolartransistoren werden in integrierten Analog- und Digitalschaltungen eingesetzt. Die Kollektoren der einzelnen Transistoren können dabei nicht wie bei Einzeltransistoren von der Rückseite kontaktiert werden und müssen außerdem gegeneinander isoliert sein. Die Isolation erfolgt durch Einbetten der n-dotierten Kollektorgebiete in ein p-Typ-Substrat, das auf den Minuspol der Versorgungsspannung gelegt wird, so daß die Kollektor-Substrat-pn-Übergänge bei den im Betrieb auftretenden Kollektorpotentialen zuverlässig sperren. Um einen niederohmigen Kollektoranschluß zu erhalten, werden i. allg. stark n-dotierte vergrabene Schichten (buried layers) unter dem schwach n-dotierten Kollektorbahngebiet erzeugt. Abb. 4.36 zeigt die Prozeßführung im klassischen Planarprozeß. Die Forderung nach einer hohen Packungsdichte und geringen Werten der Kollektor-Substrat-Kapazität führte zur Entwicklung neuartiger verbesserter Techniken zur Isolation der Kollektorbahngebiete. Zur Verringerung von Basisbahnwiderstand und BC-Sperrschichtkapazität werden außerdem selbstjustierende Techniken eingesetzt (vgl. [2, 3]). Abbildung 4.37 zeigt exemplarisch den Querschnitt eines integrierten Bipolartransistors mit selbstjustierter EB-Diode und Grabenisolation.

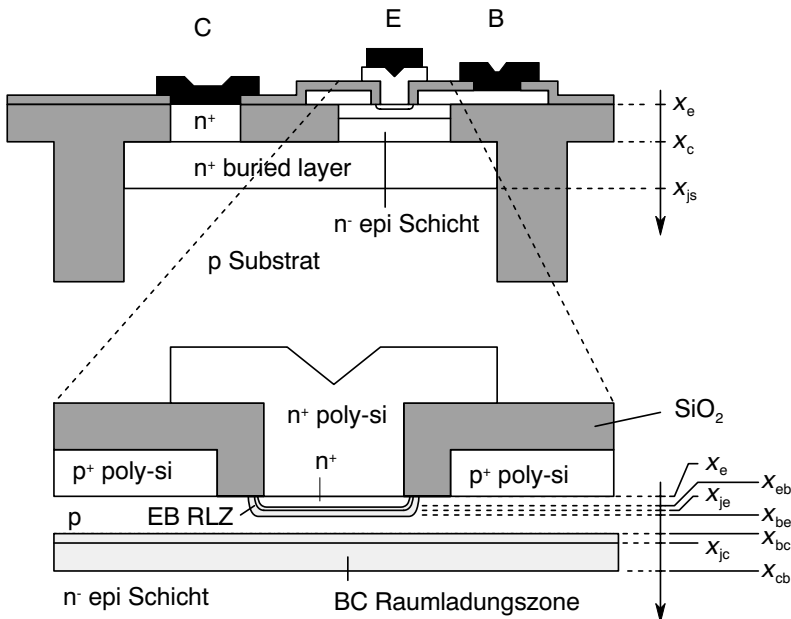


Abb. 4.37. Bipolartransistor für integrierte Schaltungen mit Trench-Isolation und selbstjustierender EB-Diode

4.8 Heterostruktur-Bipolartransistoren (HBTs)

Mit Hetero-pn-Übergängen aufgebaute Bipolartransistoren (*HBTs*) bieten verbesserte elektrische Eigenschaften hinsichtlich der Stromverstärkung, der Basistransitzeit und der Early-Spannung. Während ursprünglich nahezu ausschließlich III-V-Verbindungshalbleiter zur Herstellung von HBTs verwendet wurden [12], geraten neuerdings Si-Ge-Mischkristalle [13], [14], [15] in das Zentrum des Interesses, da diese mit der weiterentwickelten Siliziumprozesstechnik kompatibel sind [16] und kostengünstige Großintegration ermöglichen.

Emitter mit großer Energielücke. Weist der Emitter eine größere Energielücke auf als die Basis ($W_{g,E} > W_{g,B}$), so werden im Vorwärtsbetrieb bei derselben Transferstromdichte weniger Ladungsträger in den Emitter injiziert als beim konventionellen Bipolartransistor. Die Stromverstärkung ändert sich wie die Injektionsverhältnisse, d. h. sie nimmt exponentiell mit der Änderung $\Delta W_g = W_{g,E} - W_{g,B}$ der Energielücke zu $B_N \sim \exp(\Delta W_g/k_B T)$. Im Gegensatz zu konventionellen Bipolartransistoren, bei denen aufgrund des sog. bandgap narrowing die Energielücke im Emitter kleiner ist als in der Basis ($W_{g,E} < W_{g,B}$), nimmt hier die Stromverstärkung mit steigender Temperatur i. allg. ab.

Durch den Einsatz von Emitttern mit großer Energielücke kann die Basis stärker dotiert werden als der Emitter, ohne daß die Stromverstärkung allzusehr leidet. Dies ist für die Realisierung extrem schneller Transistoren von großer Bedeutung, da die Basisweite mit zunehmender Dotierstoffkonzentration verringert werden kann, ohne daß der Flächenwiderstand des Basisbahngebiets und damit der interne Basisbahnwiderstand zunehmen. Die geringe Basisweite bedingt sehr geringe Basistransitzeiten: Die *Vorwärtstransitzeit* von HBTs ist kleiner als die konventioneller Bipolartransistoren, wobei sich auch die bei erhöhter Stromverstärkung verringerte Speicherladung im Emitter bemerkbar macht.

Bandgap-grading. Durch eine Änderung in der Zusammensetzung des Mischkristalls kann eine allmähliche Änderung der Energielücke über der Basis erreicht werden (graded base). Eine zum Kollektor hin abnehmende Energielücke wirkt sich auf den Transferstrom wie ein zusätzliches Driftfeld aus. Die *Vorwärtstransitzeit* nimmt bei HBTs mit graded base ab. Zur Abschätzung der Transitzeit kann die von Krömer [17] angegebene Beziehung

$$\tau_B = \int_{x_{be}}^{x_{bc}} \int_x^{x_{bc}} \frac{p(y)}{p(x)} \frac{n_1^2(x)}{n_1^2(y)} \frac{1}{D_n(y)} dy dx \quad (4.65)$$

für die Basistransitzeit verwendet werden. Die Dotierstoffkonzentration im Basisvolumen wird sehr groß und homogen gewählt – auf diesem Weg kann die Basisweite für gegebene Anforderungen an den Flächenwiderstand des Ba-

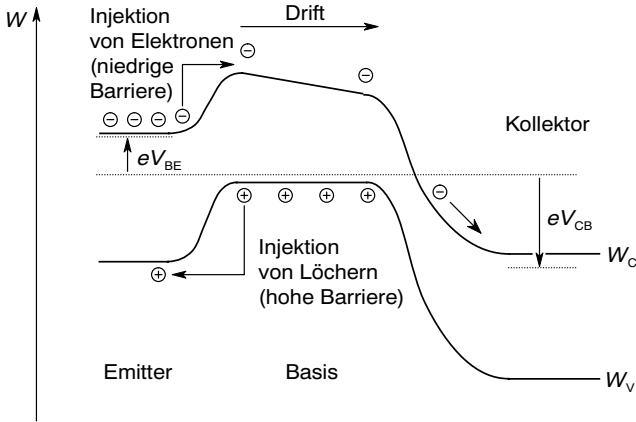


Abb. 4.38. Heterostrukturbipolartransistor mit ortsabhängiger Energielücke im Basisbahngebiet (graded base)

sisbahngebiets und die Durchgreifspannung (Punchthrough) minimal gewählt werden. Das „grading“ der Energielücke in der Basis wirkt sich auch positiv auf die *Early-Spannung* aus, die zunimmt [15].

Kollektor mit großer Energielücke. Durch Verwenden eines Kollektors mit einer im Vergleich zur Basis großen Energielücke ($W_{g,C} > W_{g,B}$) kann die Injektion von Löchern in den Kollektor bei Sättigung oder Quasisättigung reduziert werden. Dies führt bei großen Stromstärken zu einem „Löcherstau“ am Heteroübergang [18], [15], mit der Folge eines Gegenfelds für die Elektronen, was sich in einer Zunahme der Transitzeit und damit einer Abnahme der Transitfrequenz auswirkt. Um diesen Effekt zu reduzieren wird der Heteroübergang deshalb gewöhnlich gegenüber dem metallurgischen pn-Übergang in Richtung Kollektor verschoben.

HBTs mit SiGe-Basis

Durch Gasphasenepitaxie im Ultrahochvakuum (UHVCVD) oder durch Molekularstrahlepitaxie (MBE) lassen sich Bipolartransistoren herstellen, deren Basiszone einen zum Kollektor hin zunehmenden Anteil von Ge-Atomen aufweist. Auf diesem Weg entsteht ein HBT mit graded base. Der kollektorseitige Heteroübergang wird dabei leicht gegenüber dem metallurgischen pn-Übergang in das n-dotierte Gebiet verschoben – dies verringert den Löcherstau bei großen Stromstärken und ermöglicht kürzere Transitzeiten [15].

Der bei einer bestimmten Flußspannung V_{BE} fließende Basisstrom nimmt gegenüber einem konventionellen Siliziumbipolartransistor nicht ab. Wegen der gegenüber Siliziumtransistoren verringerten Energielücke in der Basis nimmt der Transferstrom zu: Bipolartransistoren mit SiGe-Basis benötigen

eine geringere Flußspannung, um einen bestimmten Transferstrom zu führen. Für den Transferstrom bei Vorwärtsbetrieb gilt nach [17] näherungsweise

$$I_T = eA_{je} \exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right) \bigg/ \int_{x_{be}}^{x_{bc}} \frac{p(x)}{D_n(x)n_i^2(x)} dx . \tag{4.66}$$

HBTs mit SiGe-Basis wurden als Labormuster bereits mit Transitfrequenzen größer als 200 GHz hergestellt.

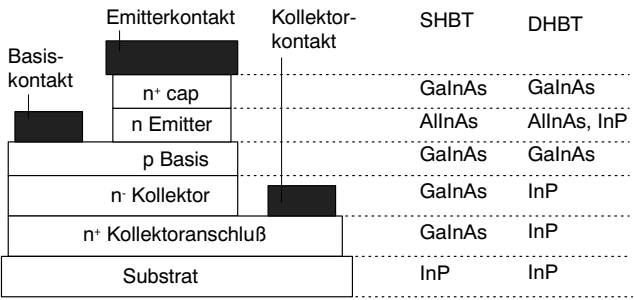


Abb. 4.39. Schichten in Einfach- (SHBT) und Doppel-Heterostrukturbi-polartransistoren (DHBT) auf InP Substrat (nach [19])

HBTs mit III-V-Verbindungshalbleitern

Heterostrukturen mit III-V-Verbindungshalbleitern können mit einheitlicher Gitterkonstante hergestellt werden und ermöglichen deutliche Differenzen der Energielücken aneinander angrenzender Bahngebiete. Abbildung 4.39 zeigt ein Beispiel für die Schichtfolge in einem InP-HBT. Dieser zeichnet sich durch die hohe Elektronenbeweglichkeit und die geringe Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit von InGaAs aus. Die Energielücke des üblicherweise als Basismaterial verwendeten $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ beträgt 0.75 V, was zu geringen Flußspannungen führt und sich günstig auf die Verlustleistung in Digitalschaltungen auswirkt. Der Transistor wird durch ein CVD-Verfahren auf einem InP-Substrat hergestellt und weist eine sehr hoch dotierte Basis (p-dotiertes GaInAs, $W_{g,B} \approx 0.75$ eV) und einen Emitter mit großer Energielücke (n-dotiertes AlInAs, $W_{g,E} \approx 1.45$ eV) auf; die Dotierstoffkonzentration im Emitter ist wesentlich geringer als in der Basiszone. Die auf dem Emitterbahngebiet abgeschiedene, ebenfalls n-dotierte Doppelschicht aus AlInAs und GaInAs verringert den Emitterbahnwiderstand. Der Kollektor ist als niedrig n-dotiertes GaInAs ausgeführt und auf einem hochdotierten Kollektorschlüsselgebiet (buried layer) abgeschieden. Wegen seiner im Vergleich zu Silizium größeren Energielücke ist die intrinsische Dichte in InP geringer als in Silizium: Undotiertes InP weist deshalb einen vergleichsweise hohen spezifischen Widerstand auf. Alternativ zu InGaAs/InP-HBTs werden AlGaAs/GaAs-HBTs hergestellt.

