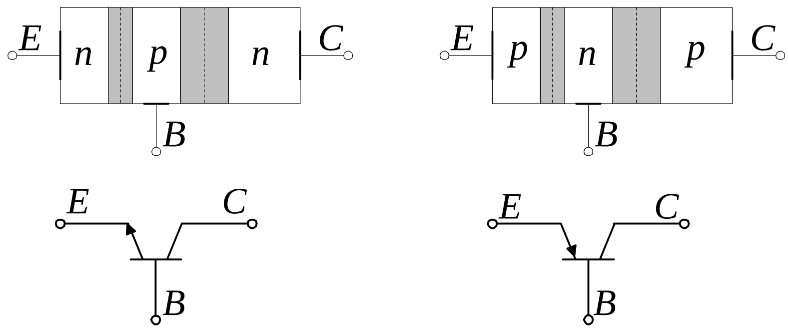
4 TRANZYSTORY BIPOLARNE

4.1. BUDOWA I DZIAŁANIE TRANZYSTORÓW BIPOLARNYCH

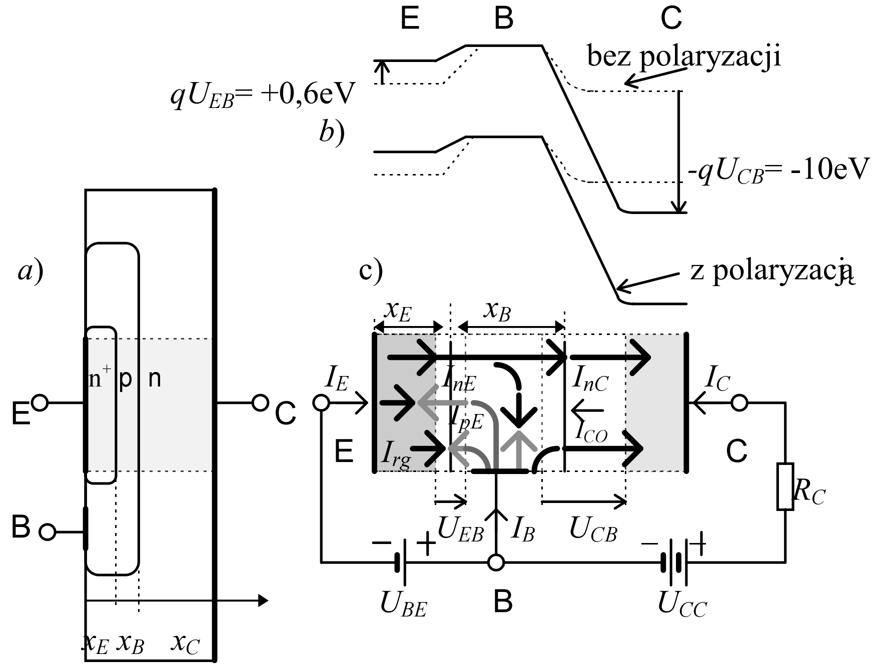
4.1.1. Struktury złączowe tranzystorów

Tranzystor bipolarny jest trójelektrodowym przyrządem półprzewodnikowym zbudowanym z dwóch złączy p-n lub n-p wykonanych w jednym krysztale, odległych nie więcej niż 1 μm w strukturze n-p-n lub p-n-p przez które płyną prądy obu typów nośników: elektronów i dziur - stąd określenie: *tranzystor bipolarny* (rys.4.1). Złącza te rozgraniczają trzy obszary neutralne tranzystora: emitera (E), bazy (B) i kolektora (C) - każdy obszar ma własną elektrodę zewnętrzną. Nośnikami prądu w bazie tranzystora n-p-n są dziury, a w tranzystorze p-n-p - elektrony.



Rys.4.1. Struktury n-p-n i p-n-p tranzystorów bipolarnych oraz ich symbole układowe: E-emiter, C-kolektor, B-baza

