

Capitolul 3. Modele SPICE ale tranzistoarelor bipolare

3.1. Descrierea unui tranzistor bipolar în SPICE

Tranzistoarele bipolare reprezintă dispozitive de referință pentru domeniul Circuitelor Integrate Analogice. Acest capitol face mai întâi o scurtă descriere în limbajul SPICE a unui tranzistor bipolar, după care abordează modelele adoptate pentru acest gen de dispozitive. Modelul Ebers-Moll a fost punctul de plecare în modelarea tranzistorului bipolar.

Forma generală de declarare a unui tranzistor bipolar într-o linie de program SPICE este:
Qnume colector baza emitor <ns> MODEL_numa <area> <OFF> <IC= V_{BE0} , V_{CE0} >
.MODEL MODEL_numa npn/pnp(IS=1E-15 BF=100 ...)

Dacă linia de program începe cu litera "Q", programul presupune că urmează descrierea unui tranzistor bipolar. Fără "spațiu" urmează numele format din maxim 7 caractere. Nodurile colector, bază, emitor, exact în această ordine, se denumesc cu cifrele (numele) alese, când s-au notat toate nodurile circuitului. Opțional se poate specifica și numele nodului substrat prin <ns>, implicit substratul fiind conectat la masă.

MODEL_numa este numele modelului care specifică între paranteze parametrii pentru acest tranzistor. Apoi trebuie precizat tipul tranzistorului bipolar: npn sau pnp. Factorul de scală <area>, implicit egal cu 1, este egal cu numărul de tranzistoare identice, conectate în paralel.

Cuvântul cheie <OFF>, dacă apare, inițializează tranzistorul în regim de blocare; în caz contrar tranzistorul este inițializat în Regim Activ Normal, fiind polarizat la $V_{BE} = +0.6V$, $V_{BC} = -1V$.

Cuvântul cheie <IC> definește tensiunile V_{BE0} și V_{CE0} la $t=0$ pentru analiza în domeniu timp a circuitului (când în declarația ".TRAN" este prezentă și opțiunea UIC).

Un exemplu pentru definirea tranzistorului 2N2222:

```
Q1 2 1 0 2N2222  
.MODEL 2N2222 npn(IS=1E-16 BF=210 VAF=100)
```

3.2. Modelarea regimului static

3.2.1. Modelul Ebers-Moll fundamental

Modelul de bază, de la care a pornit modelarea tranzistorului bipolar în SPICE, level 1,2,...6 a fost modelul Ebers-Moll. Chiar dacă modele mai performante (cum ar fi modelul Gummel Poon), au fost dezvoltate ulterior, totuși și acestea au avut punctul de plecare tot în modelul Ebers-Moll. Ne vom referi în continuare la modelarea unui tranzistor bipolar de tip npn integrat.

Modelul Ebers-Moll fundamental pentru regimul de curent continuu al tranzistorului bipolar stabilește dependența curenților I_C , I_E , I_B prin tranzistor, în funcție de tensiunile aplicate pe cele 2 joncțiuni, V_{BE} , V_{BC} . Modelul Ebers-Moll fundamental se bazează pe următoarele ipoteze:

- 1) Curenții de colector și emitor reprezintă o *superpoziție* între curentul propriu al unei joncțiuni și o fracțiune din curentul joncțiunii vecine;

- 2) Curentul propriu al unei jonctiuni este de natura *curentului de difuzie*. Se neglijează curenții de generare-recombinare din regiunile de sarcină spațială. Conform teoriei jonctiunii pn el are expresia:

$$I_{\text{jonct}} = I_0 \cdot \left[\exp\left(\frac{qV_{\text{jonct}}}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.1)$$

- 3) O altă ipoteză o constituie *relația de reciprocitate*, care provine din modelele fizice (semnificația parametrilor implicați va fi indicată în abordarea Modelului Ebers-Moll):

$$I_{\text{ES}}\alpha_{\text{F}} = I_{\text{CS}}\alpha_{\text{R}} \quad (3.2)$$

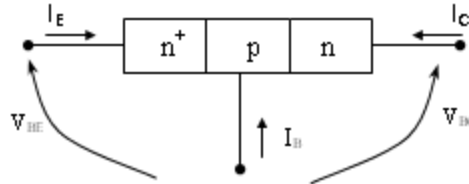


Figura. 3.1. Structura tranzistorului npn analizată.

Se va generaliza regimul de polarizare pentru un tranzistor npn. Prin convenție se va presupune că toți curenții intră în tranzistor (fig.3.1). După calculele numerice, curenților de valori negative li se atribuie sensuri contrare - ca sensuri reale.

Modelarea Ebers-Moll

În baza ipotezelor 1-3 se pot exprima curenții I_C , I_E astfel:

$$I_C = -\alpha_{\text{F}}I_E - I_{\text{C0}} \cdot \left[\exp\left(\frac{qV_{\text{BC}}}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.3)$$

$$I_E = -\alpha_{\text{R}}I_C - I_{\text{E0}} \cdot \left[\exp\left(\frac{qV_{\text{BE}}}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.4)$$

unde α_{F} , α_{R} reprezintă fracțiunile din curentul vecin care ajunge la jonctiunea colectorului, respectiv emitorului, iar I_{C0} , I_{E0} sunt curenții reziduali ai jonctiunilor colectorului, respectiv emitorului.

Rezolvând sistemul de mai sus în raport cu necunoscutele I_C , I_E rezultă:

$$I_C = \alpha_{\text{F}}I_{\text{ES}} \cdot \left[\exp\left(\frac{qV_{\text{BE}}}{kT}\right) - 1 \right] - I_{\text{CS}} \cdot \left[\exp\left(\frac{qV_{\text{BC}}}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.5)$$

$$I_E = -I_{\text{ES}} \cdot \left[\exp\left(\frac{qV_{\text{BE}}}{kT}\right) - 1 \right] + \alpha_{\text{R}}I_{\text{CS}} \cdot \left[\exp\left(\frac{qV_{\text{BC}}}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.6)$$

Ecuatiile (3.5) - (3.6) poartă numele de *Modelul Ebers-Moll fundamental, varianta de injecție*.

Parametrii modelului Ebers-Moll în varianta de injecție

Acest model are 4 parametri: α_{F} , α_{R} , I_{CS} , I_{ES} , doi adimensionali - α_{F} , α_{R} - subunitari, dar forate aproape de unitate, doi se măsoară în Amperi - I_{CS} , I_{ES} - de ordinul micro-pico-ampereilor. S-au notat:

$$I_{\text{ES}} = \frac{I_{\text{E0}}}{1 - \alpha_{\text{F}}\alpha_{\text{R}}}; \quad I_{\text{CS}} = \frac{I_{\text{C0}}}{1 - \alpha_{\text{F}}\alpha_{\text{R}}} \quad (3.7)$$

I_{ES} reprezintă curentul propriu în polarizare inversă a jonctiunii emitor-bază cu jonctiunea colector-bază scurtcircuitată ($V_{\text{BE}} < 0$, $V_{\text{BC}} = 0$).

I_{CS} reprezintă curentul propriu în polarizare inversă a jonctiunii colector-bază cu jonctiunea emitor-bază scurtcircuitată ($V_{\text{BE}} = 0$, $V_{\text{BC}} < 0$).

Definițiile de mai sus dau și metoda experimentală de extracție a acestor parametri de model.

Pentru a se extrage experimental parametrii α_F , α_R , I_{ES} , I_{CS} din relațiile (3.3)÷(3.6), se utilizează tocmai aceste relații. În (3.5) dacă facem $V_{BE}=0$ (adică se scurtcircuitează Baza la Emitor) dispăre termenul cu exponențială din V_{BE} și dacă mai facem $V_{BC}<0$ (polarizăm invers joncțiunea BC) exponențiala de V_{BC} este mult mai mică decât 1 și se neglijează față de 1; se obține $I_C=I_{CS}$, adică ceea ce se măsoară prin terminalul de colector este tocmai valoarea lui I_{CS} .

Între cei 4 parametri de model, α_F , α_R , I_{CS} , I_{ES} există o relație de dependență liniară, ce rezultă din modelarea fizică, [1], și care este ipoteza de reciprocitate. Se va nota cu I_S curentul de saturație din această relație: $I_{ES}\alpha_F = I_{CS}\alpha_R = I_S$.

Semnificația factorilor de transfer direct și invers în curent continuu, în conexiunea Bază Comună este următoarea:

$$\alpha_F = -\frac{I_C}{I_E}\Big|_{V_{BC}=0} ; \quad \alpha_R = -\frac{I_E}{I_C}\Big|_{V_{BE}=0} \quad (3.8)$$

Semnificația factorilor de amplificarea direct și invers în curent continuu, β_F , respectiv β_R , în conexiunea Emitor Comun este următoarea:

$$\beta_F = \frac{I_C}{I_B}\Big|_{V_{BC}=0} ; \quad \beta_R = \frac{I_E}{I_B}\Big|_{V_{BE}=0} \quad (3.9)$$

Relațiile de legătură dintre β_F - α_F și β_R - α_R fiind:

$$\beta_F = \frac{\alpha_F}{1-\alpha_F} ; \quad \beta_R = \frac{\alpha_R}{1-\alpha_R} \quad (3.10)$$

În unele referințe se acceptă ca relații de definiție pentru β_F și expresii ca: $\beta_F = \frac{I_C}{I_B}\Big|_{V_{BC}<0}$ sau ca:

$$\beta_F = \frac{I_C}{I_B}\Big|_{V_{CE}=0}$$

Deoarece în cataloage nu se găsesc măsurători (cu totul neobișnuite de altfel), de curenți de colector măsuțați la $V_{BC}=0$, se folosesc curbele din RAN, unde $V_{BE}>0$ și $V_{BC}<0$, care se măsoară la toate tranzistoarele. Eroarea este mică când se extrage β_F de pe curbe la $V_{BC}<0$ în loc de $V_{BC}=0$, întrucât termenul de eroare este mic deoarece I_{C0} este curentul rezidual al joncțiunii colectorului, cu valori de ordinul $1\mu A \div 1nA$, iar $\alpha_F=0,99$.

Cealaltă definiție la $V_{CE}=0$ este iarăși legată de situații experimentale des întâlnite.