4.9 Beispielschaltungen

Der Bipolartransistor kann auf vielfältige Weise eingesetzt werden. Als Anwendungsbeispiele werden hier die Emitterschaltung im Kleinsignal- und Schaltbetrieb sowie der Differenzverstärker behandelt.

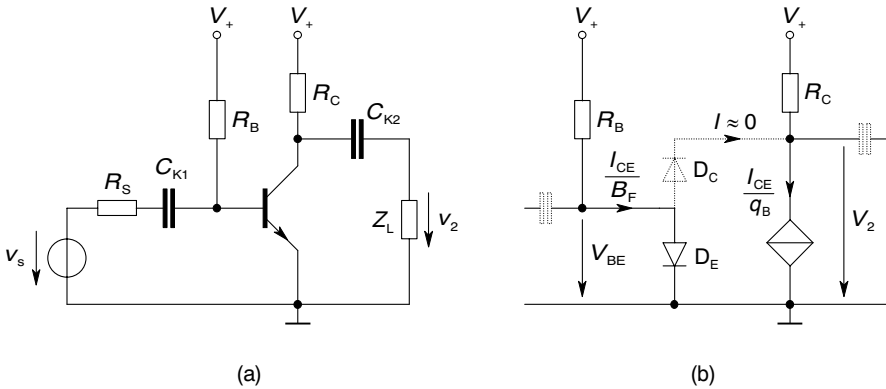


Abb. 4.40. Bipolarverstärker in Emitterschaltung. (a) Schaltbild, (b) vereinfachtes Netzwerkmodell bei Vorwärtsbetrieb

4.9.1 Emitterschaltung

Betrachtet wird der Bipolarverstärker in Emitterschaltung¹⁷ (Abb. 4.40a). Das zu verstärkende Wechselsignal v_s wird über C_{K1} eingekoppelt und der durch R_B bestimmten Spannung V_{BE} im Arbeitspunkt überlagert. Das Wechselsignal moduliert den Kollektorstrom und damit den Spannungsabfall an R_C , was bei geeigneter Dimensionierung zur Verstärkung führt. Das verstärkte Wechselsignal wird dann über C_{K2} ausgekoppelt.

Arbeitspunkt und Spannungsübertragungsfaktor

Der Arbeitspunkt wird so gewählt, daß sich der Transistor im Vorwärtsbetrieb ($V_{BE} > 0$, $V_{BC} < 0$) befindet. Der Strom durch die in Abb. 4.40b getriechelt eingezeichnete BC-Diode D_C ist dann vernachlässigbar klein – D_C kann zur Berechnung des Arbeitspunkts aus der Ersatzschaltung entfernt werden; der Strom durch die Transferstromquelle ist annähernd $I_C = I_{CE}/q_B$.

¹⁷Wegen ihrer Einfachheit wird einführend diese Schaltung untersucht. In der Praxis wird sie gewöhnlich nicht eingesetzt, da die Stabilisierung des Arbeitspunkts gegenüber Streuungen und Temperaturgang der Stromverstärkung problematisch ist (vgl. Beispiel 4.9.3). Hier erweisen sich *gegengekoppelte* Schaltungen als dankbarer.

Die *Festlegung des Arbeitspunkts* erfolgt durch den Widerstand R_B . Ausgangspunkt der Dimensionierung ist gewöhnlich die gewünschte Spannung V_2 im Arbeitspunkt, bzw. der Spannungsabfall an R_C

$$R_C I_C = V_+ - V_2 .$$

Bei gegebenem R_C liefert dies den geforderten Kollektorstrom im Arbeitspunkt

$$I_C = \frac{V_+ - V_2}{R_C} = B_N I_B ,$$

aus dem nach Division durch die Vorwärtsstromverstärkung $B_N \approx B_F/q_B$ sofort der zugehörige Basisstrom I_B folgt. I_B wird über R_B zugeführt und verursacht dort den Spannungsabfall

$$R_B I_B = V_+ - V_{BE} .$$

Diese Beziehung liefert bei bekanntem I_B den Wert des Basiswiderstands R_B , wobei V_{BE} näherungsweise gleich der Schleusenspannung der EB-Diode gesetzt wird. Sind I_C und V_{CE} im Arbeitspunkt bekannt, so lassen sich die Leitwertparameter und daraus der *Spannungsübertragungsfaktor* des unbelasteten Verstärkers ermitteln.

Beispiel 4.9.1 Sei $R_C = 470 \, \Omega$, $B_F = 250$, $V_{AF} = 30 \, \text{V}$, $V_+ = 15 \, \text{V}$ und $T = 300 \, \text{K}$. Der Vorwiderstand soll nun so festgelegt werden, daß der Arbeitspunkt der Ausgangsspannung bei $V_2 = 8 \, \text{V}$ liegt. Aus dieser Forderung ergibt sich zunächst der Spannungsabfall am Hubwiderstand R_C zu

$$R_C I_C = 7 \, \text{V} ,$$

was mit $R_C = 470 \, \Omega$ auf $I_C = 14.9 \, \text{mA}$ führt. Mit der Vorwärtsstromverstärkung

$$B_N = B_F(1 + V_{CE}/V_{AF}) \approx 317$$

folgt hieraus der aufzubringende Basisstrom

$$I_B = \frac{I_C}{B_N} = 47 \, \mu\text{A} .$$

I_B bringt die EB-Diode in Flußrichtung und sorgt dafür, daß zwischen Basis und Emitter ein Spannungsabfall von näherungsweise $0.7 \, \text{V}$ auftritt.¹⁸ Der am Vorwiderstand R_B auftretende Spannungsabfall berechnet sich damit zu

$$R_B I_B = V_+ - V_{BE} \approx 14.3 \, \text{V} ,$$

was mit $I_B = 47 \, \mu\text{A}$ auf das Ergebnis $R_B = 304 \, \text{k}\Omega$ führt. Als nächster Wert aus der Reihe E24 wird $300 \, \text{k}\Omega$ gewählt. Mit dem resultierenden Kollektorstrom $I_C = 15.1 \, \text{mA}$ folgt für die Leitwertparameter

¹⁸Dies stellt eine einfache Abschätzung dar, die für große Werte der Betriebsspannung durchaus gerechtfertigt ist. Nennenswerte Fehler, die eine genauere Bestimmung von $V_{BE}(I_B)$ erfordern, treten nur bei kleinen Versorgungsspannungen auf.

$$g_m \approx \frac{I_C}{V_T} \approx 583 \text{ mS} \quad \text{und} \quad g_o \approx \frac{I_C}{V_{CE} + V_{AF}} = 397 \text{ }\mu\text{S},$$

was auf den Spannungsübertragungsfaktor

$$\underline{H}_v = -\frac{g_m R_C}{1 + g_o R_C} = -\frac{0.583 \cdot 470}{1 + 470 \cdot 397 \cdot 10^{-6}} = -\frac{274}{1 + 0.187} \approx -231$$

führt. Wegen unvermeidlicher Serienwiderstände kann dieser Wert in der Praxis allerdings nicht erreicht werden. $\triangle$

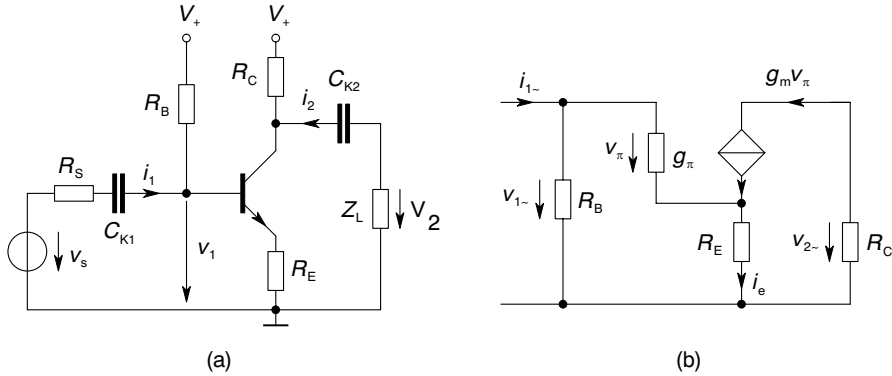


Abb. 4.41. (a) Verstärker in Emitterschaltung mit seriagegenkopplung und (b) zugehörige NF-Kleinsignalersatzschaltung für $g_o = 0$

Seriagegenkopplung

Durch einen Emitterserienwiderstand R_E (vgl. Abb. 4.41a) verringert sich die Spannung an R_B um den Spannungsabfall an R_E . Damit wird

$$I_B = \frac{V_+ - V_{BE}}{R_B + R_E(B_N + 1)}.$$

Solange $R_E B_N \ll R_B$ gilt, bedingt R_E demnach nur eine unwesentliche Änderung von I_B und damit des Arbeitspunkts. Der Einfluß auf die Spannungsverstärkung ist jedoch bedeutend.

Für die Berechnung des Spannungsübertragungsfaktors des unbelasteten Verstärkers wird die in Abb. 4.41b abgebildete Kleinsignalersatzschaltung herangezogen, wobei der Ausgangsleitwert g_o des Transistors der Einfachheit halber vernachlässigt wurde. Mit $\beta = g_m/g_\pi$ folgt

$$v_{1\sim} = v_\pi + R_E i_e \approx v_\pi + R_E (\beta + 1) i_b = \left[1 + R_E g_m \left(1 + \frac{1}{\beta} \right) \right] v_\pi.$$

Von $v_{1\sim}$ fällt nur der Bruchteil $v_\pi/v_{1\sim}$ an r_π ab, und nur dieser Anteil wirkt sich auf den Kollektorstrom aus. Für $\beta \gg 1$ gilt näherungsweise

$$\frac{v_\pi}{v_{1\sim}} \approx \frac{1}{1 + R_E g_m} \quad (4.67)$$

bzw. für den *Spannungsübertragungsfaktor*

$$\boxed{\frac{v_{2\sim}}{v_{1\sim}} \approx -\frac{R_C g_m}{1 + R_E g_m}} \quad (4.68)$$

Die Spannungsverstärkung ist um den Faktor

$$\frac{1}{1 + R_E g_m} \approx \frac{1}{1 + R_E I_C / V_T}$$

kleiner als beim Verstärker mit $R_E = 0$. Im Fall *starker Gegenkopplung* ($R_E g_m \gg 1$) kann die Eins im Nenner von Gl. (4.68) vernachlässigt werden, g_m läßt sich dann kürzen und für den Spannungsübertragungsfaktor verbleibt näherungsweise

$$\boxed{\frac{v_{2\sim}}{v_{1\sim}} \approx -\frac{R_C}{R_E}} \quad (4.69)$$

Der Strom in den Verstärkereingang ist

$$i_{1\sim} = \frac{v_{1\sim}}{R_B} + \frac{v_\pi}{r_\pi};$$

wird der Arbeitspunkt demnach durch eine ideale Stromquelle eingestellt ($R_B \rightarrow \infty$), so ergibt sich der *Eingangswiderstand*

$$r_i = \frac{v_{1\sim}}{i_{1\sim}} = r_\pi \frac{v_{1\sim}}{v_\pi}$$

des gegengekoppelten Verstärkers mit der Näherung (4.67) zu

$$\boxed{r_i \approx r_\pi (1 + g_m R_E)} \quad (4.70)$$

Ohne Gegenkopplungswiderstand ($R_E = 0$) würde $r_i = r_\pi$ gelten, d. h. durch die Seriengegenkopplung hat sich der Eingangswiderstand um den Faktor $(1 + g_m R_E)$ *erhöht*. Die Bestimmung des Ausgangswiderstands wird dem Leser als Übungsaufgabe überlassen.