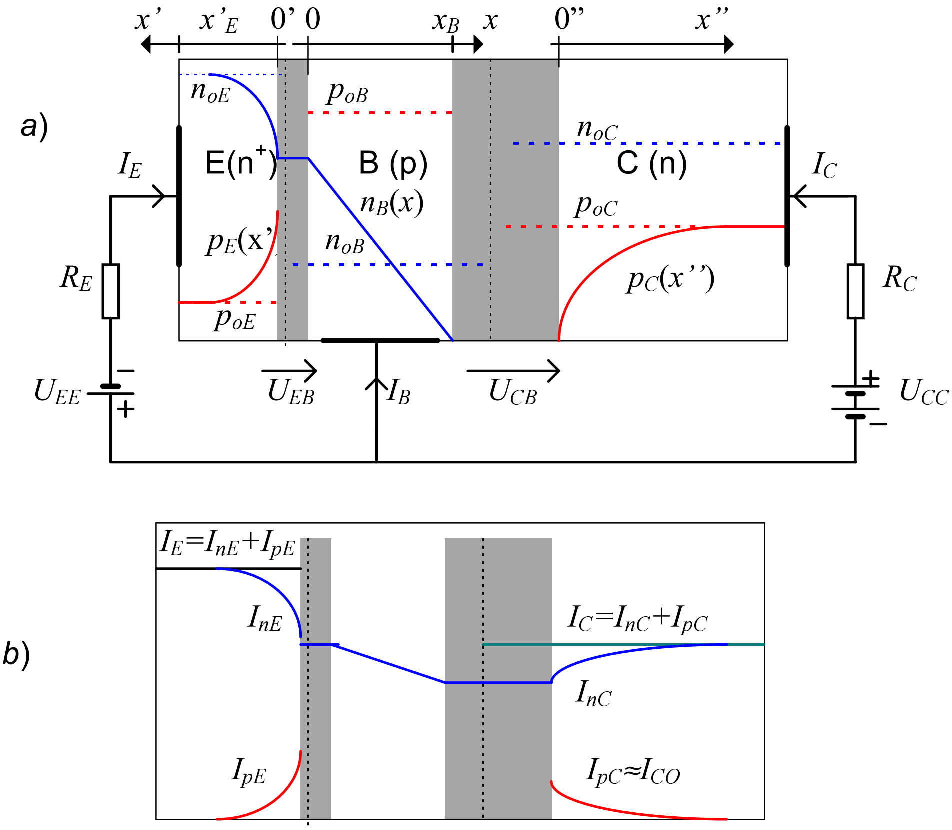
Zasada działania obu typów tranzystora jest jednakowa: nośniki mniejszościowe wstrzyknięte z emitera ponad obniżoną barierą spolaryzowanego przewodząco złącza E-B do bazy, dyfuzyjnie przemieszczają się przez jej obszar neutralny, aż zostaną porwane polem elektrycznym złącza B-C, aby dotrzeć w miarę bez strat rekombinacyjnych do elektrody kolektora (rys.4.2). Różnica polega jedynie na tym, że w tranzystorze o strukturze n-p-n prąd nośników mniejszościowych, płynący przez bazę, tworzą elektrony, a w tranzystorze o strukturze p-n-p - dziury. Tranzystor bipolarny pracuje efektywnie jako wzmacniacz w *stanie aktywnym normalnym*, w którym złącze emiterowe spolaryzowane jest przewodząco ($U_{BE} > 0$), a kolektorowe zaporowo ($U_{BC} < 0$). Ta efektywność uwarunkowana jest grubością bazy x_B, która powinna być dużo mniejsza niż droga dyfuzji nośników mniejszościowych wstrzykniętych do bazy L_{nB} ($x_B << L_{nB}$), zaś koncentracja nośników większościowych w emiterze powinna być dużo większa niż w bazie.



Rys.4.2. *a*). Przekrój planarnego tranzystora bipolarnego n-p-n, *b*). Diagram pasm energetycznych, *c*). Jego jednowymiarowy model przy polaryzacji do pracy w układzie wzmacniającym u_{EB}>0 i u_{CB}<0 (z zaznaczonymi strumieniami elektronów i dziur)

Również w kolektorze powinno być (w stanie równowagi termodynamicznej) mniej nośników większościowych niż w emiterze: $n_{oC} << n_{oE}$, a zatem bardziej efektywne są niesymetryczne struktury n$^+$-p-n (rys.4.3a). Ponadto, obszar złącza kolektorowego skuteczniej zbiera elektrony, gdy jest kilkakrotnie większy od złącza emiterowego. Powyższe warunki są najłatwiejsze do spełnienia w technologii epiplanarnej tranzystorów krzemowych. W tych warunkach pracy, zgodnie z teorią złącza p-n, złącze emiterowe ma niewielką rezystancję - kilkunastu omów, natomiast spolaryzowane zaporowo złącze kolektorowe ma dużą rezystancję - kilka megaomów - ale tylko wtedy, gdy w obwodzie emitera nie płynie żaden prąd. Podczas pracy w konfiguracji wspólnej bazy (rys.4.2) złącze emiterowe efektywnie wstrzykuje duży strumień elektronów do neutralnego obszaru bazy.