Dacă se exprimă parametrii I_{ES} , I_{CS} în funcție de curentul de saturație I_S conform relației de reciprocitate, iar parametrii α_F , α_R în funcție de parametrii β_F , β_R conform relației (3.10), curenții de colector și de emitor capătă expresiile:

$$I_C = I_S \cdot \left[\exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) - \exp\left(\frac{qV_{BC}}{kT}\right) \right] - \frac{I_S}{\beta_R} \cdot \left[\exp\left(\frac{qV_{BC}}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.11)$$

$$I_E = -I_S \cdot \left[\exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) - \exp\left(\frac{qV_{BC}}{kT}\right) \right] - \frac{I_S}{\beta_F} \cdot \left[\exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.12)$$

Se fac următoarele notații:

$$I_{CC} = I_S \cdot \left[\exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.13)$$

$$I_{EC} = I_S \cdot \left[\exp\left(\frac{qV_{BC}}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.14)$$

$$I_{CT} = I_S \cdot \left[\exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) - \exp\left(\frac{qV_{BC}}{kT}\right) \right] \quad (3.15)$$

Cu aceste notații, curenții prin tranzistor se exprimă astfel:

$$I_C = I_{CT} - \frac{I_{EC}}{\beta_R} \quad (3.16)$$

$$I_E = -I_{CT} - \frac{I_{CC}}{\beta_F} \quad (3.17)$$

$$I_B = \frac{I_{CC}}{\beta_F} + \frac{I_{EC}}{\beta_R} \quad (3.18)$$

Semnificația acestor curenți este: I_{CC} reprezintă componenta curențului de emitor care trece în colector când $V_{BC}=0$ (curentul Colectat de Colector), I_{EC} reprezintă componenta curențului de colector care trece în emitor când $V_{BE}=0$ (curentul Colectat de Emitor), I_{CT} reprezintă curențului de transport prin tranzistor – componenta cea mai importantă de curent.

Sistemul de ecuații (3.15) - (3.18) poartă numele de *modelul Ebers-Moll fundamental, varianta de transport*, cu un singur generator de curent (sau model în “ π ”, după forma circuitului asemănătoare literei grecești π). Sistemului de mai sus i se poate asocia circuitul echivalent din fig.3.2. Expresia (3.15) sugerează asocierea unui generator de curent, curențului I_{CT} . De asemenea dependențele exponențiale curent-tensiune (3.13), (3.14), sugerează cele două diode echivalente din figura 3.2.

Parametrii modelului Ebers-Moll în varianta de transport în “ π ”

Parametrii de model pentru varianta în “ π ”: I_S , β_F , β_R , sunt independenți. Valori tipice pentru tranzistoarele uzuale sunt în gama: $I_S=1nA...1fA$, $\beta_F=80...2000$, $\beta_R=2...100$.

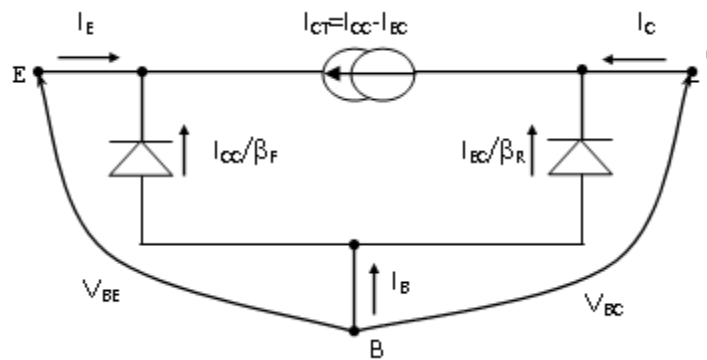


Figura. 3.2. Modelul Ebers-Moll fundamental, varianta în π .

S-a redus numărul de parametri de model de la 4 la 3. În plus cei 3 parametri sunt independenți. Diversele modele fundamentale Ebers-Moll diferă doar formal din punct de vedere matematic. Esențială este dependența exponențială a curenților prin tranzistor de tensiunile aplicate pe terminale.

Aplicație numerică. Fie un tranzistor bipolar de tip npn, având $I_S=10pA$, $\beta_F=100$, $\beta_R=80$, polarizat în RAN (Regimul Activ Normal mai este denumit în unele referințe și Regim Activ Direct) la $V_{BE}=+0.4V$, $V_{BC}=-10V$. Să se calculeze curenții I_C , I_B .

Se calculează mai întâi valorile exponențialelor:

$$\exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) = e^{0.4/0.025} = 8,8 \cdot 10^6; \quad \exp\left(\frac{qV_{BC}}{kT}\right) = e^{-10/0.025} = 2 \cdot 10^{-174}$$

Se poate constata cu ușurință că exponențialele de argument pozitiv sunt mult mai mari decât 1, iar cele de argument negativ sunt neglijabile în raport cu 1. Adoptând modelul Ebers-Moll fundamental, varianta în π , putem scrie cu aceste simplificări:

$$I_C \approx I_S \cdot \exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) - \frac{I_S}{\beta_R} \cdot [-1] \approx I_S \cdot 8,8 \cdot 10^6$$

$$I_B \approx \frac{I_S}{\beta_F} \cdot \exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) - \frac{I_S}{\beta_R} \approx I_S \cdot 8,8 \cdot 10^4 - I_S \cdot 10^{-2} \approx I_S \cdot 8,8 \cdot 10^4$$

Reținem că în Regim Activ Normal se poate scrie simplificat:

$$I_C \approx I_S \cdot \exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) \text{ și } I_B \approx \frac{I_S}{\beta_F} \cdot \exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) \quad (3.19)$$

Din (3.19) rezultă o relație fundamentală, frecvent folosită în calcule rapide pentru circuite cu tranzistoare bipolare, care lucrează numai în RAN, care leagă curenții I_C și I_B doar în regimul activ normal:

$$I_C = \beta_F I_B.$$

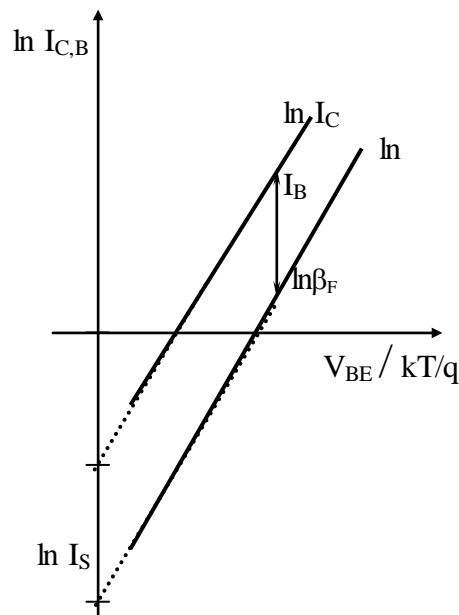


Figura.3.3. Extragerea parametrilor modelului fundamental, în condiții de $V_{BC}=0$.

Extracția parametrilor de model fundamental.

În acest scop se reprezintă caracteristica de intrare și de transfer la scară semi-logaritmică. În figura 3.3 au fost reprezentate cele două caracteristici. Pentru aceasta s-a apelat la modelul Ebers-Moll fundamental - relațiile (3.16) - (3.18). Cu linie îngroșată au fost reprezentate caracteristicile experimentale. Pentru determinarea parametrilor de model I_S , β_F , se vor face măsurători la $V_{BC}=0$. Curentul de saturație, " $\ln I_S$ ", se află la intersecția extrapolării dreptei " $\ln I_C$ " din zona curenților medii cu axa verticală. Deoarece $\beta_F = I_C/I_B \Leftrightarrow \ln \beta_F = \ln I_C - \ln I_B$, rezultă că " $\ln \beta_F$ " reprezintă distanța dintre graficele $\ln I_C$ și $\ln I_B$. Parametrii de model I_S , β_R se extrag într-o manieră similară, de pe curbele $\ln I_E$, $\ln I_B$ funcție de V_{BC} , la $V_{BE}=0$, adică măsurători cu baza scurtcircuitată la emitor.

3.2.2. Efectul rezistențelor serie

Modelarea rezistențelor serie

Ca și în cazul joncțiunilor pn, regiunile neutre din zona emitorului, bazei și colectorului au fiecare câte o rezistență electrică, notate: r_E , r_B , r_C . Prin procedee tehnologice se caută minimizarea lor (de exemplu utilizarea puțului colector și stratului îngropat de tip n^{++} pentru minimizarea rezistenței de colector). Deși baza este foarte subțire, totuși rezistența r_B este cea mai mare. Ea nu poate fi minimizată datorită arhitecturii speciale de tranzistor bipolar integrat, fig.3.4. Purtătorii de sarcină ce determină curentul de bază trebuie să parcurgă un traseu ocolit: prin semiconductorul p, lateral emitorului și apoi în sus până la contactul metallic al bazei (vezi linia punctată din fig. 3.4); în plus baza nu este puternic dopată.

Rezistența serie a emitorului are valoarea cea mai mică, dar nu poate fi neglijată deoarece este străbătută de un curent mare (I_E). Aceste rezistențe sunt incluse în modelul tranzistorului bipolar, așa cum se observă în fig. 3.5.

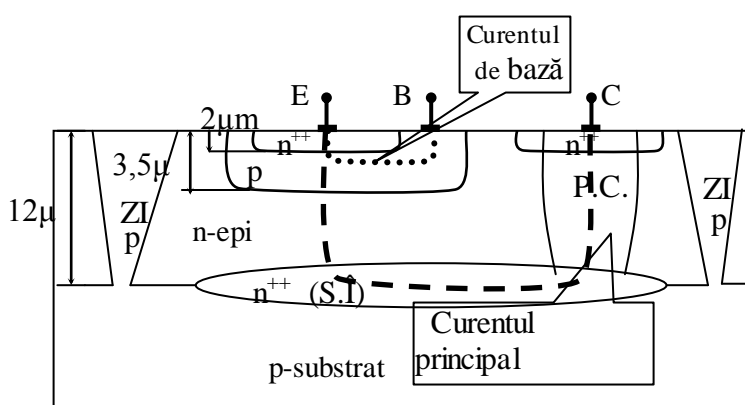


Figura.3.4. Structura tranzistorului npn bipolar integrat.