Beispiel 4.9.2 Als Beispiel wird die Auswirkung eines Emitterwiderstands $R_E = 5 \Omega$ auf die in Beispiel 4.9.1 untersuchte Verstärkerschaltung betrachtet. Einsetzen der Zahlenwerte liefert

$$I_B \approx \frac{14.3 \text{ V}}{300 \text{ k}\Omega + 5 \cdot 318 \Omega} \approx 47.4 \mu\text{A}.$$

Der Wert von I_B ändert sich demzufolge kaum, weswegen auch $I_C \approx 15.1 \text{ mA}$ und $g_m \approx 582 \text{ mS}$ weitgehend unverändert bleiben. Die Spannungsverstärkung ist um den Faktor

$$\frac{1}{1 + R_E g_m} \approx \frac{1}{1 + 0.582 \cdot 5} \approx \frac{1}{3.91}$$

kleiner als die Spannungsverstärkung ohne Emitterserienwiderstand: Durch Hinzufügen des Emitterserienwiderstands $R_E = 5\Omega$ nimmt die Spannungsverstärkung auf annähernd 25 % ihres ursprünglichen Werts ab. Statt der für $g_o = 0$ resultierenden Spannungsverstärkung von ca. 274 (vgl. Beispiel 4.9.1) ergibt sich somit nur eine von ca. 70. Der Eingangswiderstand r_i ist um annähernd den Faktor vier erhöht. Δ

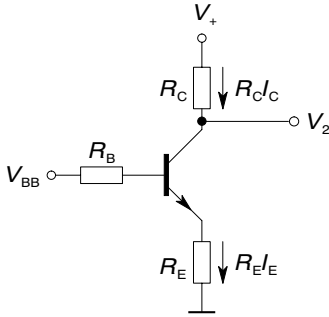


Abb. 4.42. Zur Auswirkung der Seriengegenkopplung auf die Stabilität des Arbeitspunkts

Beispiel 4.9.3 Die Seriengegenkopplung verringert den Einfluß von Bauteiltoleranzen und Temperaturschwankungen auf den Arbeitspunkt. Als Beispiel wird die Änderung des Arbeitspunkts V_2 der in Abb. 4.42 dargestellten Schaltung mit der Temperatur untersucht. Die Widerstände werden dabei als temperaturunabhängig angenommen. Aus

$$V_2 = V_+ - R_C I_C = V_+ - R_C B_N \frac{V_{BB} - V_{BE} - R_E I_E}{R_B}$$

folgt durch Ableiten nach der Temperatur

$$\frac{dV_2}{dT} = -\frac{1}{B_N} \frac{dB_N}{dT} R_C I_C + \frac{R_C}{R_B} B_N \frac{dV_{BE}}{dT} + R_C \frac{R_E B_N}{R_B} \frac{dI_E}{dT}.$$

Mit den Näherungen

$$\left(\frac{\partial V_{BE}}{\partial I_C} \right)_T \approx \frac{1}{g_m} \approx \frac{V_T}{I_C} \quad \text{und} \quad \frac{dV_2}{dT} = -R_C \frac{dI_C}{dT}$$

folgt

$$\frac{dV_{BE}}{dT} = \left(\frac{\partial V_{BE}}{\partial T} \right)_{I_C} + \left(\frac{\partial V_{BE}}{\partial I_C} \right)_T \frac{dI_C}{dT} = \left(\frac{\partial V_{BE}}{\partial T} \right)_{I_C} - \frac{V_T}{R_C I_C} \frac{dV_2}{dT},$$

Durch Zusammenfassen mit

$$-R_C \frac{dI_E}{dT} \approx -R_C \frac{dI_C}{dT} = \frac{dV_2}{dT}$$

führt dies auf

$$\frac{dV_2}{dT} = -\frac{R_C}{R_B + B_N(R_E + V_T/I_C)} \left[\frac{R_B I_C}{B_N} \frac{dB_N}{dT} + B_N \left(\frac{\partial V_{BE}}{\partial T} \right)_{I_C} \right].$$

Im Grenzfalle $R_E \rightarrow 0$ folgt unter der Voraussetzung $R_B I_C / V_T \gg B_N$ die Beziehung

$$\frac{dV_2}{dT} \approx -\frac{1}{B_N} \frac{dB_N}{dT} R_C I_C \approx -6 \frac{\text{mV}}{\text{K}} \cdot \frac{R_C I_C}{V} - 1.5 \frac{\text{mV}}{\text{K}} \frac{R_C}{R_B} B_N,$$

wobei der TK der Stromverstärkung mit 0.6%/K angenommen wurde. V_{BB} wirkt in Verbindung mit einem hochohmigen Basiswiderstand R_B näherungsweise als *Stromquelle*; wegen des Temperaturkoeffizienten der Stromverstärkung ergibt sich hier eine beachtliche Temperaturdrift der Ausgangsspannung (ca. -30 mV/K für $R_C I_C = 5 \text{ V}$ und $R_B \rightarrow \infty$). Aus diesem Grund wird die Arbeitspunkteinstellung ohne Emitterseriengegenkopplung ($R_E = 0$) in der Praxis i. allg. nicht eingesetzt. Günstiger ist der Fall $R_B \rightarrow 0$. In diesem Fall resultiert die Näherung

$$\frac{dV_2}{dT} \approx \frac{R_C}{R_E + V_T/I_C} \left(\frac{\partial V_{BE}}{\partial T} \right)_{I_C} \approx -1.5 \frac{\text{mV}}{\text{K}} \cdot \frac{R_C}{R_E}.$$

Für Werte von R_C/R_E in der Größenordnung von eins ergibt dies eine wesentlich geringere Temperaturdrift des Arbeitspunkts. Δ

Arbeitspunkteinstellung mit Seriengegenkopplung. Abbildung 4.43 a zeigt eine Verstärkerstufe mit Bipolartransistor in Emitterschaltung. Der Arbeitspunkt wird hier durch den Basisspannungsteiler R_{B1} , R_{B2} und den Emitterserienwiderstand R_E eingestellt. Parallel zu R_E wurde eine Kapazität C_E geschaltet, die den Emitterserienwiderstand für große Frequenzen mit dem niederohmigen Parallelwiderstand R'_E überbrückt.

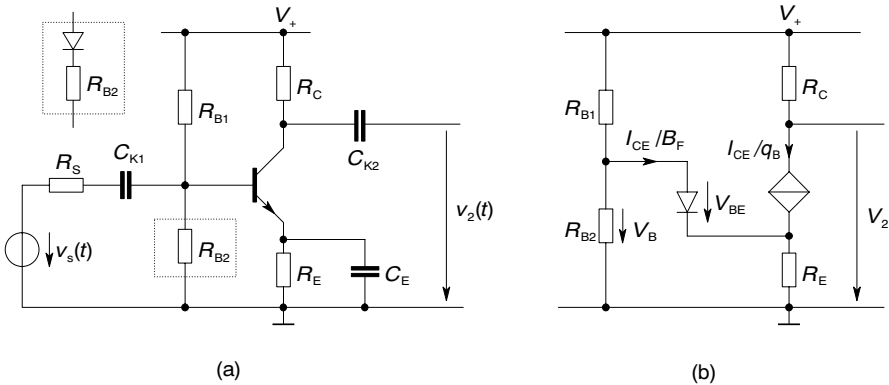


Abb. 4.43. Verstärkerstufe mit Bipolartransistor in Emitterschaltung. (a) Schaltbild und (b) Ersatzschaltung (DC) zur Berechnung des Arbeitspunkts

Zur Bestimmung des Arbeitspunkts der Schaltung kann $v_s(t) = 0$ angenommen werden; Zweige mit den unter diesen Umständen keinen Strom führenden Kapazitäten dürfen dann aus der Ersatzschaltung entfernt werden. Ist

die Schaltung so ausgelegt, daß der Transistor nicht in Sättigung arbeitet und wird dieser durch das elementare Transistormodell beschrieben, so folgt die in Abb. 4.43 b gezeigte Ersatzschaltung. Im Grenzfall großer Stromverstärkung gilt bei gewähltem $I_C = B_N I_B$

$$V_B \approx \frac{R_{B2}}{R_{B1} + R_{B2}} V_+ \quad \text{und} \quad R_E \approx \frac{V_B - V_{BE}}{I_C}.$$

Die Widerstände R_{B1} , R_{B2} und R_E werden gewöhnlich so gewählt, daß an R_E ein Spannungsabfall von der Größenordnung (2 – 3) V auftritt. Ein größerer Wert des Spannungsabfalls an R_E bedingt zwar eine bessere Stabilisierung des Arbeitspunkts, begrenzt aber andererseits den verfügbaren Hub am Ausgang. Bei der Dimensionierung des Spannungsteilers ist ein Kompromiß zu schließen: Einerseits sollten die Widerstandswerte möglichst groß gewählt werden, damit die im Spannungsteiler umgesetzte Leistung gering wird, andererseits sollten die Widerstandswerte klein gewählt werden, um die Belastung des Spannungsteilers durch den Basisstrom $I_B = I_C/B_N$ klein zu halten. R_{B1} sollte deshalb stets so gewählt werden, daß $R_{B1} I_C/B_N \ll V_+$ gilt.

Die Änderung des Arbeitspunkts mit der Temperatur folgt aus

$$V_2 = V_+ - R_C I_C \approx V_+ - R_C \frac{V_B - V_{BE}}{R_E}$$

zu

$$\frac{dV_2}{dT} \approx -\frac{R_C}{R_E} \left(\frac{dV_B}{dT} - \frac{dV_{BE}}{dT} \right).$$

Hierbei wurde das Widerstandsverhältnis R_C/R_E als temperaturunabhängig angenommen. Dies ist sinnvoll, falls die beiden Widerstandswerte denselben Temperaturkoeffizienten aufweisen. Der Arbeitspunkt ist demnach näherungsweise temperaturunabhängig, falls $dV_B/dT = dV_{BE}/dT$ erfüllt ist. Gilt $V_+ \gg V_{BE}$, so kann diese Bedingung durch Erweitern des Basisspannungsteilers um eine Diode (vgl. Abb. 4.43) in guter Näherung erfüllt werden.

Frequenzgang

Zur Berechnung des Frequenzgangs der in Abb. 4.43a dargestellten Verstärkerschaltung wird die Kleinsignalersatzschaltung nach Abb. 4.44 herangezogen. Der Ausgang wurde dabei der Einfachheit halber als unbelastet angenommen,¹⁹ die in der Kleinsignalersatzschaltung parallel zum Eingangstor liegenden Widerstände R_{B1} und R_{B2} wurden zu $R_B = R_{B1} \parallel R_{B2}$ zusammengefaßt, die Elemente R_E , C_E und R'_E zur Impedanz $\underline{Z}_E$.

Der *Spannungsübertragungsfaktor* ist hier wegen der Transistorkapazitäten, der kapazitiven Einkopplung und der frequenzabhängigen Gegenkopplung von

¹⁹Bei belastetem Ausgang wäre parallel zu R_C die Lastimpedanz wirksam.

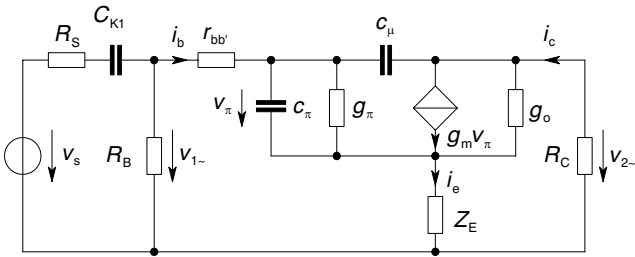


Abb. 4.44. Kleinsignalersatzschaltung des beschalteten Verstärkers

der Frequenz abhängig. Das Verhalten wird anhand des folgenden Beispiels erläutert.