Strumień ten tworzy prąd elektronowy emitera I_{nE} - przeciwnie skierowany do kierunku strumienia. Jest to zasadniczy prąd tranzystora - tzw. *prąd sprzężenia*.



Rys. 4.3. *a*). Rozkłady nośników, *b*). Rozkłady prądów dyfuzyjnych w tranzystorze n+-p-n przy pracy w stanie normalnym aktywnym, gdy $x_B << L_{nB}$ (n_{oE}, p_{oE} i n_{oC}, p_{oC} - stany równowagowe koncentracji nośników w emiterze i kolektorze)

W bazie jednorodnie domieszkowanej akceptorami, nadmiarowe elektrony przemieszczają się w stronę złącza kolektorowego, tworząc prąd dyfuzyjny

$$I_n = qAD_{nB}\frac{dn(x)}{dx} \tag{4.1}$$

gdzie A - obszar przekroju poprzecznego bazy, D_{nB} - współczynnik dyfuzji elektronów w obszarze bazy.

Część elektronów ulegnie rekombinacji w obszarze bazy. Jednakże znaczna ich większość dotrze do złącza kolektorowego, przez które zostaną szybko przemieszczone w silnym polu elektrycznym zaporowo spolaryzowanego złącza do obszaru neutralnego kolektora jako prąd I_{nC}, a następnie do jego obwodu zewnętrznego. Całkowity prąd kolektora I_C jest więc sumą tej części prądu emitera I_E, która dotarła do kolektora oraz własnego prądu nasycenia I_{C0} złącza kolektorowego spolaryzowanego zaporowo

$$I_C = -\alpha_N I_E + I_{C0} \tag{4.2}$$

gdzie: α_N - *stałoprądowy współczynnik wzmocnienia prądu kolektorowego*, tutaj definiowany następująco

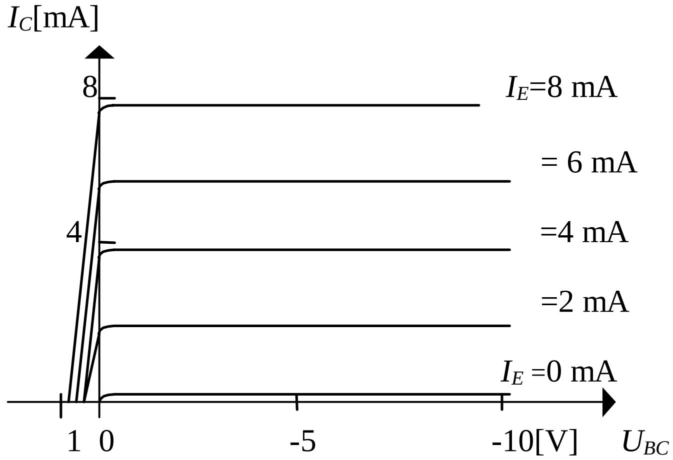
$$\alpha_N \equiv -\frac{I_C - I_{C0}}{I_E} \tag{4.3}$$

Ujemny znak w tej definicji wynika z przeciwnych kierunków prądów I_E i I_C, umownie skierowanych jak na rys.4.3a. W typowych tranzystorach wartość współczynnika $\alpha_N = 0{,}980......0{,}995$ i zależy głównie od relacji prądów I_C / I_E (rys.4.3b). Równanie kolektorowe (4.2) pozwala również wyznaczyć I_{C0} jako prąd kolektora przy $U_{BC} << 0$, gdy $I_E = 0$.

Ważność równania (4.2) można poszerzyć także i dla zakresu napięć w kierunku przewodzenia złącza kolektorowego ($U_{BC} > 0$), pisząc je w postaci

$$I_C = -\alpha_N I_E + I_{C0}\left[1 - \exp\left(\frac{U_{BC}}{\varphi_T}\right)\right] \tag{4.4}$$

Wykreślone charakterystyki wyjściowe tranzystora według tej zależności przedstawia rys.4.4.