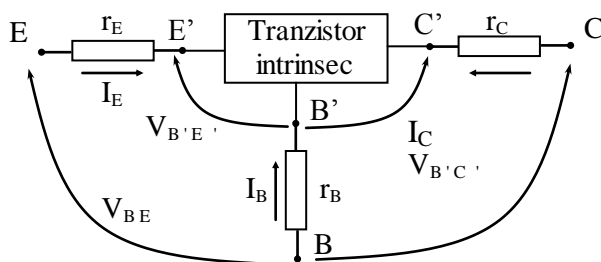


Figura. 3.5. Completarea modelului Ebers-Moll fundamental cu efectul rezistențelor serie.

Tranzistorul bipolar ideal fără rezistențe serie, sau intrinsec se supune modelului Ebers-Moll fundamental și se află între nodurile E', B', C'. Separat, se adaugă spre fiecare terminal extern, rezistențele serie.

Tranzistorul bipolar cu rezistențe serie este descris de ecuațiile Ebers-Moll fundamentale scrise cu tensiunile $V_{B'E'}$, $V_{B'C'}$ în loc de V_{BE} , V_{BC} , plus ecuațiile Kirchhoff pe cele două bucle:

$$V_{BE} = V_{B'E'} + r_B I_B - r_E I_E \quad (3.20)$$

$$V_{BC} = V_{B'C'} + r_B I_B - r_C I_C \quad (3.21)$$

Sistemul de ecuații (3.16), (3.17), (3.18), (3.20), (3.21) prin substituții furnizează ecuații transcendente, care duc la creșterea timpului de simulare în programul SPICE.

Parametrii de model, introduși suplimentar de acest efect sunt încă 3: r_E , r_B , r_C . Ei au valori tipice de ordinul: $r_B=100\Omega$, $r_C=10\Omega$, $r_E=1\Omega$, sau aproximativ se află în acest raport. Problema extracției rezistențelor serie nu este una ușoară. PARTS-ul pentru SPICE 1 și 2 nu știe să extragă decât rezistența serie de colector, ca la o joncțiune pn, presupunând celelalte două rezistențe serie egale cu zero, [2]. Motivația este dată de anii în care s-au dezvoltat aceste nivele de SPICE, în care predominau tranzistoarele bipolare discrete, cu rezistență mare de colector. Dacă se încearcă extracția rezistențelor serie ca la joncțiunea pn, adică de pe curbele $\ln I_C - V_{BE}$ și $\ln I_B - V_{BE}$ la $V_{BC}=0$, la tranzistor avem următoarele inconveniente:

- (1) Nu se poate separa pe rând efectul unei rezistențe, ci mereu apar combinații liniare între cele 3 rezistențe (de exemplu: fie $r_B I_B - r_E I_E$, fie $r_B I_B - r_C I_C$),
- (2) La nivel mare de curent, unde se manifestă acest efect al rezistențelor serie efect ce duce la "aplecarea" graficelor $\ln I_C - V_{BE}$ și $\ln I_B - V_{BE}$ în zona tensiunilor V_{BE} mari, se manifestă și efectul de nivel mare de injecție, ce va fi abordat ulterior și care "aplecă" de asemenea graficul $\ln I_C - V_{BE}$. Această "aplecare" a graficelor trebuie înțeleasă ca o tendință de limitare a creșterii exponențiale a curenților cu tensiunea V_{BE} , datorată tocmai rezistențelor serie. Din imposibilitatea separării efectelor rezultă că trebuie descrise alte metode de extragere a rezistențelor serie.

Extragerea rezistenței serie a bazei

Se realizează circuitul electronic experimental din figura 3.6, în care joncțiunea BE este polarizată direct cu o sursă de curent constant I , iar joncțiunea BC este polarizată invers cu o sursă de tensiune continuă E , reglabilă, care poate duce tranzistorul din RAN până în străpungere.

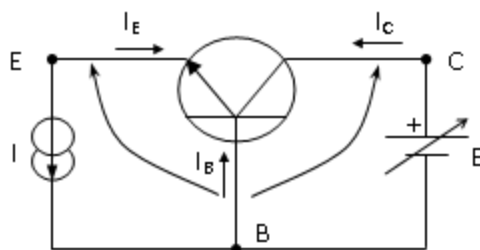


Figura.3.6. Circuitul experimental pentru extracția rezistenței serie a bazei.

Se cunoaște valoarea constantă a lui I și diversele valori luate de tensiunea externă E . Se monitorizează I_C , I_B și V_{BE} în funcție de $E=V_{CB}$, fig.3.6.

Furnizăm în continuare justificarea graficelor din fig. 3.7. Conform relației (3.2) a modelului Ebers-Moll, pentru curentul I_C avem:

$$I_C = -\alpha_F I_E - I_{C0} \cdot \left[\exp\left(\frac{qV_{B'C'}}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.22)$$

Cum $V_{BC} \ll 0 \rightarrow V_{B'C'} < 0 \rightarrow I_C \approx \alpha_F I + I_{C0} = ct$ cât timp tranzistorul se află în regim activ normal, descris de modelul Ebers-Moll. Tensiunea inversă E , adică V_{CB} , crescătoare, duce la străpungerea joncțiunii bază-colector pentru $E > V_{BR}$. Deci va apărea o componentă suplimentară de curent de străpungere, care va determina creșterea lui I_C , fig.3.7.a.

Pentru curentul I_B putem scrie: $I_B = -I_E - I_C = I - I_C$; deci atât timp cât $I_C = ct$ (în regim activ normal – modelat cu modelul E-M) și $I_B = ct$. Apoi, în regim de străpungere, I_C va crește foarte mult (multiplicarea în avalanșă poate duce la $I_C \rightarrow \infty$), ceea ce va determina scăderea lui I_B chiar la valori negative, deoarece $I_E = -I = ct$ prin intermediul sursei de curent constant. Reținem și notăm valoarea lui E la care se obține $I_B = 0$ cu E_Z , fig.3.7.b.

Pentru analiza tensiunii V_{BE} pornim de la relația (3.20):

$V_{BE} = V_{B'E'} + r_B I_B - r_E I_E = V_{B'E'} + r_E I + r_B I_B \approx ct + r_B I_B$ este constantă în regimul activ normal (măsurăm și notăm cu V_{BE0} această valoare) și scade când I_B începe să scadă în regimul de străpungere. Măsurăm și notăm valoarea lui V_{BE} la care $I_B=0$ cu V_{BEZ} , fig.3.7.c.

Acum se poate scrie:

$$\text{La } E=0 \rightarrow V_{BE0} = V_{B'E'0} + r_E I + r_B I_{B0} \quad (3.23)$$

$$\text{La } E=E_Z \rightarrow V_{BEZ} = V_{B'E'Z} + r_E I + r_B \cdot 0 \quad (3.24)$$

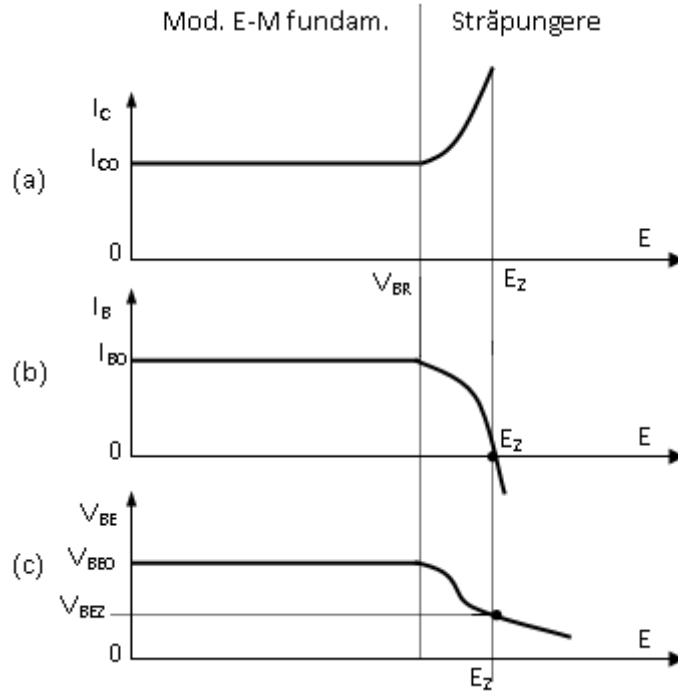


Figura.3.7. Dependența mărimilor I_C , I_B și V_{BE} în funcție de $E=V_{CE}$.

Scăzând membru cu membru cele două relații de mai sus, rezultă rezistența serie a bazei:

$$r_B = \frac{V_{BE0} - V_{BEZ}}{I_{B0}} \quad (3.25)$$

Emitorul nu preia curentul de străpungere al joncțiunii Bază-Colector. Aplicând pentru $I_E = -I = ct.$ relația (3.13), avem:

$$\begin{aligned} I_E &= -I_S \cdot \left[\exp\left(\frac{qV_{B'E'}}{kT}\right) - \exp\left(\frac{qV_{B'C'}}{kT}\right) \right] - \frac{I_S}{\beta_F} \cdot \left[\exp\left(\frac{qV_{B'E'}}{kT}\right) - 1 \right] \approx \\ &\approx -I_S \cdot \left[\exp\left(\frac{qV_{B'E'}}{kT}\right) - 0 \right] - \frac{I_S}{\beta_F} \cdot \left[\exp\left(\frac{qV_{B'E'}}{kT}\right) \right] = ct. \end{aligned} \quad (3.26)$$

Observăm că $I_E = -I=ct.$ impune un $V_{B'E'} = ct.$ conform relației de mai sus.

Extragerea rezistențelor serie de colector și emitor

Aceste două rezistențe serie se extrag de pe caracteristicile de ieșire I_C-V_{CE} la $I_B = ct.$, făcând măsurători foarte rafinate în regimul de saturație al tranzistorului, în jurul punctului în care curentul I_C își schimbă semnul.