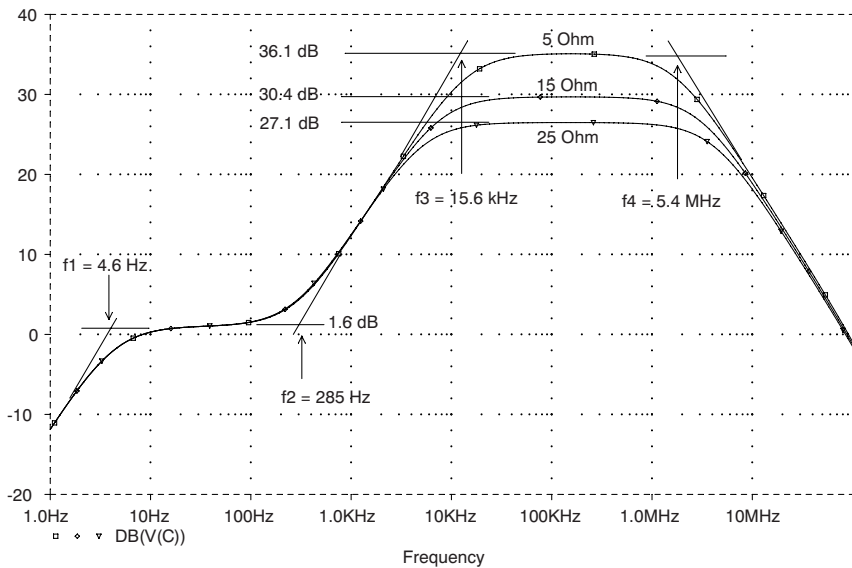


Abb. 4.45. Verstärkungsmaß als Funktion der Frequenz für verschiedene Werte von R'_E

Beispiel 4.9.4 Abbildung 4.45 zeigt das Verstärkungsmaß des gemäß Beispiel 4.9.2 ausgelegten Verstärkers. Dieses wurde für verschiedene Werte von R'_E mit der SPICE .AC-Analyse berechnet; der Transistor wurde dabei durch die folgenden Modellparameter beschrieben

```
IS=10F BF=200 BR=6 RC=1 RB=10 CJE=20P MJE=0.4
+ VJE=0.75 CJC=10P MJC=0.35 VJC=0.75 TF=500P
```

Die Koppelkapazität wurde mit $C_{K1} = 10 \mu\text{F}$ und $C_E = 1 \mu\text{F}$ gewählt. Der Frequenzgang weist vier charakteristische Frequenzen f_1 , f_2 , f_3 und f_4 auf, die durch unterschiedliche Komponenten der Schaltung bestimmt werden.

Für $f < f_2$ ist die durch R_E , R'_E und C_E gebildete Serienimpedanz $\underline{Z}_E$ in guter Näherung gleich R_E . Hier liegt der Fall *starker Gegenkopplung* vor; unter Vernachlässigung der Bahnwiderstände gilt damit für den Spannungsübertragungsfaktor

$$\frac{v_2}{v_1} \approx -\frac{R_C}{R_E} = -\frac{680 \Omega}{560 \Omega} = -1.21 .$$

Dies entspricht einem Verstärkungsmaß von ca. 1.7 dB (vgl. Abb. 4.45).

Für $f < f_1$ ist ein *Hochpaßverhalten* zu beobachten: Das Verstärkungsmaß steigt hier mit 20 dB pro Dekade an. Die Ursache hierfür liegt in der kapazitiven Einkopplung des zu verstärkenden Signals. Der Koppelkondensator C_{K1} bildet mit $R_B = R_{B1} \parallel R_{B2}$ und dem Eingangswiderstand r_i der Transistorstufe (vgl. Abb. 4.46) einen Hochpaß mit der Grenzfrequenz²⁰ $f_1 \approx 1/[2\pi C_{K1}(R_B \parallel r_i)]$.

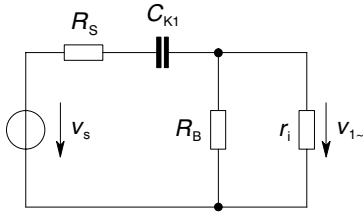


Abb. 4.46. Zum Hochpaßverhalten

Der Eingangswiderstand r_i der Transistorstufe folgt mit $g_m \approx 193 \text{ mS}$ aus Gl. (4.70)

$$r_i = r_\pi (1 + g_m R_E) = 1.04 \text{ k}\Omega \cdot (1 + 0.193 \text{ mS} \cdot 560 \Omega) \approx 113 \text{ k}\Omega .$$

Die Grenzfrequenz f_1 des durch die kapazitive Einkopplung bedingten Hochpasses errechnet sich damit zu

$$f_1 = \frac{1}{2\pi \cdot 10 \mu\text{F}} \left(\frac{1}{10 \text{ k}\Omega} + \frac{1}{5.6 \text{ k}\Omega} + \frac{1}{113 \text{ k}\Omega} \right) \approx 4.6 \text{ Hz} .$$

Dieses Verhalten wird sehr gut durch die SPICE-Simulation bestätigt (vgl. Abb. 4.45).

Für $f_2 < f < f_3$ wird ein *Hochpaßverhalten* beobachtet, da nun über die Reihenschaltung von C_E und R'_E ein niederohmiger Parallelleitwert zu R_E wirksam wird. Oberhalb von f_3 kann C_E dann als Kurzschluß betrachtet werden. In diesem Fall gilt näherungsweise

$$\frac{1}{\underline{Z}_E} = \frac{1}{R_E} + \frac{1}{R'_E} \approx \frac{1}{R'_E} .$$

Dies führt mit $R'_E = 5 \Omega$ in Gl.(4.68) auf die Spannungsverstärkung

$$\frac{g_m R_C}{1 + g_m R'_E} = 66.8 ,$$

was einem Verstärkungsmaß von 36.5 dB entspricht (vgl. Abb. 4.45). Die Grenzfrequenzen f_2 und f_3 , die den Übergang von $\underline{Z}_E$ vom hochohmigen in den niederohmigen Zustand markieren, sind unter der Voraussetzung $R_E \gg R'_E$

²⁰Dabei wird angenommen, daß C_{K1} , wie in der Praxis üblich, groß gegenüber der Eingangskapazität des Verstärkers ist.

$$f_2 \approx \frac{1}{2\pi R_E C_E} \approx 284 \text{ Hz}$$

bzw. mit $g_m \gg g_\pi$ (vgl. Abb. 4.47)

$$f_3 \approx \frac{1}{2\pi (R'_E + 1/g_m) C_E} \approx 15.7 \text{ kHz} .$$

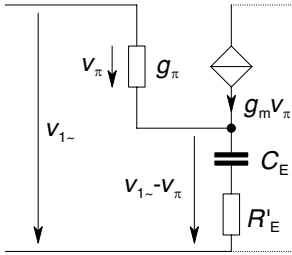


Abb. 4.47. Zur Auswirkung der Seriengegenkopplung auf den Frequenzgang

Auch diese Ergebnisse werden durch Abb. 4.45 bestätigt. Für $f < f_4$ ist der Frequenzgang des Verstärkers ausschließlich durch die externe Beschaltung bestimmt; die Vierpolkenngrößen des Transistors können in diesem Frequenzbereich als reelle Größen aus der NF-Kleinsignalersatzschaltung ermittelt werden.

Für $f > f_4$ sind die internen Kapazitäten des Transistors von Bedeutung. Das Verhalten des Verstärkers bei hohen Frequenzen läßt sich anhand der vereinfachten Ersatzschaltung nach Abb. 4.48 erläutern. Die Koppelkapazität wurde dabei durch

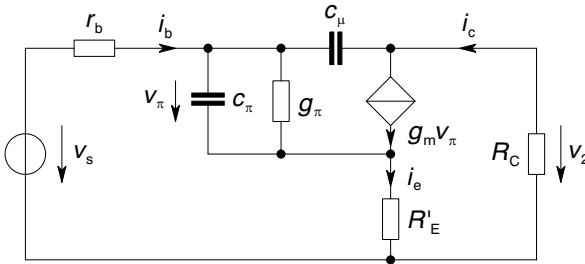


Abb. 4.48. Vereinfachte Ersatzschaltung zur Berechnung der Grenzfrequenz f_4

einen Kurzschluß ersetzt, R_B und r_o wurden aus der Ersatzschaltung entfernt und die Serienimpedanz $\underline{Z}_E$ durch R'_E ersetzt. Der Widerstand $r_b = R_S + r_{bb'} = 60 \Omega$ entspricht der Reihenschaltung des Generatorwiderstands R_S und des Basisbahnwiderstands $r_{bb'}$. Mit $c_\mu = 5.64 \text{ pF}$ sowie $g_m = 193 \text{ mS}$ folgt für den Spannungsübertragungsfaktor unter der Bedingung $\omega c_\mu \ll g_m$

$$\frac{v_{2\sim}}{v_\pi} \approx -\frac{g_m R_C}{1 + j\omega R_C c_\mu} = -\frac{131}{1 + j \frac{f}{41.5 \text{ MHz}}} .$$

Zur Berechnung von f_4 kann die Frequenzabhängigkeit vernachlässigt und der Spannungsübertragungsfaktor durch $-g_m R_C$ ersetzt werden. In 1. Ordnung von ω gilt damit

$$\underline{v}_s = r_b \underline{i}_b + \underline{v}_\pi + R'_E \underline{i}_e = [1 + r_b g_\pi + R'_E (g_m + g_\pi)] (1 + j f / f_g) \underline{v}_\pi$$

mit der durch

$$\frac{1}{2\pi f_g} = \frac{r_b(c_\pi + c_\mu) + r_b c_\mu [R'_E(g_m + g_\pi) + g_m R_C] + R'_E c_\pi}{1 + r_b g_\pi + R'_E(g_m + g_\pi)}$$

gegebenen Grenzfrequenz. Unter der Voraussetzung $r_b g_\pi \ll 1$ und $R'_E g_\pi \ll 1$ ergibt sich so der Spannungsübertragungsfaktor

$$\frac{\underline{v}_\pi}{\underline{v}_s} \approx \frac{1}{1 + R'_E g_m} \frac{1}{1 + j f / f_g},$$

mit dem für $R'_E \ll R_C$ gültigen Näherungsausdruck für die Grenzfrequenz

$$f_g \approx \frac{1}{2\pi} \frac{1 + R'_E g_m}{r_b(c_\pi + c_\mu g_m R_C)}.$$

Der Spannungsübertragungsfaktor der Verstärkerschaltung ergibt sich auf diesem Weg näherungsweise zu

$$\frac{H_v}{\underline{v}_s} = \frac{\underline{v}_\pi}{\underline{v}_s} \frac{\underline{v}_{2\sim}}{\underline{v}_\pi} \approx - \frac{g_m R_C}{1 + g_m R'_E} \frac{1}{1 + j f / f_g}.$$

Im betrachteten Beispiel folgt mit $c_\pi = 132$ pF für die Grenzfrequenz

$$f_g = \frac{1 + r_b g_\pi + R'_E(g_m + g_\pi)}{2\pi \{r_b[c_\pi + c_\mu(1 + g_m R_C + g_m R'_E + g_\pi R'_E)] + R'_E c_\pi\}} \approx 6 \text{ MHz}$$

in guter Übereinstimmung mit dem Ergebnis des Näherungsausdrucks sowie dem Simulationsergebnis. Δ

Schaltbetrieb

Transistoren ermöglichen die Realisierung schneller Schalter für kleine und mittlere Leistungen.²¹ Maßgebliche Größen zur Charakterisierung eines Schalters sind der über den geöffneten Schalter fließende Reststrom, die über dem geschlossenen Schalter abfallende Restspannung und die beim Ein- und Ausschalten auftretenden Schaltverzögerungen.

Restspannung und Reststrom. Abbildung 4.49 a zeigt einen Transistorschalter im *Serienbetrieb* mit ohmscher Last. Im ausgeschalteten Zustand ist im Idealfall $i_B = 0$; durch die Last fließt dann der Reststrom I_{CEO} . Im eingeschalteten Zustand fällt nahezu die gesamte Versorgungsspannung an der Last ab, die am Transistor abfallende Restspannung V_{CE} wird wesentlich durch die *Bahnwiderstände* des Transistors bestimmt, wobei näherungsweise gilt

²¹Die Bedeutung des klassischen Transistors als Schalter hat in den vergangenen Jahren stark abgenommen. Das Studium der Schalteigenschaften des Bipolartransistors ist dennoch wichtig, da „Bipolartransistoren“ in zahlreichen elektronischen Bauteilen (IGBT, Thyristor, CMOS-Schaltkreis, etc.) auftreten.