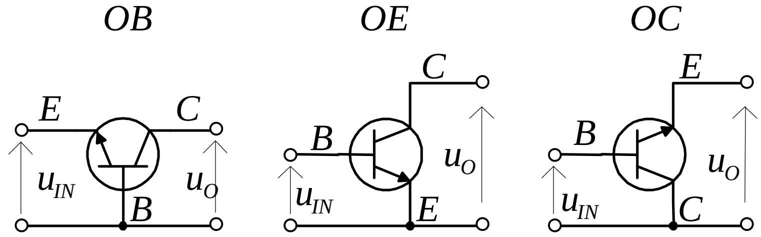
Rys.4.4. Charakterystyki wyjściowe tranzystora dla konfiguracji wspólnej bazy - według zależności (4.4)

Dla zakresu napięć $U_{BC} > 0$ także kolektor wstrzykuje elektrony do bazy: mówimy wtedy, że tranzystor wchodzi w *stan nasycenia*. Zatem na skutek iniekcji nośników z emitera prąd kolektora wzrasta od niewielkiej wartości prądu rewersyjnego I_{C0} do $I_C \approx I_E$. W ten sposób przez zaporowo spolaryzowane złącze płynie prąd prawie taki sam jak prąd płynący przez spolaryzowane w kierunku przewodzenia złącze emiterowe. Jeżeli prąd kolektora wzrasta przy stałym napięciu źródła zasilania U_{CC}, to fizycznie oznacza, że rezystancja złącza kolektorowego dla prądu elektronowego zmniejsza się i staje się porównywalna z rezystancją złącza emiterowego. W wyniku iniekcji (emisji) zachodzi zatem transformacja rezystancji kolektora - stąd nazwa tego przyrządu: tranzystor.

Jednakże przez spolaryzowane przewodząco złącze E-B wstrzykiwane są do emitera dziury, tworząc prąd I_{pE} - całkiem bezużyteczny w zasadniczej funkcji tranzystora jako elementu wzmacniającego. Prąd ten razem z prądami rekombinacyjnymi w obszarze złącza I_{rg} i obszarze neutralnym bazy $I_{nE} - I_{nC}$ oraz prądem I_{C0} składają się na całkowity prąd bazy I_B. Powstałe na skutek rekombinacji ubytki ładunku dodatniego w obszarze bazy są uzupełniane ze źródła w obwodzie zewnętrznym.

4.1.2. Konfiguracje i stany pracy tranzystora

We wzmacniających układach tranzystorowych wyróżnia się obwód wejściowy i obwód wyjściowy; na wejściowy podawane jest zmienne napięcie sygnału wzmacnianego, w wyjściowym wydzielany jest w obciążeniu wzmocniony sygnał. W zależności od tego, która elektroda tranzystora jest wspólna dla obu obwodów wyróżniamy trzy konfiguracje włączenia tranzystora w układ wzmacniacza: wspólnej bazy (OB), wspólnego emitera (OE) i wspólnego kolektora (OC) - rys.4.7.

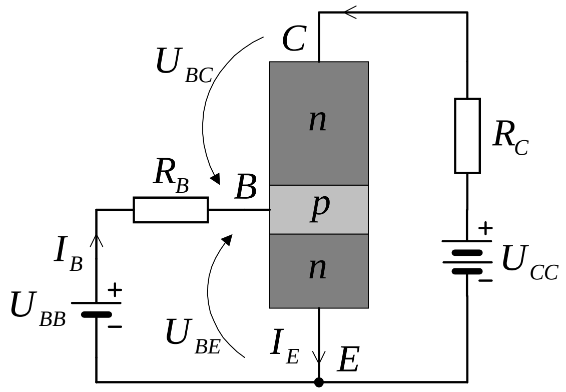


Rys.4.7. Trzy konfiguracje pracy tranzystora bipolarnego

Analizując poszczególne konfiguracje należy zawsze mieć na uwadze, że procesy fizyczne w tranzystorze nie zależą od tego, która z elektrod jest wspólna - zawsze uzyskamy wzmocnienie mocy sygnału. Wstępną analizę właściwości i parametrów wejściowych lub wyjściowych można przeprowadzić na podstawie kierunku polaryzacji i parametrów obu złącz jako szczególnych diod: *diody emiterowej* i *diody kolektorowej*. Złącza tych diod mogą być polaryzowane w kierunku przewodzenia (przepustowym) lub zaporowym. Dla dwóch diod i dwóch kierunków polaryzacji mamy cztery kombinacje - cztery *stany pracy tranzystora*: *aktywny normalny, nasycenia, aktywny inwersyjny* i *odcięcia* (*zatkania*).

Tranzystor pracuje jako wzmacniacz w stanie aktywnym normalnym, zaś gdy pracuje jako przełącznik, to przechodzi ze stanu odcięcia przez stan aktywny normalny do nasycenia - i odwrotnie.