În regimul de saturație ambele joncțiuni sunt direct polarizate și emit mulți electroni, dar în sensuri contrare. De aceea este posibil ca la un moment dat injecția dinspre colector să o egaleze pe aceea

dinspre emitor, moment în care $V_{CE}=V_{CEx}$ iar $I_C=0$. Dacă se insistă cu scăderea lui V_{CE} , echivalent cu creșterea lui V_{BC} , componenta injectată dinspre colector poate depăși componenta injectată dinspre emitor, cu obținerea unui curent $I_C<0$. Rezultă următoarea relație:

$$V_{CE} = V_{C'E'} + r_C I_C - r_E I_E \quad (3.27)$$

Pentru curentul de colector vom folosi expresia furnizată de modelul fundamental scris pe nodurile tranzistorului intrinsec; ținând cont că suntem în saturație cu $V_{B'E'} > 0$ și $V_{B'C'} > 0$, se neglijează "1" în raport cu exponențialele de argument pozitiv și se obține:

$$I_C = I_S \cdot \left[\exp\left(\frac{qV_{B'E'}}{kT}\right) - \exp\left(\frac{qV_{B'C'}}{kT}\right) \right] - \frac{I_S}{\beta_R} \cdot \exp\left(\frac{qV_{B'C'}}{kT}\right) \quad (3.28)$$

Atunci când curentul I_C devine 0, tensiunea pe terminalele externe este V_{CEx} , iar pe terminalele tranzistorului intrinsec este $V_{C'E'x}$. Făcând $I_C=0$ în relația (3.28), se simplifică I_S și se împart ambii membri prin $\exp(qV_{B'C'}/kT)$. În argumentul exponențialei va apărea $V_{B'E'} - V_{B'C'} = V_{C'E'}$, care în cazul în care $I_C=0$ se notează cu $V_{C'E'x}$. Rezultă expresia lui $V_{C'E'x}$:

$$V_{C'E'x} = \frac{kT}{q} \cdot \ln\left(1 + \frac{1}{\beta_R}\right) \quad (3.29)$$

Se observă că expresia lui $V_{C'E'x}$ este independentă de tensiunea externă V_{CE} , este pozitivă și foarte mică (de ordinul a 3...10mV). Acum se va scrie relația (3.27) pentru $I_C=0$ și se va ține cont că $I_E = -I_B - I_C$:

$$V_{CEx} = V_{C'E'x} + r_E I_B \quad (3.30)$$

Practic relația (3.30) este un model al dependenței dintre tensiunea V_{CEx} și curentul I_B , cu parametrii de model $V_{C'E'x}$ extras deja cu relația (3.29) și parametrul r_E ce reprezintă panta dreptei. Așadar se vor ridica mai multe caracteristici de ieșire $I_C - V_{CE}$ la $I_{B1,2,3,\dots,n} = ct.$, și pentru fiecare caracteristică se va citi experimental tensiunea $V_{CEx1,2,3,\dots,n}$ de fiecare dată când $I_C=0$. Se plasează aceste puncte pe un sistem de axe carteziene. Se trasează dreapta de regresie printre aceste puncte. Panta acestei drepte furnizează parametrul r_E .

Se rescrie relația (3.27) înlocuind curentul I_E cu $I_E = -I_B - I_C$:

$$V_{CE} = V_{C'E'} + (r_E + r_C)I_C + r_E I_B \quad (3.31)$$

unde $I_B=ct.$ pentru o curba dată. Se derivează relația anterioară în raport cu I_C în punctul V_{CEx} , unde $I_C=0$. Cum $V_{C'E'x}$ este constant conform relației (3.29), rezultă:

$$\left. \frac{dV_{CE}}{dI_C} \right|_{V_{CEx}} = \underbrace{\left. \frac{dV_{C'E'}}{dI_C} \right|_{V_{CEx}}}_0 + (r_E + r_C) + 0 \quad (3.32)$$

Așadar panta curbei $I_C - V_{CE}$ în punctul V_{CEx} se calculează ca $\text{tg } \alpha$, apoi se calculează și rezistența serie de colector, r_C , luând în considerare valoarea anterioară a lui r_E , din relația:

$$\text{tg } \alpha = \frac{1}{r_E + r_C} \quad (3.33)$$

Se obțin valori foarte exacte pentru r_E și r_C cu aceste metode. Pentru rafinarea extracției lui r_C se pot ridica multe curbe $I_C - V_{CE}$ la $I_{B1,2,3,\dots,n} = ct.$, și pentru fiecare caracteristică se calculează diversele valori pentru $r_{C1,2,3,\dots,n}$ cu (3.33). În final se ia o valoare medie între aceste valori individuale r_{Ci} .

3.2.3. Efectul Early

Modelarea efectului Early

Un alt efect ce trebuie adăugat la modelul fundamental este efectul modulării grosimii regiunii neutre a bazei. Grosimea metalurgică a bazei este notată cu W_B în figura 3.8. Ea este dată de adâncimile de difuzie a bazei și emitorului. De exemplu, în figura 3.4 se constată că $W_B=3,5\mu\text{m}-2\mu\text{m}=1,5\mu\text{m}$. Din momentul polarizării tranzistorului, cele două regiuni de sarcină spațială - RSS dinspre emitor și dinspre colector consumă din regiunea neutră a bazei. Din fig. 3.8. se constată că grosimea regiunii neutre a bazei, W , depinde de tensiunile V_{BE} și V_{BC} prin intermediul extensiilor regiunilor de sarcină spațială, l_{pE} și l_{pC} :

$$W = W_B - l_{pE}(V_{BE}) - l_{pC}(V_{BC}) \quad (3.34)$$

Dependența grosimii regiunii neutre a bazei W de tensiunea V_{BC} când tensiunea V_{BE} este constantă, se numește *efect Early* și dependența de tensiunea V_{BE} se numește *efect Late*. SPICE 1 și 2 nu iau în considerare decât efectul Early.

Conform figurii 3.8 avem: $W = W_B - l_{pE}(V_{BE}) - l_{pC}(V_{BC})$. Am putea folosi pentru dependența $l_{pC} - V_{BC}$ formulele de calcul de la Dispozitive Electronice, dacă jonctiunea ar avea un profil abrupt al concentrațiilor de impurități. În practică această aproximație nu este valabilă, deoarece baza se obține prin procedee tehnologice de difuzie și redistribuire termică a impurităților, în urma cărora rezultă un profil oarecare de impurități.

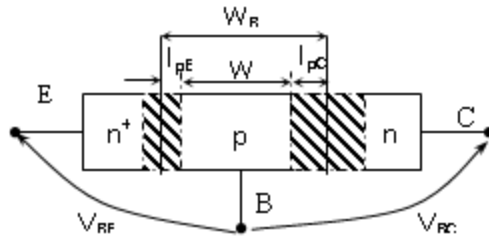


Figura.3.8. Dependența grosimii regiunii neutre a bazei de tensiunile aplicate pe terminale.

În consecință funcția $W(V_{BC})$ este necunoscută. Ea poate fi liniarizată prin dezvoltare în serie Taylor în jurul unui punct din vecinătatea lui $V_{BC}=0$:

$$W(V_{BC}) \cong W(0) + \left. \frac{\partial W}{\partial V_{BC}} \right|_{V_{BC}=0} \cdot V_{BC} + \dots \quad (3.35)$$

După prelucrări, avem succesiv:

$$W(V_{BC}) \cong W(0) \left[1 + \left(\frac{1}{W(0)} \cdot \left. \frac{\partial W}{\partial V_{BC}} \right|_{V_{BC}=0} \right) \cdot V_{BC} \right] = W(0) \left(1 + \frac{V_{BC}}{V_A} \right) \quad (3.36)$$

unde s-a notat prin definiție parametrul de model – tensiune Early – V_A cu:

$$V_A = \left(\frac{1}{W(0)} \cdot \left. \frac{\partial W}{\partial V_{BC}} \right|_{V_{BC}=0} \right)^{-1} \quad (3.37)$$

Dintre parametrii modelului Ebers-Moll fundamental, au de suferit parametrii I_S și β_F de pe urma efectului Early, [1]:

$$I_S(V_{BC}) = I_S(0) \cdot \frac{W(0)}{W(V_{BC})} \cong I_S(0) \left(1 - \frac{V_{BC}}{V_A} \right) \quad (3.38)$$

$$\beta_F(V_{BC}) = \beta_F(0) \cdot \frac{W(0)}{W(V_{BC})} \cong \beta_F(0) \left(1 - \frac{V_{BC}}{V_A} \right) \quad (3.39)$$

unde s-a folosit aproximația: $\frac{1}{1+x} \approx 1-x$, când $x \ll 1$, care provine tot dintr-o dezvoltare în serie Taylor.

Prin $I_S(0)$ se înțelege I_S măsurat la $V_{BC}=0$.

În cazul caracteristicii de ieșire, se exprimă curentul de colector în funcție de tensiunea V_{CE} din modelul Ebers-Moll varianta de injecție, scriind

$V_{BC}=V_{BE}-V_{CE}$:

$$I_C = \alpha_F I_{ES} \cdot \exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) - I_{CS} \cdot \left[\exp\left(\frac{q(V_{BE} - V_{CE})}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.40)$$

Polarizând tranzistorul cu $V_{BE}>0$, primul termen al relației (3.40), este o constantă pozitivă.

Când $V_{CE}>V_{BE}$ tranzistorul se află în RAN și al doilea termen al relației (3.40) este aproximativ egal cu curentul I_{CS} ; așadar în modelul fundamental avem o dependență aproximativ constantă a curentului de colector cu tensiunea V_{CE} . Relația simplificată a curentului de colector în RAN este

$$I_C = I_S \cdot \exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right), \text{ unde } I_S = \alpha_F I_{ES} \text{ și } I_S \text{ variază cu } V_{CE} \text{ din (3.38).}$$

Parametrii de model suplimentari față de modelul Ebers-Moll fundamental

Unicul parametru de model introdus de efectul Early este V_A și are valori de ordinul 10V ... 100V pentru tranzistoarele bipolare uzuale. Programele SPICE 3 sau de nivel mai înalt modelează efectul Early prin parametrul V_{AF} – tensiune Early directă (vechiul V_A) și efectul Late prin parametrul V_{AR} – tensiune Early inversă.