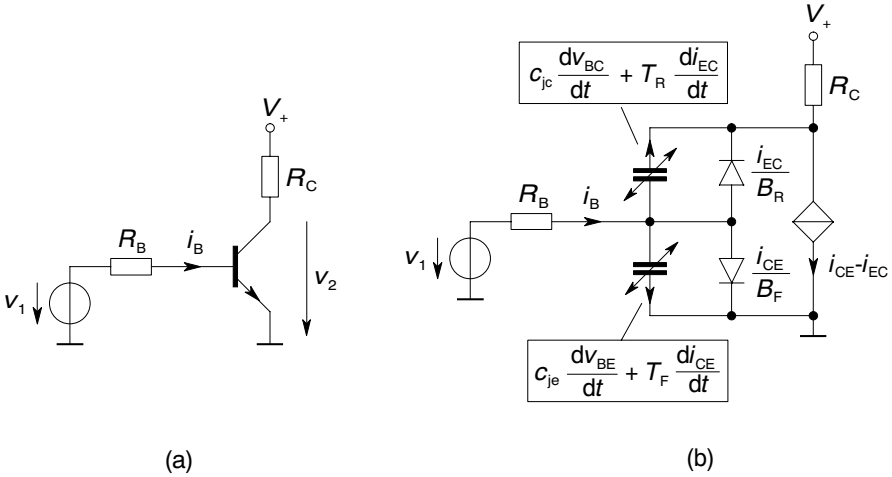


Abb. 4.49. Transistorschalter mit ohmscher Last. (a) Schaltplan und (b) Ersatzschaltung

$$V_{CE} \approx V_{C'E'} + \frac{R_{CC'} + R_{EE'}}{R_C} V_+ . \quad (4.71)$$

Der Kollektorbahnwiderstand $R_{CC'}$ nimmt dabei wegen der *Leitfähigkeitsmodulation* des Kollektorbahngebiets mit zunehmendem Kollektorstrom ab. Die Kollektor-Emitter-Restspannung wird als Sättigungsspannung V_{CEsat} häufig in Datenblättern als Funktion des Kollektorstroms I_C für eine gegebene Stromverstärkung $I_C/I_B = B \ll B_F$ angegeben (vgl. Abb.4.50); der zugehörige Wert von V_{BE} wird entsprechend als V_{BEsat} spezifiziert. V_{CEsat} wächst i. allg. mit zunehmender Temperatur an, was vor allem auf die Zunahme des Bahnwiderstands zurückzuführen ist.

Schaltverhalten bei ohmscher Last. Bei dem in Abbildung 4.49a gezeigten Transistorschalter wird der Basisstrom $i_B(t)$ von einer Spannungsquelle $v_1(t)$ geliefert und über einen Basiswiderstand R_B eingespeist, so daß

$$i_B(t) = \frac{v_1(t) - v_{BE}(t)}{R_B} . \quad (4.72)$$

Im stationären Betrieb ersetzt der Basisstrom die im Transistor rekombinierenden Löcher. Im Schaltfall muß er zusätzlich die mit der EB- bzw. der BC-Diode verbundenen Diffusions- und Sperrschichtladungen umladen. Die im Transistor gespeicherte Löcherladung wird dabei in einen mit der EB-Diode verknüpften Anteil (Ladung der EB-Sperrschichtkapazität und der EB-Diode zugeordnete Diffusionsladung $\tau_F i_{CE}$) sowie einen mit der BC-Diode verknüpften Anteil (Ladung der BC-Sperrschichtkapazität und der BC-Diode zugeordnete Diffusionsladung $\tau_R i_{EC}$) aufgeteilt (vgl. Abb.4.49b). Die im allgemeinen arbeitspunktabhängigen Größen τ_F und τ_R werden im Folgenden durch die in

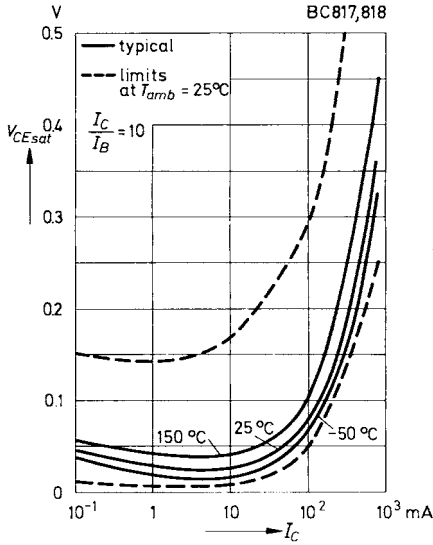


Abb. 4.50. Restspannung V_{CEsat} über dem „geschlossenen Transistorschalter“ (Sättigung), nach einem Datenblatt der Firma Infineon

SPICE verwendeten Modellparameter T_F und T_R ersetzt um den Einschalt- und den Ausschaltvorgang zu untersuchen.

Einschaltvorgang. Springt v_1 zur Zeit $t = 0$ von null auf den Wert V_+ , so ist zunächst v_{BE} kleiner als die Schleusenspannung V_{BEon} der EB-Diode. Die Ströme i_{CE} und i_{EC} lassen sich hier näherungsweise vernachlässigen, so daß zunächst $v_{CE} \approx \text{const.}$ gilt. Aus der Ersatzschaltung 4.49b folgt damit

$$i_B(t) = (c_{je} + c_{jc}) \frac{dv_{BE}}{dt} = \frac{V_+ - v_{BE}}{R_B}.$$

Für eine Abschätzung der zum Erreichen der Schleusenspannung benötigten Zeit t_1 können die aufzubringenden Ladungen

$$\Delta Q_{JE1} = \int_0^{V_{BEon}} c_{je} dV_{BE} \quad \text{und} \quad \Delta Q_{JC1} = \int_{-V_+}^{-(V_+ - V_{BEon})} c_{jc} dV_{BC}$$

betrachtet werden. Unter der meist zutreffenden Bedingung $V_+ \gg V_{BEon}$ läßt sich der Basisstrom durch einen Mittelwert ($i_B \approx (V_+ - V_{BEon}/2)/R_B$) ersetzen, so daß

$$t_1 \approx R_B \frac{\Delta Q_{JE1} + \Delta Q_{JC1}}{V_+ - V_{BEon}/2}. \quad (4.73)$$

Sobald v_{BE} den Wert V_{BEon} erreicht hat, kann das weitere Aufladen der EB-Sperrschichtkapazität vernachlässigt werden. Nun beginnt i_{CE} anzusteigen; i_{EC} kann für $v_{CE} > V_{CEon}$ vernachlässigt werden, da die BC-Diode noch

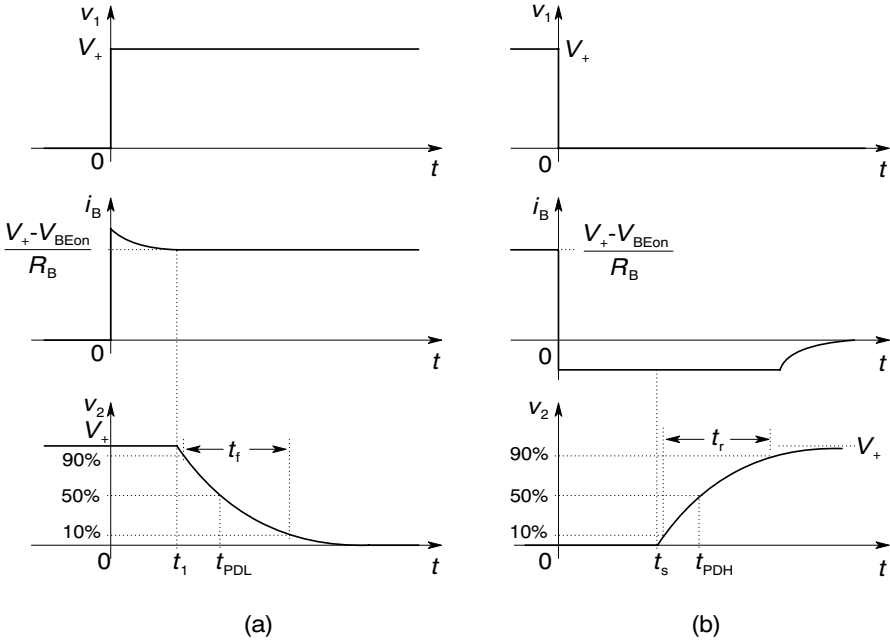


Abb. 4.51. Zum Schaltverhalten bei ohmscher Last. (a) Einschaltvorgang und Definition der Abfallverzögerungszeit t_{PDL} , (b) Ausschaltvorgang und Definition der Anstiegsverzögerungszeit t_{PDH}

nicht nennenswert in Flußrichtung gepolt ist. Mit $dv_{BE}/dt \approx 0$ gilt dann näherungsweise

$$i_B(t) = I_B = \frac{V_+ - V_{BEon}}{R_B} = \frac{i_{CE}}{B_F} + T_F \frac{di_{CE}}{dt} + c_{jc} \frac{dv_{BC}}{dt} . \quad (4.74)$$

Durch Integration von t_1 bis zur *Abfallverzögerungszeit* t_{PDL} folgt

$$I_B (t_{PDL} - t_1) = T_F i_{CE}(t_{PDL}) + \int_{t_1}^{t_{PDL}} c_{jc} \frac{dv_{BC}}{dt} dt , \quad (4.75)$$

wobei der während dieser Zeit fließende Rekombinationsstrom i_{CE}/B_F vernachlässigt wurde. Die rechte Seite von Gl. (4.75) bestimmt die von I_B aufzubringende Ladungsmenge. Der erste Term beschreibt dabei die Änderung ΔQ_{TE} der Diffusionsladung. Mit $i_{CE}(t_{PDL}) \approx V_+/(2R_C)$ folgt

$$\Delta Q_{TE} = T_F i_{CE}(t_{PDL}) \approx \frac{T_F V_+}{2R_C} .$$

Der zweite Term auf der rechten Seite beschreibt die Änderung ΔQ_{JC2} der Sperrschichtladung in der BC-Diode

$$\Delta Q_{JC2} = \int_{t_1}^{t_{PDL}} c_{jc} \frac{dv_{BC}}{dt} dt = \int_{-(V_+ - V_{BEon})}^{-(V_+/2 - V_{BEon})} c_{jc} dV_{BC}$$

wenn sich v_{CB} vom Wert $V_+ - V_{BEon}$ auf $V_+/2 - V_{BEon}$ vermindert. Aus Gl. (4.75) folgt für die Abfallverzögerungszeit

$$t_{PDL} = t_1 + \frac{\Delta Q_{TE} + \Delta Q_{JC2}}{I_B} . \quad (4.76)$$

Die *Abfallzeit* t_f folgt entsprechend zu

$$t_f = \left(0.8 \frac{T_F V_+}{R_C} + \Delta Q_{JC3} \right) / \left(\frac{V_+ - V_{BEon}}{R_B} \right) . \quad (4.77)$$

Hier bezeichnet

$$\Delta Q_{JC3} = \int_{-(0.9V_+ - V_{BEon})}^{-(0.1V_+ - V_{BEon})} c_{jc}(v_{BC}) dv_{BC}$$

die Ladungsänderung in der Kollektorsperrschicht, die mit der Abnahme der Ausgangsspannung vom Wert $0.9 \cdot V_+$ auf $0.1 \cdot V_+$ verbunden ist. Sobald v_2 den Wert V_{CEon} unterschreitet, beginnt i_{EC} auf den Wert

$$I_{EC} = I_C \frac{B_R}{B_F + B_R + 1} \left(\frac{B_F}{B} - 1 \right)$$

anzusteigen; v_{BE} erhöht sich dabei nur noch geringfügig auf den Wert V_{BEsat} , während v_{CE} geringfügig auf den Wert V_{CEsat} abnimmt.