Przejście tranzystora w stan nasycenia najprościej jest obserwować w konfiguracji OE (rys.4.8).



Rys.4.8. Tranzystor n$^+$-p-n w konfiguracji OE

Suma napięć w obwodzie kolektorowym wynosi wówczas

$$U_{CC} = I_C R_C - U_{BC} + U_{BE} \tag{4.5}$$

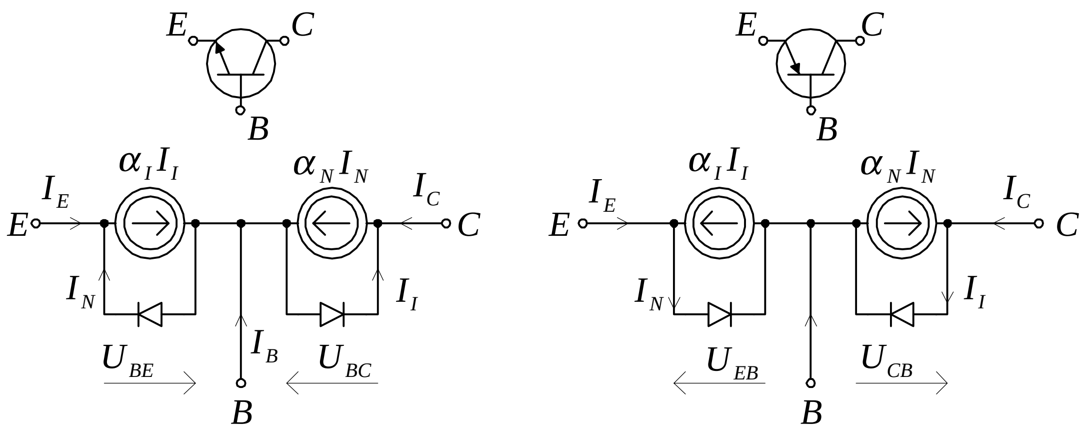
Jeżeli U_{CC} jest wystarczająco duże, a spadek napięcia na rezystorze R_C dostatecznie mały, to $U_{BC} < 0$ - co oznacza polaryzację zaporową złącza B-C i stan aktywny normalny. Jeżeli jednak zwiększymy prąd bazy I_B i napięcie na złączu B-E, to wzrośnie prąd kolektorowy I_C, a wraz z nim i napięcie na rezystorze R_C. Wzrost tego napięcia oznacza, zgodnie z powyższym równaniem, spadek zaporowego napięcia na złączu kolektorowym - dokładniej spadek jego wartości bezwzględnej $|U_{BC}|$. W miarę wzrostu I_C przy stałej wartości U_{CC} powstanie taka sytuacja, że na złączu B-C pojawi się zerowe napięcie, a przy dalszym, już niewielkim wzroście I_C, złącze to stanie się spolaryzowane przewodząco $U_{BC} > 0$. Są to warunki dla *stanu nasycenia* tranzystora. W tym stanie $U_{BE} > 0$ i $U_{BC} > 0$, a prąd kolektora nie jest już kontrolowany przez I_B.

Działanie rzeczywistego tranzystora bipolarnego jest jednak bardziej złożone niż w powyższym najprostszym opisie modelowym. Efekty II rzędu: między innymi efekt modulacji szerokości bazy (efekt Early'ego), pojawienie się pola elektrycznego i składowej dryftowej prądu oraz duże poziomy wstrzykiwania nośników w bazie mają wpływ na przebieg charakterystyk prądowych i wartości podstawowych parametrów pracy tranzystora bipolarnego.

4.2. CHARAKTERYSTYKI STAŁOPRĄDOWE

4.2.1. Model Ebersa - Molla

W pierwszym modelu Ebersa-Molla (model E-M) z roku 1954 [60] tranzystor bipolarny jest przedstawiony jako kombinacja dwóch parametrycznych źródeł prądowych, sterowanych prądami diod: emiterowej i kolektorowej. Na rys.4.9 przedstawiono modele Ebersa-Molla dla tranzystorów n-p-n i p-n-p, przy czym dla obu tranzystorów zastrzałkowano dodatnie napi ęcie na złączach, zaś prądy zewnętrzne przyjęto jako dodatnie, jeżeli wpływają do wnętrza układu (taka konwencja jest powszechnie stosowana w literaturze).



Rys.4.9. Modele Ebersa-Molla dla tranzystorów n-p-n i p-n-p.