Extracția parametrilor de model

Utilă este zona de caracteristică din regim activ normal, cu o ușoară creștere a curentului I_C cu tensiunea V_{CE} . Extracția parametrului V_A se face de pe curbele I_C-V_{CE} , la $V_{BE}=\text{const.}$ pentru a elimina efectul Late. Când tranzistorul lucrează în RAN cu $V_{BE}>0$ și $V_{BC}<0$, se neglijează exponențialele de argument negativ. Inserând în modelul Ebers-Moll fundamental (3.16, 3.19) efectul Early (3.26) și relația $V_{BC}=V_{BE}-V_{CE}$, se obține:

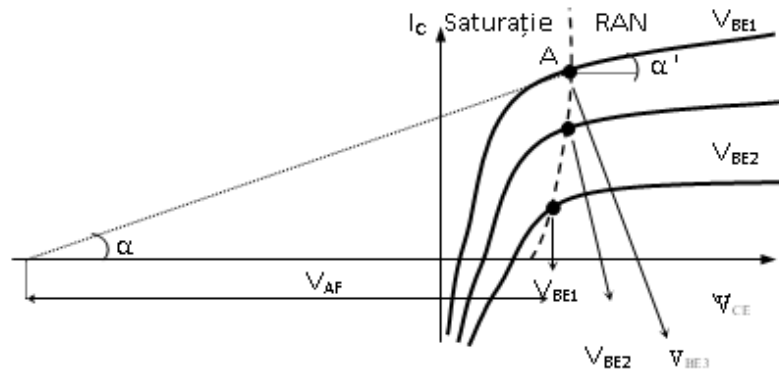


Figura. 3.9. Caracteristica de ieșire a unui tranzistor npn; extragerea tensiunii Early, V_A de pe caracteristici I_C-V_{CE} fiecare la $V_{BE_i}=\text{ct.}$

$$I_C \approx I_S(V_{BC}) \cdot \exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) = I_S(0) \cdot \exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) \cdot \left(1 - \frac{V_{BE}}{V_A} + \frac{V_{CE}}{V_A}\right) \quad (3.41)$$

Iată cum se extrage tensiunea Early: V_A reprezintă lungimea segmentului delimitat de intersecția extrapolării regiunii liniare a caracteristicii I_C - V_{CE} cu axa orizontală și de tensiunea V_{BE} la care s-a făcut măsurătoarea, fig. 3.9. Admitanța de ieșire în punctul A, notată cu parametri h în cataloage, este:

$$h_{oE} = \left. \frac{\partial I_C}{\partial V_{CE}} \right|_{V_{CE}=V_{BE}} \quad (3.42)$$

Cum α și α' sunt unghiuri corespondente egale, rezultă:

$$h_{oE} = \tan \alpha = \tan \alpha' = \frac{I_C|_{V_{CE}=V_{BE}}}{V_A} \Leftrightarrow V_A = \frac{I_C|_{V_{CE}=V_{BE}}}{h_{oE}} \quad (3.43)$$

Subprogramul PARTS al SPICE-ului preferă să extragă tensiunea Early prin intermediul conductanței sau mai bine zis admitanței de ieșire, h_{oE} , conform relației (3.43).

Efectul Early nu modifică circuitul echivalent al tranzistorului, ci impune o dependență liniară de tensiunea V_{BC} a parametrilor I_S și β_F .

Extragerea parametrului de model V_{AR} al efectului Late, se face din măsurători similare I_C - V_{CE} la $V_{BC} = \text{ct.} > 0$ și $V_{CE} < 0$ pentru a evita efectul Early și a intra în Regim Activ Invers, fig.3.10.

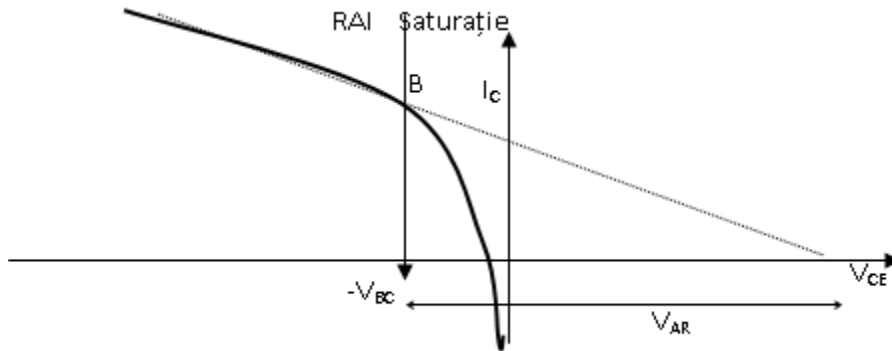


Figura. 3.10. Extragerea tensiunii Early inversă, V_{AR} .

Considerarea efectelor Early și Late în SPICE 3, afectează curentul de colector astfel:

$$I_C = I_{CT} \cdot \left(1 - \frac{V_{BC}}{V_{AF}} - \frac{V_{BE}}{V_{AR}} \right) - \frac{I_{CE}}{\beta_R} \quad (3.44)$$

Ecranul 2 al Parts-ului estimează tensiunea Early directă (V_{AF}) utilizând caracteristicile de ieșire I_C - V_{CE} . Modularea regiunii cvasineutre a bazei datorită tensiunii V_{BC} este luată în considerare și în modelul Gummel-Poon.

3.2.4. Efectul curenților de generare-recombinare

Modelarea curenților de generare-recombinare

Curenții de generare-recombinare reprezintă acea componentă de curent dată de generarea sau recombinarea perechilor electron-gol în regiunile de sarcină spațială ale celor două joncțiuni.

În cazul unei joncțiuni pn, curentul de generare-recombinare era dat de relația:

$$I_{gr-jonct} = I_{0gr} \cdot \left[\exp\left(\frac{qV_{jonct}}{2kT}\right) - 1 \right] \quad (3.45)$$

Deoarece la extracția parametrilor modelului fundamental se efectuau tot măsurători $\ln I_C, \ln I_B$ în funcție de $V_{BE} > 0$, la $V_{BC} = 0$, rezultă că parametrii de model extrași de pe fig. 3.3, curentul de saturație, I_S și β_F extrași din zona tensiunilor medii $V_{BE} > 0$, sunt aceiași și după considerarea efectului de generare-recombinare; în plus, fiind măsurate în condiții de $V_{BC} = 0$, ei erau exact $I_S(0)$ și $\beta_F(0)$, parametrii necesari și efectului Early (ecuațiile 3.38, 3.39).

Făcând $V_{BC} = 0$, efectul curenților de generare-recombinare se face simțit doar asupra curentului I_B , conform teoremei Kirchhoff I în nodul bazei:

$$I_B = I_S \cdot \left[\exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) - 1 \right] + C_2 I_S \cdot \left[\exp\left(\frac{qV_{BE}}{n_{EL} kT}\right) - 1 \right] \quad (3.49)$$

În virtutea unor prelucrări numerice, relația (3.49) poate fi scrisă pentru curentul de bază astfel:

$$I_B = \begin{cases} I_S \cdot \exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) & \text{la } V_{BE} \text{ mari} \\ C_2 I_S \cdot \exp\left(\frac{qV_{BE}}{n_{EL} kT}\right) & \text{la } V_{BE} \text{ mici} \end{cases} \quad (3.50)$$

Mai întâi să dăm justificarea numerică a aproximației (3.50). Să presupunem că $C_2 = 10^4$ și $n_{EL} = 2$.

$$\text{Pentru } V_{BE} = 6kT/q = 0,15V \rightarrow I_B = e^6 + 10^4 \cdot e^3 \cong 403 + 10^4 \cdot 20 \cong 10^4 \cdot 20$$

$$\text{Pentru } V_{BE} = 12kT/q = 0,3V \rightarrow I_B = e^{12} + 10^4 \cdot e^6 \cong 162000 + 10^4 \cdot 406 \cong 10^4 \cdot 406$$

$$\text{Pentru } V_{BE} = 24kT/q = 0,6V \rightarrow I_B = e^{24} + 10^4 \cdot e^{12} \cong 2,6 \cdot 10^{10} + 10^4 \cdot 1,62 \cdot 10^5 \\ \cong 2,6 \cdot 10^{10}$$

Parametrii C_2 și n_{EL} se extrag de pe curba $\ln I_B$ din zona tensiunilor mici: $\ln(C_2 I_S)$ la intersecția extrapolării liniare a dreptei $\ln I_B$ la tensiuni mici cu axa verticală și din panta aceleiași drepte rezultă $1/n_{EL}$. Analog se extrag parametrii C_4 și n_{CL} de pe curbele $\ln I_E, \ln I_B$ în funcție de $V_{BC} > 0$ de valori medii și mici, la $V_{BE} = 0$.

La curenți mici se pot intersecta graficele $\ln I_B$ cu $\ln I_C$ cu $\ln \beta_F = 0$ deci $\beta_F = 1$, apoi la tensiuni și mai mici β_F devine subunitar, ce-i drept un fapt cu totul neplăcut din punct de vedere al proprietăților de amplificare ale tranzistorului.

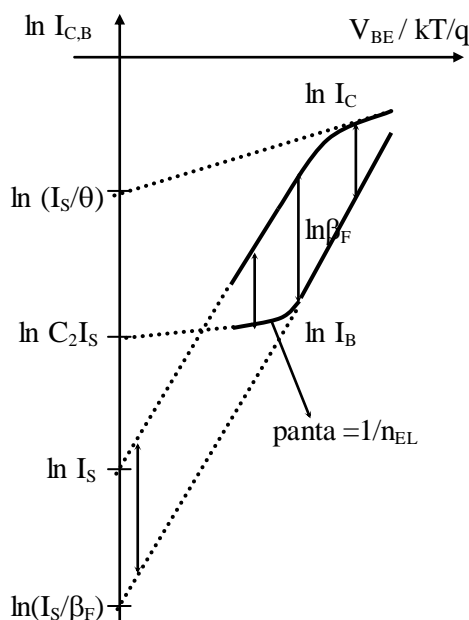


Figura. 3.12. Extragerea parametrilor de model de pe curbele $\ln I_{C,B} - V_{BE}$ la $V_{BC} = 0$.

La ecranul III al Parts se completează cutia “Device curve” utilizând graficul $h_{21E}-I_C$ pentru tranzistorul dorit. Se estimează parametrii modelului Gummel-Poon – IKF și NK pentru nivele mari de injecție la joncțiunea Bază-Emitor, parametrul cunoscut din modelul Ebers-Moll fundamental ca fiind $-\beta_{FM}=BF$, apoi parametrii ISE și NE corespunzători curenților de generare-recombinare. La ecranul IV Parts, se estimează alți parametri pentru modelul Ebers-Moll fundamental $\beta_{RM} = BR$, apoi parametrii I_{SC} , n_{CL} , corespunzători curentului de generare-recombinare de la joncțiunea Bază-Colector.