Ausschaltvorgang. Nimmt v_1 zur Zeit $t = 0$ sprunghaft vom Wert V_+ auf null ab, so werden sich die Spannungen v_{BE} und v_{CE} zunächst nur wenig ändern, da zuvor die durch die Flußpolung der BC-Diode bedingte Speicherladung $T_R i_{EC}(0)$ abgebaut werden muß. Die hierfür erforderliche Zeit wird als *Speicherzeit* t_s bezeichnet. Mit dem Umschaltvorgang springt der Basisstrom auf den zunächst konstanten Wert

$$i_B(t) = -\frac{v_{BE}(t)}{R_B} \approx -\frac{V_{BEsat}}{R_B} = -|I_B| .$$

Aus der Ersatzschaltung 4.49b folgt damit

$$-|I_B| = \frac{i_{CE}}{B_F} + \frac{i_{EC}}{B_R} + T_R \frac{di_{EC}}{dt} , \quad (4.78)$$

wobei der Term $T_F di_{CE}/dt$ wegen $T_F \ll T_R$ vernachlässigt wurde. Unter der Annahme $B_F \gg B_R$ folgt

$$B_R T_R \frac{di_{EC}}{dt} + i_{EC} = -B_R |I_B| . \quad (4.79)$$

Dies ist eine Differentialgleichung 1. Ordnung für i_{EC} mit konstanten Koeffizienten; ihre Lösung lautet

$$i_{EC}(t) = [i_{EC}(0) + B_R |I_B|] \exp\left(-\frac{t}{T_R B_R}\right) - B_R |I_B| .$$

Aus der Bedingung $i_{EC}(t_s) = 0$ folgt für die *Speicherzeit* die Abschätzung

$$t_s = T_R B_R \ln \left[\frac{i_{EC}(0)}{B_R |I_B|} + 1 \right] . \quad (4.80)$$

Für $t > t_s$, d. h. nach Abbau der Speicherladung $T_R i_{EC}(0)$ muß die BC-Sperrschichtladung und die Diffusionsladung $T_F i_{CE}$ umgeladen werden; die Spannung an der EB-Diode bleibt dabei zunächst annähernd konstant. Aus der Ersatzschaltung 4.49b folgt für die *Anstiegsverzögerungszeit* t_{PDH} in Analogie zu Gl.(4.76) die Abschätzung

$$t_{PDH} = t_s + \left(\frac{T_F V_+}{2R_C} + \Delta Q_{JC4} \right) / \frac{V_{BEon}}{R_B} , \quad (4.81)$$

wobei

$$\Delta Q_{JC4} = \int_{-(0.5V_+ - V_{BEon})}^{-(V_{CEon} - V_{BEon})} c_{jc}(v_{BC}) dv_{BC}$$

die Ladungsänderung in der Kollektorsperrschicht bezeichnet, die mit der Abnahme von v_{CE} vom Wert $0.5 V_+$ auf V_{CEon} verbunden ist. Die *Anstiegszeit* t_r folgt entsprechend zu

$$t_r = \left(0.8 \frac{T_F V_+}{R_C} + \Delta Q_{JC3} \right) / \frac{V_{BEon}}{R_B} , \quad (4.82)$$

wobei ΔQ_{JC3} die Ladungsänderung in der Kollektorsperrschicht bezeichnet, die mit der Abnahme von v_{CE} vom Wert $0.9 V_+$ auf $0.1 V_+$ verbunden ist.

4.9.2 Differenzverstärker

Mit Bipolartransistoren aufgebaute Differenzverstärker werden für viele Anlogschaltungen benötigt und bilden die Grundlage für die ECL-Technik. Die einfachste Ausführung eines (emittergekoppelten) Differenzverstärkers mit Bipolartransistoren ist in Abb. 4.52 dargestellt. Dabei wurde, wie in der ECL-Technik üblich, der positive Pol der Versorgungsspannung als Bezugspotential (Betriebsspannung $V_{EE} < 0$) verwendet.

Übertragungskennlinie. Die Ausgangsspannungen sind durch die Spannungsabfälle an den Hubwiderständen definiert

$$V_{A1} = -R_C I_{C1} \quad \text{und} \quad V_{A2} = -R_C I_{C2} . \quad (4.83)$$

Solange Sättigung ausgeschlossen ist, werden die Ströme I_{C1} und I_{C2} nur durch die Steuerspannungen $V_{BE1} = V_{IN1} - V_E$ und $V_{BE2} = V_{IN2} - V_E$ bestimmt. Im Fall identischer Transistoren folgt aus dem elementaren Transistormodell unter Vernachlässigung des Early-Effekts ($q_B = 1$) für das Verhältnis der beiden Kollektorströme

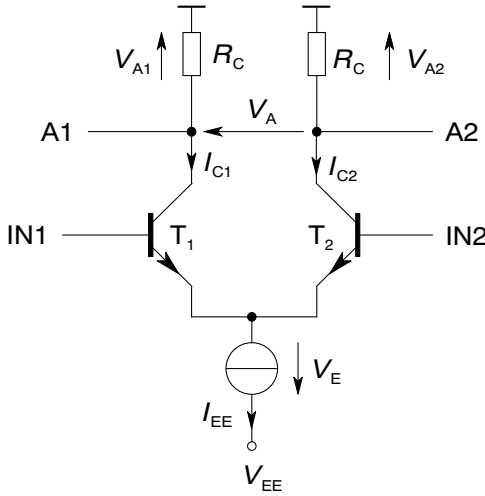


Abb. 4.52. Emitttergekoppelter Differenzverstärker

$$\frac{I_{C2}}{I_{C1}} = \exp\left(-\frac{V_D}{V_T}\right), \quad (4.84)$$

wobei $V_D = V_{IN1} - V_{IN2}$ die *Differenzeingangsspannung* bezeichnet. Im Fall großer Stromverstärkungen können die Kollektorströme näherungsweise den jeweiligen Emittterströmen gleichgesetzt werden, deren Summe durch die Stromquelle festgelegt wird

$$I_{EE} = I_{E1} + I_{E2} \approx I_{C1} + I_{C2}. \quad (4.85)$$

Die beiden Gleichungen lassen sich nun nach I_{C1} bzw. I_{C2} auflösen mit dem Ergebnis

$$I_{C1} \approx \frac{I_{EE}}{1 + \exp(-V_D/V_T)} \quad \text{und} \quad I_{C2} \approx \frac{I_{EE}}{1 + \exp(V_D/V_T)}. \quad (4.86)$$

Mittels Gl. (4.83) folgen aus Gl. (4.86) die Ausgangsspannungen V_{A1} und V_{A2} . Für die Ausgangsspannungsdifferenz $V_A = V_{A2} - V_{A1}$ folgt damit

$$V_A = V_S \tanh\left(\frac{V_D}{2V_T}\right).$$

Die Größe $V_S \approx R_C I_{EE}$ bezeichnet dabei den maximalen *Spannungshub* des Verstärkers.

Offsetspannung. Unsymmetrien im Aufbau des Differenzverstärkers führen zu einer nichtverschwindenden *Eingangsoffsetspannung* V_O ; diese ist definiert als die Differenzeingangsspannung die angelegt werden muß, damit die Ausgangsspannung verschwindet. Hauptursachen für das Auftreten der Offsetspannung sind: (1) Streuungen der Kollektorwiderstandswerte bzw. allge-

meiner der Lastkennlinie, falls der Differenzverstärker mit aktiver Last ausgeführt wird. (2) Streuungen der Sättigungsströme der Transistoren. Dies kann zum einen fertigungstechnische Gründe haben (unterschiedliche Basisweiten oder Abweichungen im Layout) oder auf eine unterschiedliche Temperatur der Transistoren zurückzuführen sein. Differenzverstärker mit geringer Offsetspannung lassen sich deshalb nur in *integrierter* Form herstellen. Dabei werden die Transistoren der Differenzstufe meist durch Parallelschalten mehrerer Transistoren realisiert, um eine gute thermische Kopplung sowie einen Ausgleich systematischer Veränderungen der Transistoreigenschaften über der Chipoberfläche zu erzielen (z. B. Verkopplung „über Kreuz“).

Differenz- und Gleichtaktverstärkung. Die *Differenzspannungsverstärkung* des symmetrischen Inverters beschreibt die Änderung der Ausgangsspannung mit der Differenzeingangsspannung bei reiner Gegentaktaussteuerung

$$A_D = -\frac{dV_{A1}}{dV_D} = \frac{dV_{A2}}{dV_D} = \frac{1}{2} \frac{d}{dV_D} \Delta V_A = \frac{V_S}{4V_T}.$$

Wird I_{EE} durch eine ideale Stromquelle eingepreßt und ist somit unabhängig von V_E , so ist die Gleichtaktverstärkung null, d. h. die Ausgangsspannungen V_{A1} und V_{A2} ändern sich nicht, falls V_{IN1} und V_{IN2} um denselben Wert verändert werden. In der Praxis läßt sich eine derart perfekte Stromquelle nicht realisieren. I_{EE} wird von V_E und damit von der Gleichtaktspannung V_{GL} abhängen.

Bei *Gleichtaktaussteuerung* gilt $V_{IN1} = V_{IN2} = V_{GL}$; für die Gleichtakteingangsspannung V_{GL} folgt mit $V_{BE1} = V_{BE2} = V_{BE}$ daraus

$$V_{GL} = V_{BE} + V_E.$$

Da der Ausgangswiderstand der Stromquelle

$$r_{ee} = dV_E/dI_{EE}$$

groß im Vergleich zum Kehrwert $1/g_m$ des Übertragungsleitwerts der Transistoren ist, gilt $dV_E/dV_{GL} \approx 1$, d. h. die Spannung an den EB-Dioden der beiden Dioden kann bei Gleichtaktaussteuerung als nahezu konstant angenommen werden. Wegen $V_{A1} = V_{A2} \approx -R_C I_{EE}/2$ folgt damit für die *Gleichtaktverstärkung*

$$A_{GL} = -\frac{dV_{A1}}{dV_{GL}} = -\frac{dV_{A1}}{dI_{EE}} \frac{dI_{EE}}{dV_E} \frac{dV_E}{dV_{GL}} \approx \frac{R_C}{2r_{ee}}. \quad (4.87)$$

Für die *Gleichtaktunterdrückung* CMRR bedeutet dies

$$\text{CMRR} = \frac{A_D}{A_{GL}} \approx \frac{R_C I_{EE}}{4V_T} \frac{2r_{ee}}{R_C} = \frac{r_{ee} I_{EE}}{2V_T}; \quad (4.88)$$

sie ist um so größer, je größer der Ausgangswiderstand der verwendeten Stromquelle ist.

Kleinsignalanalyse durch Netzwerkaufteilung

Die Ergebnisse des vorausgegangenen Abschnitts lassen sich auch aus der in Abb. 4.53 dargestellten Kleinsignalersatzschaltung des Differenzverstärkers gewinnen.

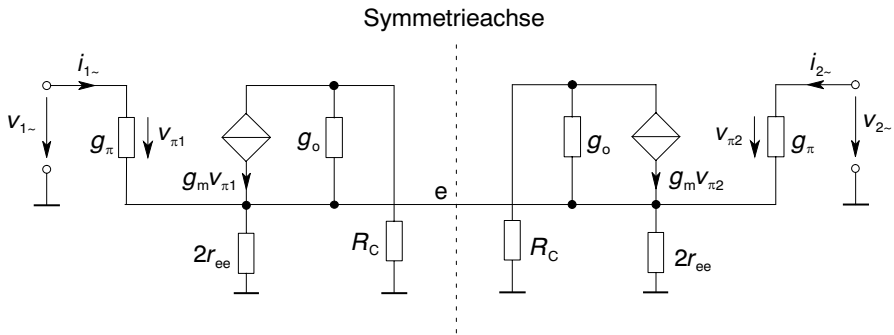


Abb. 4.53. Kleinsignalersatzschaltung des Differenzverstärkers

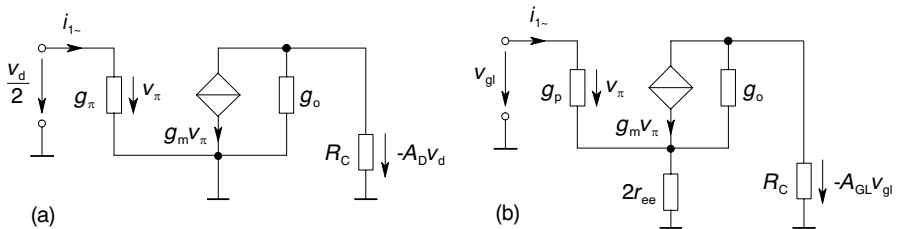


Abb. 4.54. Kleinsignalersatzschaltung des Differenzverstärkers für (a) Gegentaktbetrieb und (b) Gleichtaktbetrieb

Der den Ausgangswiderstand der Stromquelle beschreibende Widerstand r_{ee} wurde in zwei parallel geschaltete Widerstände $2r_{ee}$ aufgespalten, um die *Symmetrie* der Schaltung zu unterstreichen. Zur Bestimmung des Übertragungsverhaltens können nach dem Überlagerungssatz Gegentakt- und Gleichtaktbetrieb getrennt untersucht werden.