Zgodnie z rys.4.9, prąd każdego złącza jest superpozycją prądu własnego oraz prądu wstrzykniętego przez złącze sąsiednie

$$I_E = -I_{ES}\left[\exp\left(\frac{U_{BE}}{n\varphi_T}\right) - 1\right] + \alpha_I I_{CS}\left[\exp\left(\frac{U_{BC}}{m\varphi_T}\right) - 1\right] \tag{4.6}$$

$$I_C = \alpha_N I_{ES}\left[\exp\left(\frac{U_{BE}}{n\varphi_T}\right) - 1\right] - I_{CS}\left[\exp\left(\frac{U_{BC}}{m\varphi_T}\right) - 1\right] \tag{4.7}$$

gdzie: I_{ES} - prąd rewersyjny nasycenia złącza emiterowego przy zwartym złączu kolektorowym (U_{BC}= 0), I_{CS} - prąd rewersyjny nasycenia złącza kolektorowego przy zwartym złączu emiterowym (U_{BE}= 0), n i m - współczynniki nieidealności (emisji) złącza, kolejno emiterowego i kolektorowego, α_N - stałoprądowy współczynnik wzmocnienia prądowego tranzystora w konfiguracji wspólnej bazy (OB) przy aktywnej pracy normalnej, α_I - stałoprądowy współczynnik wzmocnienia prądowego tranzystora w konfiguracji OB przy aktywnej pracy inwersyjnej (zwrotnej). Powyższe parametry są współzależne w tożsamości Onsagera

$$\alpha_N I_{ES} = \alpha_I I_{CS} \equiv I_S \tag{4.8}$$

gdzie I_S jest tzw. *transportowym prądem nasycenia* w modelach komputerowych (np. SPICE). Zatem każdy z nich można wyznaczyć znając trzy pozostałe - jakkolwiek tożsamość ta jest prawdziwa tylko przy symetrii geometrycznej tranzystora.

Tożsamość Onsagera pozwala uzależnić równania E-M tylko od trzech parametrów α_N, α_I i I_S

$$I_E = -\frac{I_S}{\alpha_N}\left[\exp\left(\frac{U_{BE}}{n\varphi_T}\right) - 1\right] + I_S\left[\exp\left(\frac{U_{BC}}{m\varphi_T}\right) - 1\right] \tag{4.9}$$

$$I_C = I_S\left[\exp\left(\frac{U_{BE}}{n\varphi_T}\right) - 1\right] - \frac{I_S}{\alpha_I}\left[\exp\left(\frac{U_{BC}}{m\varphi_T}\right) - 1\right] \tag{4.10}$$

Obie powyższe pary równań E-M uproszczą się znacznie, jeżeli zdefiniujemy dwie wielkości

$$I_N \equiv I_{ES}\left[\exp\left(\frac{U_{BE}}{n\varphi_T}\right) - 1\right] \tag{4.11}$$

- *prąd diody emiterowej* dla aktywnej pracy normalnej tranzystora, przy $U_{BE} > 0{,}3\,\mathrm{V}$ i $U_{BC} << 0$, oraz

$$I_I \equiv I_{CS}\left[\exp\left(\frac{U_{BC}}{m\varphi_T}\right) - 1\right] \tag{4.12}$$

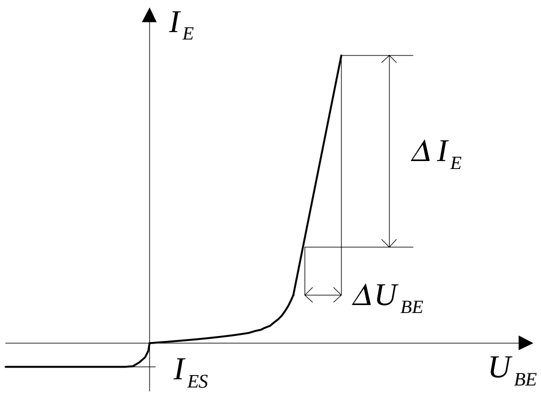
- *prąd diody kolektorowej* dla aktywnej pracy inwersyjnej tranzystora przy $U_{BE} << 0$ i $U_{BC} > 0{,}3\mathrm{V}$. Dla wystarczająco dużych wartości napięcia U_{BE} = 0,3...0,6V, prąd diody emiterowej można zapisać jako