3.2.5. Efectul de nivel mare de injecție

Modelarea efectului nivelelor mari de injecție

Din punct de vedere experimental, la tensiuni V_{BE} mari, se constată o atenuare a creșterii curentului de colector. El nu va mai fi proporțional cu $\exp(qV_{BE}/kT)$, ci cu $\exp(qV_{BE}/2kT)$. Modelul Ebers-Moll nu ia în considerație decât efectul de nivele mari de injecție la nivelul joncțiunii BE, deoarece în cele mai multe aplicații tranzistorul lucrează în RAN, doar cu prima joncțiune direct polarizată. Acest efect este luat în considerare în modelul Gummel-Poon, inclusiv în programele SPICE 3 și la nivelul joncțiunii BC, deoarece se poate întâmpla ca tranzistorul să lucreze în RAI sau saturație, cazuri în care $V_{BC}>0$, cu posibilitatea inducerii și aici a nivelelor mari de injecție.

Să căutăm explicația mai întâi în modelele fizice. Studii experimentale pe joncțiuni pn au arătat că curentul de difuzie are o dependență de tipul:

$$I_{dif} = \begin{cases} I_S \cdot \exp\left(\frac{qV_J}{kT}\right) & \text{la } V_J \text{ mici și medii} \\ I_S' \cdot \exp\left(\frac{qV_J}{2kT}\right) & \text{la } V_J \text{ mari} \end{cases} \quad (3.51)$$

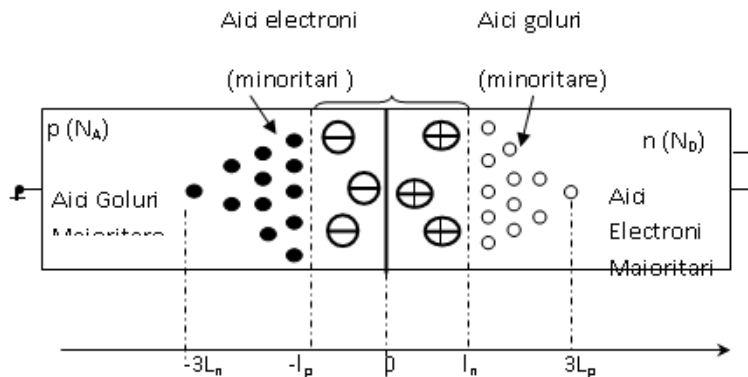


Figura. 3.13. Injecția de purtători la nivelul joncțiunii pn.

În toate cazurile trebuie îndeplinite 2 relații:

- Aproximația de cuasi-echilibru: $p_n \cdot n_n = n_i^2 \cdot \exp\left(\frac{qV_J}{kT}\right)$ (3.52)

- Conservarea sarcinii: după injecție excesul de goluri atrage un exces egal de purtători majoritari (electroni în zona n), astfel încât sarcina lor globală să fie nulă, ca înainte de polarizarea joncțiunii. Spre exemplu în zona n:

$$\Delta p_n = \Delta n_n \text{ la } x=l_n \quad (3.53)$$

La nivele mici de injecție, pentru V_J mică sau medie, concentrațiile de purtători minoritari injectați în joncțiunea vecină este încă mult mai mică decât doparea zonei n, fig.3.13:

$$p_n|_{l_n} \ll n_n|_{l_n} \approx N_D \quad (3.54)$$

Fie spre exemplu doparea zonei n, $N_D=10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Când nivelele de injecție sunt mici, golurile injectate la coordonata $x=l_n$ se află în concentrație superioară valorii de echilibru, $p_{n0}=n_i^2/N_D=10^4 \text{ cm}^{-3}$, dar mai mică (de cel puțin de zece ori) decât doparea N_D .

Pentru o joncțiune pn se obține următoarea soluție pentru concentrația de goluri difuzate din zona n:

$$p_n(x) = p_{n0} + C_2 \cdot \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right) \quad (3.55)$$

În condiții de nivele mici de injecție, aproximația de cuazi-echilibru furnizează condiția la limită:

$$p_n(l_n) = p_{n0} \cdot \exp\left(\frac{qV_J}{kT}\right), \text{ ce atrage constanta de integrare:}$$

$$C_2 = \frac{p_{n0} \cdot \exp\left(\frac{qV_J}{kT}\right) - p_{n0}}{\exp(-l_n/L_p)} \quad (3.56)$$

În condiții de nivel mare de injecție, concentrația purtătorilor minoritari injectați o egalează, sau chiar o depășește pe cea a purtătorilor majoritari la coordonata $x=l_n$. Să presupunem că o depășește de 10 ori, adică $p_n|_{l_n} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Excesul de goluri este $10^{17}-10^4$, practic 10^{17} . Conform legii conservării sarcinii, acest exces atrage un exces al purtătorilor majoritari egal cu: $n_n|_{l_n} = \Delta n + n_{n0} = 10^{17} + 10^{16} \approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Iată că la nivele mari de injecție trebuie ca: $p_n|_{l_n} = n_n|_{l_n}$, concentrația majoritarilor nu mai este egală cu doparea ci cu excesul de minoritari. Această condiție înlocuită în aproximația de cuazi-echilibru dă: $p_n|_{l_n} = n_i \exp\left(\frac{qV_J}{2kT}\right)$, ceea ce atrage constanta de

$$\text{integrare: } C_2 = \frac{n_i \cdot \exp\left(\frac{qV_J}{2kT}\right) - p_{n0}}{\exp(-l_n/L_p)} \quad (3.57)$$

Curentul de difuzie de goluri, este conform ecuațiilor de transport:

$$I_{\text{dif}}(l_n) = -qA_j D_p \left. \frac{\partial p_n}{\partial x} \right|_{x=l_n} \quad (3.58)$$

Înlocuind C_2 din (3.56), (3.57) în concentrația (3.55) rezultă din (3.58) curentul:

$$I_{\text{dif}} = qA_j \frac{D_p p_{n0}}{L_p} \cdot \left[\exp\left(\frac{qV_J}{kT}\right) - 1 \right] \text{ pentru nivel mic de injecție} \quad (3.59)$$

$$I_{\text{dif}} = qA_j \frac{D_p n_i}{L_p} \cdot \left[\exp\left(\frac{qV_J}{2kT}\right) - \frac{n_i}{N_D} \right] \text{ pentru nivel mare de injecție} \quad (3.60)$$

Iată justificarea relației (3.51).

Efectul *nivelelor mari de injecție* nu modifică circuitul echivalent al

tranzistorului, ci introduce un parametru suplimentar θ , cu ajutorul căruia se modelează curentul de saturație:

$$I_S(V_{BE}) = \frac{I_S|_{V_{BE}=0}}{1 + \theta \exp\left(\frac{qV_{BE}}{2kT}\right)} \quad (3.61)$$

Modelul anterior a fost ales pe criterii empirice, jonglând cu valoarea parametrului θ , astfel încât curentul I_C să respecte modelele fizice (3.51). În Regim Activ Normal, când curentul de colector se va putea modela cu relația simplificată (3.19), vom avea:

$$\text{La tensiuni } V_{BE} \text{ mici: } I_C = \frac{I_S(0) \exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right)}{1 + \underbrace{\theta \exp\left(\frac{qV_{BE}}{2kT}\right)}_{\text{neglijab}}} \approx I_S(0) \exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) \quad (3.62)$$

deoarece lui θ i se dau valori mici, de ordinul 10^{-6} , care ține produsul $\theta \exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right)$ la valori mult mai mici decât 1, astfel încât la numitor rămâne $1+0,0000 = 1$.

$$\text{La valori } V_{BE} \text{ mari: } I_C = \frac{I_S(0) \exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right)}{\underbrace{1}_{\text{neglijab}} + \theta \exp\left(\frac{qV_{BE}}{2kT}\right)} \approx \frac{I_S(0)}{\theta} \exp\left(\frac{qV_{BE}}{2kT}\right) \quad (3.63)$$

spre exemplu la $V_{BE} = 0,8V$ rezultă $\theta \exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) = 10^{-6} \times 8,8 \times 10^6 = 8,8 \gg 1$ și în acest caz se neglijează 1 în raport cu exponențiala de la numitor.

Parametrii de model introduși suplimentar

Efectul nivelelor mari de injecție introduce 1 parametru de model: θ , adimensional, cu valori tipice de $10^{-5} \dots 10^{-7}$.

Extragerea parametrului de model

Extracția parametrului de model se efectuează tot de pe măsurătorile $\ln I_C$ în funcție de $V_{BE} > 0$, tot la $V_{BC} = 0$, din zona tensiunilor mari. În acest fel nu sunt deranjați deloc vechii parametri ai modelului fundamental, I_S și β_F . Dacă se prelungeste dreapta $\ln I_C$ din regiunea cu pantă $1/2$ până intersectează axa verticală, rezultă valoarea " $\ln(I_S/\theta)$ " și se poate calcula θ , știindu-l apriori pe I_S , fig.3.12.

Două efecte conduc la scăderea factorului de amplificare, β_F , ca în fig. 3.14. În regiunea curenților mici de colector, β_F scade datorită efectului generării-recombinării în RSS. În regiunea curenților mari de colector, se instalează nivelele mari de injecție, iar β_F scade ca distanță între $\ln I_C$ și $\ln I_B$ în fig. 3.12. În regiunea de palier a lui β_F , a curenților medii unde β_F ia valoarea maximă, este suficientă modelarea Ebers-Moll fundamentală.

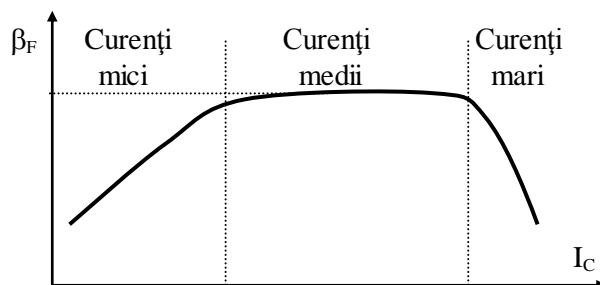


Figura. 3.14. Dependența factorului de transfer, β_F , de curenții de colector I_C la $V_{BC}=0$.