- Bei reiner *Gegentaktaussteuerung* bleibt das Potential des Knotens e unverändert, d. h. der Knoten e kann für diesen Betrieb als Masse angesehen werden. Für die Bestimmung der Differenzverstärkung genügt es die in Abb. 4.54a gezeigte Teilschaltung zu untersuchen.
- Bei reiner *Gleichtaktaussteuerung* fließt kein Strom über die in Abb. 4.53 eingezeichnete Symmetrielinie – es genügt deshalb die Untersuchung der in Abb. 4.54b gezeigten Halbschaltung.

Aus der in Abb. 4.54a gezeigten Schaltung folgt für die Differenzverstärkung

$$A_D = \frac{g_m}{2} (R_C \parallel r_o) \quad \text{mit} \quad g_m \approx \frac{1}{V_T} \frac{I_{EE}}{2},$$

vom Faktor $1/2$ abgesehen, derselbe Werte wie für die Verstärkerstufe in Emitterschaltung ohne Gegenkopplung. Die Teilschaltung (b) zur Berechnung der Gleichtaktverstärkung entspricht der Verstärkerstufe in Emitterschaltung mit starker Gegenkopplung, so daß nach Gl. (4.69)

$$A_{GL} = R_C / 2r_{ee}$$

resultiert. Die durchgeführte Symmetriebetrachtung ist auch bei hohen Frequenzen anwendbar, wenn die Transistorkapazitäten in der Ersatzschaltung berücksichtigt werden müssen. Für die Differenzverstärkung ergibt sich so beispielsweise ein Frequenzgang, wie bei der nicht gegengekoppelten Verstärkerstufe in Emitterschaltung.

4.10 Aufgaben

Aufgabe 4.1 Ein npn-Bipolartransistor habe homogen dotierte Bahngebiete (Dotierstoffkonzentration im Emitter $N_{DE} = 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, Dotierstoffkonzentration in der Basis $N_{AB} = 2.5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, Dotierstoffkonzentration im Kollektor $N_{DC} = 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) und den in Abb. 4.55 skizzierten Querschnitt sowie die Weite (senkrecht zur Zeichenebene) $W = 50 \mu\text{m}$ (Elektronenbeweglichkeit in der Basis $\mu_n = 500 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$, $\epsilon_{r,\text{Si}} = 11.9$, $T = 300 \text{ K}$).

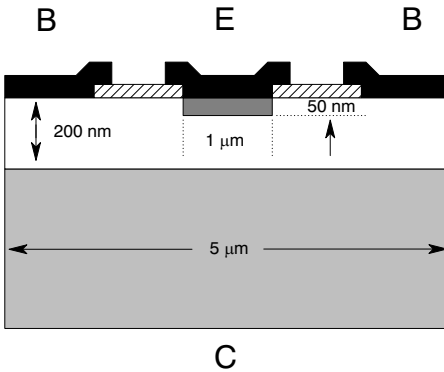


Abb. 4.55. Zu Aufgabe 4.1 und 4.2

- (a) Wie groß ist die Basisweite d_B bei $V_{BE} = 0.8 \text{ V}$, $V_{CB} = 4 \text{ V}$, wie groß bei $V_{CB} = 5 \text{ V}$? Welchen Wert weist der Transferstrom unter diesen Bedingungen auf? Welche Early-Spannung hat der Transistor?
- (b) Zeichnen Sie die Kleinsignalersatzschaltung (ohne Bahnwiderstände) und ermitteln Sie die Kenngrößen der Elemente sowie die Transitfrequenz f_T des Bipolartransistors für den Arbeitspunkt $V_{BE} = 0.8 \text{ V}$, $V_{CB} = 5 \text{ V}$; die Stromverstärkung im

Arbeitspunkt ist $B_N = \beta = 100$.

Aufgabe 4.2 Ein Silizium npn-Transistor besitze den in Abb. 4.55 skizzierten Querschnitt (Dotierstoffkonzentration im Emittor $N_{DE} = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, Dotierstoffkonzentration in der Basis $N_{AB} = 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, Dotierstoffkonzentration im Kollektor $N_{DC} = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$). Die Ausdehnung des Transistors senkrecht zum skizzierten Querschnitt sei $80 \mu\text{m}$. Bahnwiderstandseffekte sollen vernachlässigbar klein sein.

(a) Berechnen Sie die SPICE-Parameter V_{JE} , C_{JE} , V_{JC} , C_{JC} , Q_{B0} , I_S und τ_B mit Hilfe der Sperrschichtnäherung (bei $T = 300 \text{ K}$). Bahnwiderstände, die Rekombination von Elektronen im Basisbahngebiet und Randeckeffekte dürfen dabei vernachlässigt werden (Beweglichkeit für Elektronen im Basisbahngebiet: $\mu_n = 450 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$, $\epsilon_{r,\text{Si}} \approx 11.9$).

(b) Der Transistor wird in Emitterschaltung (Versorgungsspannung $V_+ = 15 \text{ V}$) mit dem Lastwiderstand $R_L = 1 \text{ k}\Omega$ betrieben und mit einer Spannungsquelle angesteuert. Welche Spannung V_{BE} muß diese liefern, damit der Transferstrom $I_T = 10 \text{ mA}$ fließt? (Nehmen Sie $q_B \approx 1 \text{ an}$.)

(c) Nehmen Sie die Vorwärtstransitzeit τ_f gleich τ_B und $I_C = I_T$ an und berechnen Sie die Änderung der Löcherladung im Transistor wenn V_{BE} von 0 auf den unter (b) berechneten Wert angehoben wird. Wie lange benötigt eine Stromquelle, die 0.2 mA liefern kann um diese Ladung bereitzustellen?

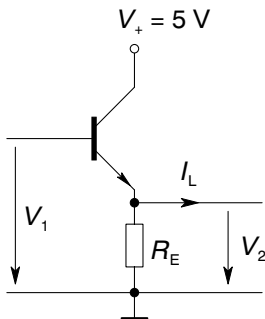


Abb. 4.56. Zu Aufgabe 4.3

Aufgabe 4.3 Für den in Abb. 4.56 skizzierten Transistor seien die folgenden Daten bekannt. $I_S = 10^{-16} \text{ A}$, $B_F = 100$ ($T = 300 \text{ K}$, Early-Effekt vernachlässigt).

(a) Berechnen Sie die Ströme I_B , I_C , I_E und die Eingangsspannung V_1 für die Ausgangsspannung $V_2 = 3 \text{ V}$, $I_L = 0$ und $R_E = 1 \text{ k}\Omega$.

(b) Stellen Sie eine allgemeine Beziehung zwischen V_2 und V_1 bei $I_L = 0$ auf. Folgerungen?

(c) Stellen Sie eine allgemeine Beziehung zwischen V_2 und I_L bei $V_1 = 3 \text{ V}$ auf und diskutieren Sie Ihr Ergebnis.

Aufgabe 4.4 Gegeben sei ein npn-Transistor mit einer homogen dotierten Basis der Dicke $d_B = 1 \mu\text{m}$.

(a) Berechnen Sie die Basistransitzeit τ_B . Die Rekombination in der Basis braucht dabei nicht berücksichtigt zu werden.

(b) Wie groß ist die in der Basis gespeicherte Elektronenladung falls ein Transferstrom $I_T = 2 \text{ mA}$ durch die Basis fließt?

(Angaben: $\mu_n = 800 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, $V_T = 25 \text{ mV}$).

Aufgabe 4.5 Ein Transistor weise den thermischen Widerstand $R_{th} = 300 \text{ K/W}$ zur Umgebung von auf. Welche Sperrschichttemperatur T_J ergibt sich bei der Umgebungstemperatur 20°C falls $I_C = 10 \text{ mA}$ bei $V_{CE} = 10 \text{ V}$?

Aufgabe 4.6 Der Elektronenstrom in der Basis eines npn-Bipolartransistors sei ein reiner Diffusionsstrom. Wie muß V_{BE} geändert werden, damit sich der Elektronenstrom bei einer Halbierung der Basisweite nicht ändert?

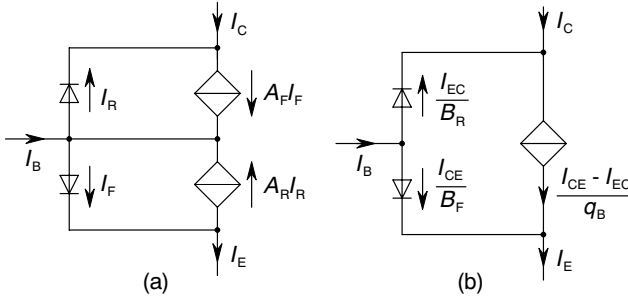


Abb. 4.57. zu Aufgabe 4.7

Aufgabe 4.7 Das Ebers-Moll-Modell (vgl. Abb.4.57a) stellt eine Alternative zu dem im Text behandelten elementaren Transistormodell (vgl. Abb.4.57b) dar. Für die Ströme I_F und I_R wird angesetzt

$$I_F = I_{ES} \left[\exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right) - 1 \right], \quad I_R = I_{CS} \left[\exp\left(\frac{V_{BC}}{V_T}\right) - 1 \right]$$

eine arbeitspunktabhängige Basisladung wird nicht modelliert. Wie hängen die Parameter I_{ES} , I_{CS} , A_F und A_R des Ebers/Moll-Modells mit den Größen I_S , B_F , B_R des elementaren Transistormodells zusammen? Nehmen Sie hierzu $q_B = 1$ an. Zeigen Sie, daß die Reziprozitätsbeziehung $A_F I_{ES} = A_R I_{CS}$ erfüllt ist.

Aufgabe 4.8 Gegeben sei ein Bipolartransistor mit einer Emitter-Sperrschichtfläche $A_{je} = 50 \mu\text{m}^2$. Emitter, Basis und Kollektor seien homogen dotiert mit Dotierstoffkonzentrationen $N_{DE} = 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (im Emitter), $N_{AB} = 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (in der Basis), $N_{DC} = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (im Kollektor). Die Beweglichkeiten für Elektronen und Löcher in der Basis sind $\mu_n = 600 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ und $\mu_p = 200 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, die Temperatur ist $T = 300 \text{ K}$.

(a) Welchen Wert muß die metallurgische Basisweite mindestens aufweisen, damit bei $V_{BE} = 0.6 \text{ V}$ und $V_{CB} = 10 \text{ V}$ der Schichtwiderstand des Basisbahngebiets den Wert $10 \text{ k}\Omega$ nicht unterschreitet?

(b) Berechnen Sie für den so ausgelegten Transistor die Early-Spannung V_{AF} und den Ausgangsleitwert $(\partial I_C / \partial V_{CE})_{V_{BE}}$ unter Vernachlässigung von Bahnwiderstandseffekten für $V_{BE} = 0.7 \text{ V}$, $V_{CB} = 5 \text{ V}$.

Aufgabe 4.9 Ein npn-Bipolar-Transistor sei durch die folgende Liste von SPICE-Parametern vollständig beschrieben. Die Betriebstemperatur ist $\vartheta = 20^\circ\text{C}$.

IS=1E-15, BF=100, CJE=10P, CJC=20P, MJE=0.5, MJC=0.5,
+ VJE=0.9, VJC=0.8, TF=400P

- (a) Welcher Kollektorstrom fließt bei $V_{BE} = 700 \text{ mV}$, $V_{CE} = 5 \text{ V}$?
 (b) Bestimmen Sie die Elemente g_π , g_m , g_o , c_π und c_μ der Kleinsignalersatzschaltung. Wie groß ist die β -Grenzfrequenz?