$$I_N = I_{ES}\exp\left(\frac{U_{BE}}{n\varphi_T}\right) \tag{4.13}$$

W ten sposob powstaje najprostszy układ równań E-M

$$I_E = -I_N + \alpha_I I_I \tag{4.14}$$

$$I_C = \alpha_N I_N - I_I \tag{4.15}$$



Rys.4.10. Typowa charakterystyka diody emiterowej

Dwa równania Ebersa-Molla wraz z prawami Kirchhoffa dla tranzystora: prądowym (ppK)

$$I_E + I_C + I_B = 0 \tag{4.16}$$

oraz napięciowym (npK)

$$U_{CE} = U_{BC} - U_{BE} \tag{4.17}$$

są czterema niezależnymi równaniami tranzystora, które wiążą ze sobą jego sześć parametrów zewnętrznych: $I_C, I_E, I_B, U_{BE}, U_{BC}$ i U_{CE}. Ponadto z ppK otrzymujemy prąd bazy

$$I_B = -(I_E + I_C) = I_N(1-\alpha_N) + I_I(1-\alpha_I) \tag{4.18}$$

który często wystarczy zapisać jako

$$I_B \approx (1-\alpha_N) I_{ES} \exp\left(\frac{U_{BE}}{n\varphi_T}\right) \tag{4.19}$$

W normalnym aktywnym stanie pracy tranzystora złącze emiterowe jest spolaryzowane w kierunku przewodzenia, a złącze kolektorowe zaporowo. W takich warunkach prąd kolektorowy można wyrazić przez prąd emiterowy

$$I_C = -\alpha_N I_E - I_I(1-\alpha_N \alpha_I) \tag{4.20}$$

Ponieważ $U_{BC} << 0$, to z (4.12) otrzymujemy $I_I = -I_{CS}$ i zależność (4.20) możemy zapisać w postaci

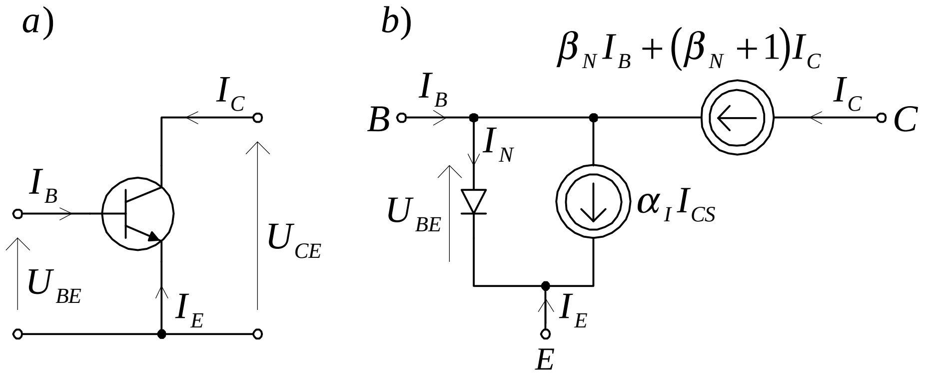
$$I_C = -\alpha_N I_E - I_{CS}(1-\alpha_N \alpha_I) \tag{4.21}$$

Podobnie dla inwersyjnej pracy aktywnej mamy

$$I_E = -\alpha_I I_C - I_{ES}(1-\alpha_N \alpha_I) \tag{4.22}$$

4.2.2. Charakterystyki tranzystora w konfiguracji OE

Tranzystor bipolarny pracuje najczęściej w konfiguracji wspólnego emitera OE, w której sterowany jest prądem bazy I_B (rys.4.11a).



Rys.4.11. a).Tranzystor n-p-n w konfiguracji OE, b). Jego wielkosygnałowy model

Jeżeli zatem skorzystamy z ppK według (4.11) i zastąpimy prąd emiterowy w równaniu (4.2) prądem $I_E - (I_B - I_C)$, to otrzymamy równanie kolektorowe dla konfiguracji OE

$$I_C = \frac{\alpha_N}{1-\alpha_N} I_B + \frac{I_{C0}}{1-\alpha_N} = \beta_N I_B + (\beta_N + 1) I_{C0} \tag{4.23}$$