3.3. Modelarea regimului dinamic al tranzistorului bipolar

3.3.1. Modelarea capacităților de tranziție

Problema modelării capacităților de tranziție (sau de barieră), a celor două joncțiuni, C_{TE} (pentru joncțiunea Bază-Emitor) și C_{TC} (pentru joncțiunea Bază-Colector) se pune în aceeași manieră ca și la joncțiunea pn. Din punct de vedere fizic ele modelează variația sarcinii ionilor pozitivi și negativi din regiunile de sarcină spațială. Dacă se ține cont și de efectul rezistențelor serie, aceste capacități se pot exprima în funcție de căderile de tensiune pe joncțiunile tranzistorului intrinsec, $V_{B'E'}$, $V_{B'C'}$, astfel:

$$\begin{cases} C_{TE} = \frac{C_{TE0}}{\left(1 - \frac{V_{B'E'}}{\Phi_E}\right)^{m_E}} \\ C_{TC} = \frac{C_{TC0}}{\left(1 - \frac{V_{B'C'}}{\Phi_C}\right)^{m_C}} \end{cases} \quad (3.64)$$

unde semnificația parametrilor de model este următoarea: C_{TE0} , C_{TC0} reprezintă valorile capacității joncțiunilor nepolarizate; Φ_E , Φ_C , reprezintă diferențele interne de potențial ale joncțiunilor B-E, respectiv B-C; m_E , m_C reprezintă factori numerici ce modelează profilul distribuției de impurități a celor două joncțiuni. Parametrii m_E , m_C sunt adimensionali și iau valori între 0 și 1. Pentru joncțiunile cu profil abrupt al concentrației de impurități iau valoarea 1/2, iar pentru joncțiunile liniar gradate iau valoarea 1/3.

În programele de tip SPICE există posibilitatea accidentală ca variabilei $V_{B'E'}$ să i se atribue valoarea Φ_E sau lui $V_{B'C'}$ valoarea Φ_C . În fig. 3.15 se reprezintă pe sistemul de axe capacitatea de tranziție în funcție de tensiunea pe joncțiune, C_T-V' (unde V' poate fi ori $V_{B'E'}$ ori $V_{B'C'}$): curba experimentală a capacității, curba modelată cu relația (3.64) și curba (3.65) ce reprezintă o modelare de compromis în SPICE. Se observă că pentru $V' < \Phi/2$ curba (3.64) se suprapune foarte bine peste modelul experimental. Pentru $V' > \Phi/2$ modelul (3.64) se abate mult de la experiment și tinde asimptotic la infinit. Motivul este nerespectarea unor aproximații admise în teorie, la tensiuni directe mari în vecinătatea lui Φ_E și Φ_C . Ar trebui rezolvată de la început ecuația lui Poisson, fără a mai neglija concentrațiile de electroni și goluri. Din păcate rezultatele matematice sunt niște integrale ce se pot extrage doar numeric - extrem de incomode. Atunci, în SPICE, s-a adoptat următorul model: pentru tensiuni $V' > \Phi/2$ caracteristica C_T-V' să fie reprezentată de tangenta la curba (3.64) în punctul $V' = \Phi/2$, adică:

$$\begin{cases} C_{TE} = 2^{m_E} \cdot C_{TE0} \cdot \left[2m_E \cdot \frac{V_{B'E'}}{\Phi_E} + (1 - m_E) \right] & - \text{pt. } V_{B'E'} \geq \Phi_E \cdot \Phi_E \\ C_{TC} = 2^{m_C} \cdot C_{TC0} \cdot \left[2m_C \cdot \frac{V_{B'C'}}{\Phi_C} + (1 - m_C) \right] & - \text{pt. } V_{B'C'} \geq \Phi_C \cdot \Phi_C \end{cases} \quad (3.65)$$

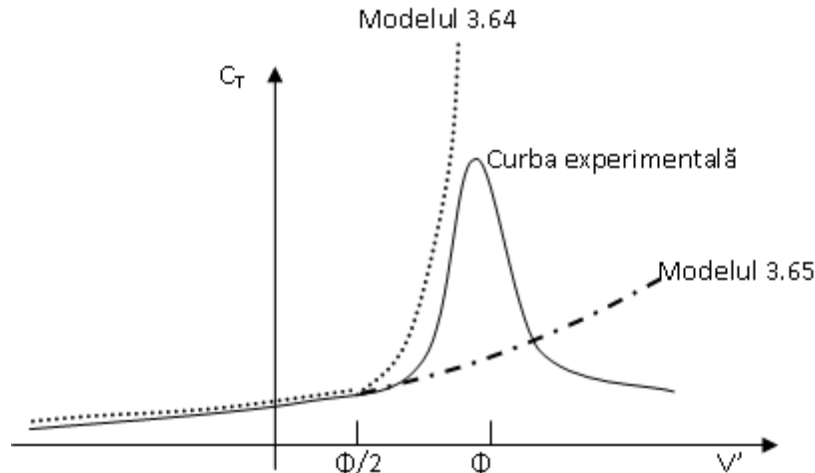


Figura. 3.15. Modelele capacității de tranziție pentru una dintre joncțiunile tranzistorului bipolar.

Se observă introducerea a încă 2 parametri de model suplimentari, FE și FC reprezentând fracțiunile din diferențele interne de potențial de la care se trece de la modelul (3.64) la modelul (3.65). Acești parametri adimensionali au valori deja setate la $1/2$, ele putând fi modificate în subprogramul PARTS al SPICE-ului la alte valori subunitare, când se dorește o precizie sporită. Ceilalți parametri de model (C_{TE0} , C_{TC0} , Φ_E , Φ_C , m_E , m_C) se extrag prin metodele curbelor de regresie din măsurători în polarizare inversă a celor două joncțiuni, pentru a anula efectul capacităților de difuzie.

Avantajele acestei modelări în SPICE sunt: simplitatea modelului, utilizarea unei funcții de gradul I - modelul (3.65) - ce sporește viteza de calcul, ocolirea situațiilor de nedeterminare când $C_T \rightarrow \infty$. Dezavantajul major este că modelul (3.65) este încă departe de modelul experimental. Chiar dacă greșim față de realitate cu 1-10pF la capacitatea de tranziție, de fapt greșim la a treia sau la a patra zecimală la capacitatea totală a joncțiunii. Așadar, modelul (3.65) nu este nici măcar un model de fitare, ci este mai degrabă un model de “cruțare”, cu ajutorul căruia SPICE-ul manevrează rapid o funcție simplă - cea liniară, generând erori moderate dar nu catastrofice în evaluarea lui C_T , ceea ce nu este supărător la tensiuni pozitive mari.

Un alt aspect al modelării capacităților de tranziție pentru tranzistorul bipolar integrat npn îl reprezintă caracterul distribuit al capacității joncțiunii Bază-Colector, C_{TC} . După cum se știe rezistența serie a bazei, r_B , are o valoare mare tocmai pentru că ocolește pe dedesubt difuzia emitorului, fig. 3.4. De aceea o modelare rafinată ar trebui să considere ansamblul $C_{TC}-r_B$ ca o linie de propagare cu constante distribuite.

Tot un mod simplificat de modelare desparte capacitatea C_{TC} doar în 2 subcomponente (fig.3.16): una de valoare $r \cdot C_{TC}$ legată între B' și C' și cealaltă de valoare $(1-r) \cdot C_{TC}$ legată între B și C' .

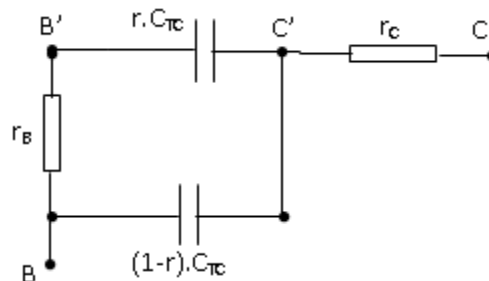


Figura. 3.16. Modelarea caracterului distribuit al capacității C_{TC} .

Această perfecționare a modelului capacității de tranziție se face cu prețul introducerii unui nou parametru de model r , cu valori cuprinse între 0 și 1. Acest parametru poate fi extras cu dificultate de către un foarte fin tehnolog.

Ecranul V al Parts estimează parametrii de model CJC și MJC ai capacității de tranziție pentru joncțiunea bază-colector, invers polarizată. Valoarea lui FC este setată la valoarea uzuală pentru tranzistoarele pe siliciu, ca 0.5. Valoarea parametrului VJC este dictată de tehnologie și în consecință constantă la o tehnologie dată.

Ecranul VI al Parts estimează parametrii CJE și MJE ai capacității de tranziție pentru joncțiunea bază-emitor invers polarizată.

3.3.2. Modelarea capacității de difuzie

Capacitățile de difuzie modelează variația sarcinilor mobile în exces, asociate curentului de difuzie I_{CT} . În fapt, aceste sarcini în exces față de echilibrul termic, sunt purtători injectați din joncțiunea vecină și în consecință au statut de purtători minoritari. Pentru modelarea capacităților de difuzie a emitorului și colectorului se pornește de la definiția capacității:

$$C_{DE} = \frac{Q_{DE}}{V_{BE'}}; \quad C_{DC} = \frac{Q_{DC}}{V_{BC'}} \quad (3.66)$$

unde în relația de mai sus s-a lucrat cu tensiunile $V_{BE'}$ și $V_{BC'}$, fapt ce arată că s-a ținut cont și aici de rezistențele serie. Sarcina Q_{DE} este reprezentată de produsul dintre curentul I_{CC} (I_{CC} dat de relația 3.13) și timpul de tranzit direct τ_F . Acest timp are următoarele subcomponente: τ_E – timpul în care sarcinile emise de emitor parcurg regiunea neutră a zonei E, τ_{EB} – timpul de tranzit al purtătorilor de sarcină prin regiunea de sarcină spațială a joncțiunii EB, τ_B – timpul de tranzit prin regiunea neutră a bazei, τ_{CB} – timpul de tranzit prin regiunea de sarcină spațială a joncțiunii CB.

Sarcina Q_{DC} este reprezentată de produsul dintre curentul I_{EC} și timpul de tranzit invers, τ_R , cu următoarele subcomponente: τ_C , τ_{CB} , τ_{BR} și τ_{EB} având o semnificație analoagă a timpilor de parcurgere de către sarcinile mobile, dar de data aceasta în sens invers, adică dinspre Colector spre Emitor. Așadar, modelarea capacităților de difuzie introduce încă doi parametri de model – τ_F și τ_R :

$$C_{DE} = \tau_F \cdot \frac{I_{CC}}{V_{BE'}}; \quad C_{DC} = \tau_R \cdot \frac{I_{EC}}{V_{BC'}} \quad (3.67)$$

Capacitățile de difuzie C_{DE} și C_{DC} nu se pot măsura experimental. Singurul mod în care ele ar putea fi puse în evidență ar utiliza regimul de saturație, cu ambele joncțiuni polarizate direct, pentru a evita capacitățile de tranziție. Inconvenientul constă în imposibilitatea de a localiza spațial, în mod distinct, cele două capacități C_{DE} și C_{DC} , deoarece purtătorii mobili în exces sunt distribuiți de-a lungul întregii structuri.