Aufgabe 4.10 Betrachten Sie die Kurzschlußstromverstärkung

$$h_{21e}(0) = \left(\frac{\partial I_C}{\partial I_B} \right)_{V_{CE}}$$

bei nicht vernachlässigbarer Ladungsträgermultiplikation in der BC-Diode eines npn-Transistors (Ersatzschaltung Abb. 4.32).

- (a) Wie hängt $h_{21e}(0)$ von der idealen Vorwärtsstromverstärkung B_F und vom Multiplikationsfaktor M_n für injizierte Elektronen ab?
 (b) Welcher Wert ergibt sich für $B_F = 80$ und $M_n = 1.01$?

Aufgabe 4.11 Ein npn-Bipolartransistor (Emitterfläche $A_{je} = 100 \mu\text{m}^2$, $T = 300 \text{ K}$) besitze bei $V_{BE} = 800 \text{ mV}$, $V_{BC} = 0$ die Basisweite 200 nm . Die Basis sei homogen dotiert mit $N_A = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, die Beweglichkeit der Elektronen in der Basis ist $\mu_n = 800 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$.

- (a) Berechnen Sie den Wert der Elektronendichte in der Basis im thermischen Gleichgewicht!
 (b) Berechnen Sie den Wert der Elektronendichte am emitterseitigen Sperrschicht-rand bei $V_{BE} = 0.8 \text{ V}$ (Bahnwiderstände seien vernachlässigbar).
 (c) Warum fließen für $V_{BE} = 0.8 \text{ V}$, $V_{CB} = 0 \text{ V}$ Elektronen vom Emitter zum Kollektor?
 (d) Berechnen Sie den Wert des Transferstroms bei $V_{BE} = 0.8 \text{ V}$, $V_{CB} = 0 \text{ V}$ (Rekombination in der Basis darf vernachlässigt werden).
 (e) Berechnen Sie die Basistransitzeit τ_B .
 (f) Die Kollektordotierung besitze den Wert $N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Bei welcher Spannung V_{CB} ist die Basisweite auf 150 nm reduziert?
 (g) Berechnen Sie den Ausgangsleitwert g_o des Transistors im Arbeitspunkt $V_{BE} = 0.8 \text{ V}$, $V_{CE} = 5 \text{ V}$.

Aufgabe 4.12 Betrachten Sie das Datenblatt des Transistors PBSS4350D. Dieser soll als Schalter für den Strom $I_C = 1 \text{ A}$ eingesetzt werden. Der Basisstrom soll über einen Vorwiderstand R_B von einer 5 V -Quelle geliefert werden. Wie ist R_B zu wählen, daß auch unter ungünstigen Bedingungen $I_C/I_B \leq 20$ erfüllt ist? Welche Verlustleistung wird im geschlossenen „Transistorschalter“ umgesetzt?

Aufgabe 4.13 (a) Betrachten Sie das Datenblatt des Transistors BC868 und ermitteln Sie die Early-Spannung und den Transfersättigungsstrom.

- (c) Ermitteln Sie die im Bauteil umgesetzte Leistung als Funktion von V_{CE} . Wie groß ist die Erwärmung des Bauteils im thermischen eingeschwungenen Zustand für die verschiedenen Werte von V_{CE} . Welche Konsequenzen hat dies für die Messung der Spannungsübertragungskennlinie (Messpunkte im thermisch eingeschwungenen Zustand).

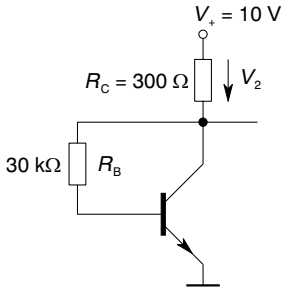


Abb. 4.58. Zu Aufgabe 4.14

Aufgabe 4.14 Ein Bipolartransistor mit der arbeitspunktunabhängigen Stromverstärkung $B_F = 200$ wird in der in Abb. 4.58 skizzierten Schaltung eingesetzt.

- Berechnen Sie den Kollektorstrom I_C (elementares Transistormodell, $q_B = 1$).
- Berechnen Sie die Änderung von V_2 mit der Versorgungsspannung V_+ .
- Kann der Transistor bei dieser Schaltung in Sättigung gelangen?

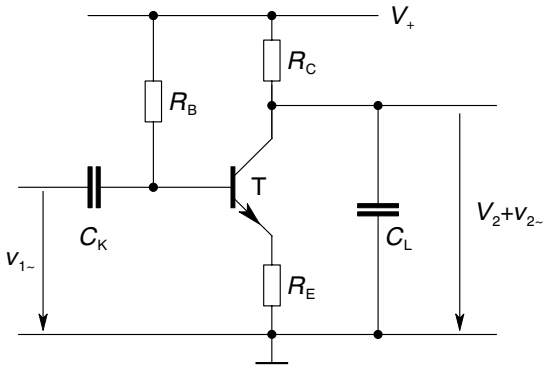


Abb. 4.59. Zu den Aufgaben 4.15 und 4.16

Aufgabe 4.15 Ein Transistor ($I_S = 10^{-15} \text{ A}$, $B_F = 100$, $B_R = 1$, $V_+ = 10 \text{ V}$, $T = 300 \text{ K}$), wird in der Schaltung nach Abb. 4.59 mit $R_B = 200 \text{ k}\Omega$, $R_C = 1 \text{ k}\Omega$, $R_E = C_L = 0$ betrieben.

- Wie groß ist die Kleinsignalspannungsverstärkung des Verstärkers? (C_K darf für Wechsignale als Kurzschluß betrachtet werden).
- Wie ändert sich das Ergebnis, wenn parallel zu R_C eine Spule der Induktivität 100 nH und ein Kondensator der Kapazität 1 pF geschaltet wird? Diskutieren Sie die Frequenzabhängigkeit der Kleinsignalspannungsverstärkung.

Aufgabe 4.16 Der in Abb. 4.59 skizzierte Verstärker wird bei der Temperatur $T = 300 \text{ K}$ mit $V_+ = 15 \text{ V}$ betrieben. Die Vorwärtsstromverstärkung des Transistors ist $B_F = 250$ (elementares Transistormodell, $q_B = 1$). Der Koppelkondensator C_K darf bei allen Teilaufgaben als Kurzschluß hinsichtlich der zu verstärkenden Kleinsignalspannung behandelt werden?

- Bestimmen Sie einen Ausdruck für die Kleinsignalspannungsverstärkung als Funktion von R_B und R_C für $R_E = 0$.

- (b) Bestimmen Sie R_C so, daß die Grenzfrequenz des Verstärkers bei der Lastkapazität $C_L = 50 \text{ pF}$ gleich 10 MHz ist. Bestimmen Sie (für $R_E = 0$) zu diesem Wert von R_C den Wert von R_B so, daß für die Ausgangsspannung im Arbeitspunkt $V_2 = 8 \text{ V}$ gilt. Wie groß ist dann die statische Verlustleistung des Verstärkers?
- (c) Wählen Sie $R_B = 200 \text{ k}\Omega$ und $R_C = 400 \text{ }\Omega$. Bestimmen Sie I_C als Funktion von R_E . Welcher Wert resultiert für $R_E = 20 \text{ }\Omega$? Berechnen Sie für diesen Fall den Betrag der Kleinsignalsspannungsverstärkung.

Aufgabe 4.17 Für einen Bipolartransistor mit der Kleinsignalstromverstärkung $\beta = 100$ wurden bei unterschiedlichen Werten des Kollektorstroms I_C und $V_{CE} = 5 \text{ V}$ die folgenden Werte für die Transitfrequenz ermittelt.

I_C	50 μA	100 μA	0.2 mA	0.5 mA	1 mA	2 mA	5 mA
f_T/MHz	28	51.5	88.7	156.3	209.7	240.8	245

- (a) Zeichnen Sie den frequenzabhängigen Verlauf der Kurzschlußstromverstärkung h_{21e} bei $I_C = 1 \text{ mA}$ und $V_{CE} = 5 \text{ V}$ in ein Bode-Diagramm ein.
- (b) Ermitteln Sie die Vorwärtstransitzeit T_F des Bipolartransistors durch eine geeignete Auftragung der Daten (alle Punkte auswerten, aufgetragene Werte auch in Tabellenform angeben, auf sinnvolle Skalenwahl achten).
- (c) Bei $I_C = 1 \text{ mA}$ und $V_{CE} = 5 \text{ V}$ wurde die Steilheitsgrenzfrequenz des Transistors zu $f_y = 30 \text{ MHz}$ ermittelt. Wie groß ist der Basisbahnwiderstand?

4.11 Literaturverzeichnis

- [1] I.E. Getreu. *Modeling the Bipolar Transistor*. Tektronix, Beaverton, 1976.
- [2] M. Reisch. *Elektronische Bauelemente - Funktion, Grundsaltungen, Modellierung mit SPICE*. 2. Auflage Springer, Heidelberg, 2007.
- [3] M. Reisch. *High-frequency Bipolar Transistors*. Springer, Heidelberg, 2003
- [4] H.S. Bennett. Heavy doping effects on bandgaps, effective intrinsic carrier concentrations and carrier mobilities and lifetimes. *Solid-State Electron.*, 28(1):193–200, 1985.
- [5] R.J. von Overstraeten, R.P. Mertens. Heavy doping effects in silicon. *Solid-State Electron.*, 30(11):1077–1087, 1987.
- [6] J. Wagner, J.A. del Alamo. Band-gap narrowing in heavily doped silicon: A comparison of optical and electrical data. *J. Appl. Phys.*, 63(2):425–429, 1988.
- [7] J. Lohstroh, J.J.M. Koomen, A.T. van Zanten, R.H.W. Salters. Punchthrough-currents in pnp and npn sandwich structures – I. Introduction and basic calculations. *Solid-State Electron.*, 24(9):805–814, 1981.
- [8] R.M. Scarlett, W. Shockley. Secondary breakdown and hot spots in power transistors. *IEEE Intern. Conv. Rec.*, pt.3, pages 3–13, 1963.
- [9] F. Weitzsch. Zur Theorie des zweiten Durchbruchs bei Transistoren. *A.E.Ü.*, 19(1):27–42, 1965.
- [10] H.M. Rein, T. Schad, R. Zühlke. Der Einfluß des Basisbahnwiderstandes und der Ladungsträgermultiplikation auf des Ausgangskennlinienfeld von Planartransistoren. *Solid-State Electron.*, 15:481–500, 1972.
- [11] G. Blasquez, G. Barbottin, V. Boisson. *Instabilities in Bipolar Devices*, in 'Instabilities in Silicon Devices', G. Barbottin, A. Vapaille (Eds.). Elsevier, North Holland, 1989.

- [12] H. Krömer. Heterostructure bipolar transistors and integrated circuits. *Proc. IEEE*, 70(1):13–25, 1982.
- [13] R. People. Physics and applications of $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ strained-layer heterostructures. *IEEE J. Quantum Electronics*, 22(9):1696–1710, 1986.
- [14] S.S. Iyer, G.L. Patton, J.M.C. Stork, B.S. Meyerson, D.L. Harame. Heterojunction bipolar transistors using Si-Ge alloys. *IEEE Trans. Electron Devices*, 36(10):2043–2064, 1989.
- [15] 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. *IEEE Trans. Electron Devices*, 42(3):455–468, 1995.
- [16] 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 II: Process integration and analog applications. *IEEE Trans. Electron Devices*, 42(3):469–482, 1995.
- [17] H. Krömer. Two integral relations pertaining to the electron transport through a bipolar transistor with a nonuniform energy gap in the base region. *Sol. St. Electron.*, 28(11):1101–1103, 1985.
- [18] H. Morkoc, B. Sverdlov, G.-B. Gao. Strained layer heterostructures, and their applications to MODFET's, HBT's and lasers. *Proc. IEEE*, 81(4):493–556, 1993.
- [19] G. Raghavan, M. Sokolich, W. Stanchina. Indium phosphide ICs unleash the high-frequency spectrum. *IEEE Spectrum*, 37(10):47–52, 2000.



<http://www.springer.com/978-3-540-73199-3>

Halbleiter-Bauelemente

Reisch, M.

2007, XXI, 368 S., Softcover

ISBN: 978-3-540-73199-3