Timpul de tranzit direct se extrage în funcție de frecvența de tăiere (parametru de catalog) după următoarea relație simplificată, [1]:

$$\tau_F \cong \frac{1}{2\pi f_T} \quad (3.68)$$

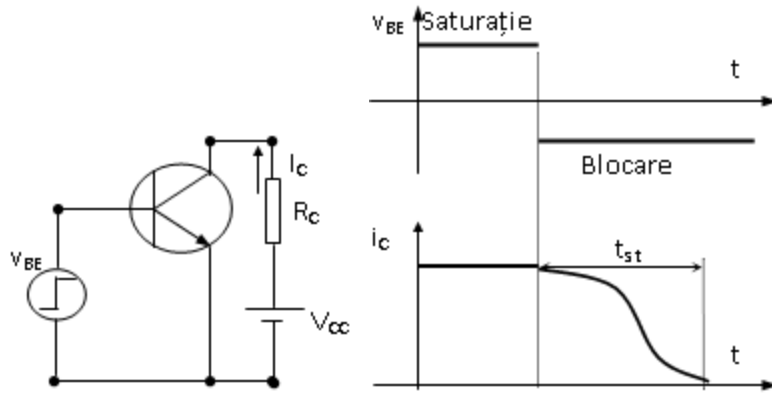


Fig. 3.17. Măsurarea timpului de stocare, t_{st} , când tranzistorul comută din regim de saturație în regim de blocare.

Pentru timpul de tranzit invers se realizează măsurători în regim de comutație, conform schemei din fig.3.17. Scăderea tensiunii V_{BE} aduce tranzistorul din saturație în blocare. Se măsoară timpul de stocare, t_{st} , ca în figura 3.17.

Alături de timpul de tranzit direct extras anterior, se calculează timpul de tranzit invers cu următoarea relație, [4]:

$$\tau_R = \frac{1 - \alpha_F \alpha_R}{\alpha_R} \cdot t_{st} - \frac{\alpha_F}{\alpha_R} \cdot \tau_F \quad (3.69)$$

Începând de la varianta SPICE2, se ține cont de variația parametrului τ_F cu tensiunea V_{BC} . Este vorba de manifestarea efectului Early asupra lui τ_F , în mod expres asupra componente τ_B , [1]. Programele SPICE2 modelează dependența timpului τ_F în funcție de tensiunea V_{BC} astfel, [2]:

$$\tau_F = TF \cdot \left[1 + XTF \cdot \exp\left(\frac{V_{BC}}{1.44 \cdot V_{TF}}\right) \left(\frac{IS(e^{qV_{BE}/N_F K T} - 1)}{IS(e^{qV_{BE}/N_F K T} - 1) + ITF} \right)^2 \right] \quad (3.70)$$

Apoi capacitățile de difuzie de emitor și de colector sunt modelate cu relațiile:

$$C_{DE} = \frac{\partial}{\partial V_{BE}} \cdot \left[\tau_F \cdot \frac{IS}{q_b} (e^{qV_{BE}/N_F K T} - 1) \right] \quad (3.71)$$

$$C_{DC} = TR \cdot \frac{q IS}{2kT} \cdot e^{qV_{BC}/2kT} \quad (3.72)$$

unde q_b este sarcina normalizată din modelul Gummel-Poon, ce modelează efectele Early, Late și nivelele mari de injecție, [1]:

$$q_b = \frac{q_1}{2} \cdot (1 + \sqrt{1 + 4q_2}) \quad (3.73)$$

$$q_1 = \left(1 - \frac{V_{BC}}{V_{AF}} - \frac{V_{BE}}{V_{AR}} \right)^{-1} \quad (3.74)$$

$$q_2 = \frac{IS}{IKF} \cdot (e^{qV_{BE}/N_F K T} - 1) + \frac{IS}{IKR} \cdot (e^{qV_{BC}/N_R K T} - 1) \quad (3.75)$$

Parametrii de model introduși suplimentar sunt:

T_F (notat cu TF în SPICE 2) – este timpul de tranzit direct la tensiuni V_{BC} mici;

N_F (notat cu N_K în SPICE 2) – este coeficientul de emisie direct în zona de cot;

N_R (apare doar în SPICE 3) – este coeficientul de emisie invers în zona de cot; în SPICE2 se ia implicit $N_R = 2$;

IKF / IKR – este curentul de cot direct / invers;

XTF – este coeficientul dependenței lui τ_F de condițiile de polarizare;

VTF – este tensiunea ce modelează dependența lui τ_F de V_{BC} ;

ITF – este curentul de la care se ia în considerare dependența lui τ_F de V_{BC} .

Ecranul VII al Parts estimează timpul de tranzit invers, care estimează întârzierea din momentul în care tranzistorul comută din saturație în blocare. Parametrul TR acționează ca un factor de multiplicare, fără să schimbe forma curbei afișate pe ecrane. Se folosește timpul de stocare, t_{st} la curentul de colector indicat în catalog.

Ecranul VIII al Parts estimează parametrul TF. De asemenea valoarea parametrului TF controlează timpii de creștere și de cădere din regimurile de comutare, care reprezintă un alt mod de măsură a vitezei tranzistorului. Ceilalți parametri de model sunt setați la valori uzuale pentru tranzistoarele bipolare.

3.4. Circuitul echivalent complet al modelului Ebers-Moll

Recapitulând pașii efectuați în modelarea tranzistorului bipolar, putem constata că studiul regimului static a pornit de la modelul Ebers – Moll fundamental, după care pe principiul superpoziției, s-au adăugat o serie de efecte reale: efectul curenților de generare-recombinare, efectul nivelului mare de injecție, efectul Early, efectul rezistențelor serie. Modelarea dinamică a tranzistorului bipolar a abordat capacitățile asociate joncțiunilor din tranzistorul bipolar integrat.

Pentru a încheia într-o formă unitară, în fig. 3.18, se prezintă circuitul echivalent complet al tranzistorului bipolar, reunind atât elementele de regim static, cât și cele de regim dinamic.

Parametrii de model introduși în regimul static Ebers – Moll:

- Modelul fundamental: I_S , β_{FM} , β_{RM} .
- Efectul curenților de generare-recombinare: C_2 , n_{EL} , C_4 , n_{CL} .
- Efectul nivelului mare de injecție: θ .
- Efectul Early: V_A .
- Efectul rezistențelor serie: r_E , r_B , r_C .

În total 12 parametri.

Parametrii de model introduși în regimul dinamic Ebers – Moll:

- Efectul capacităților de tranziție: C_{TE} , Φ_E , m_E , FE , C_{TC} , Φ_C , m_C , FC , r .
- Efectul capacităților de difuzie: τ_F , τ_R .
- Efectul capacității de substrat: C_{CS} .

În total 12 parametri.

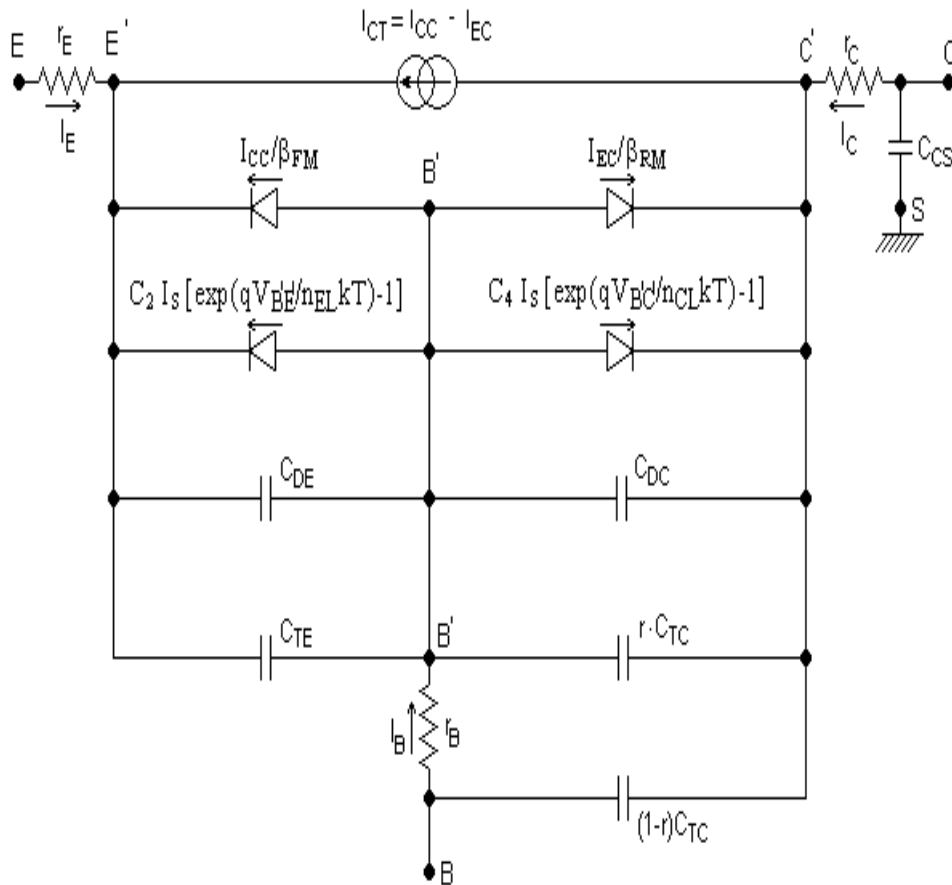


Figura. 3.18. Circuitul echivalent complet Ebers – Moll al tranzistorului bipolar.

În concluzie, modelul Ebers-Moll descrie funcționarea tranzistorului bipolar prin utilizarea a 24 de parametri de model.

Parcurgand cele 8 ecrane ale Parts-ului, se încheie extractia numerica a setului complet de parametri de model pentru un tranzistor bipolar. Parts-ul genereaza un fisier cu extensia .mod (de la model), precum 2N2222.mod.

Acest fisier este preluat de programul SPICE ori de cate ori are de simulat un tranzistor bipolar cu codul respectiv.