gdzie

$$\beta_N \equiv \frac{\alpha_N}{1-\alpha_N} \tag{4.24}$$

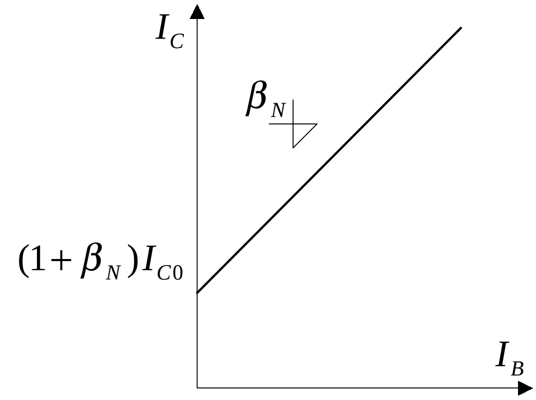
jest *stałoprądowym współczynnikiem wzmocnienia prądowego* w konfiguracji OE. Zależność (4.23) jest podstawowym równaniem tranzystora dla tej konfiguracji, która jest zilustrowana wielkosygnałowym modelem na rys.4.11b. Stałoprądowy współczynnik wzmocnienia prądowego β_N może być wyznaczony z charakterystyki przejściowej tranzystora $I_C = \mathrm{f}(I_B)$ (rys.4.12).

Podobnie dla inwersyjnej pracy aktywnej tranzystora - po odwróceniu ról złącza emiterowego ze złączem kolektorowym - zdefiniujemy *współczynnik inwersyjnego wzmocnienia prądowego* w konfiguracji OE

$$\beta_I \equiv \frac{\alpha_I}{1-\alpha_I} \tag{4.25}$$

Prąd zerowy kolektora I_{CEO} przy otwartej bazie tranzystora (rys.4.11a) pracującego w konfiguracji OE definiujemy następująco

$$I_{CEO} \equiv I_C\big|_{I_B=0} = I_{CS}\frac{1-\alpha_N\alpha_I}{1-\alpha_N} = \frac{I_{C0}}{1-\alpha_N} \tag{4.26}$$

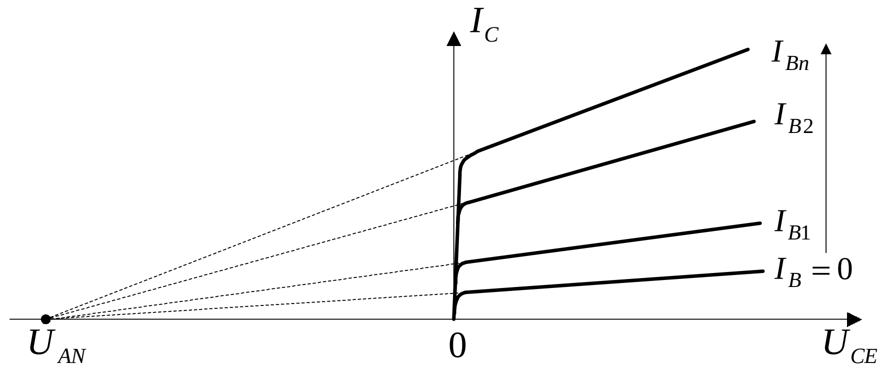


Rys.4.12. Charakterystyka przejściowa dla OE i jej parametry

Dla wystarczająco dużych napięć na tranzystorze ($U_{CE} > 0{,}3\,\mathrm{V}$) charakterystyki wyjściowe w konfiguracji OE, na skutek efektu Early'ego, wykazują jednak zależność liniową od U_{CE} ze współczynnikiem nachylenia $1/U_{AN}$

$$I_C \approx \alpha_N I_{ES}\left(1+\frac{U_{CE}}{U_{AN}}\right)\exp\left(\frac{U_{BE}}{nU_T}\right) = \beta_N I_B\left(1+\frac{U_{CE}}{U_{AN}}\right) \tag{4.27}$$

gdzie U_{AN} - napięcie Early'ego. Napięcie to wyznaczamy z ekstrapolacji rodziny charakterystyk wyjściowych do przecięcia się z osią U_{CE} (rys.4.13). Ekstrapolowane proste przecinają się w jednym punkcie U_{AN} tylko wtedy, gdy baza jest jednorodnie zdomieszkowana.



Rys.4.13. Charakterystyki wyjściowe dla konfiguracji OE

Podobny typ zależności liniowej jak w równaniu (4.27) występuje w zakresie inwersyjnej pracy aktywnej i jest charakteryzowany napięciem Early'ego U_{AI}

$$I_E \approx \alpha_I I_{CS}\left(1-\frac{U_{CE}}{U_{AI}}\right)\exp\left(\frac{U_{BC}}{m\varphi_T}\right) \tag{4.28}$$

4.2.3. Model transportowy tranzystora

W symulacji komputerowej pracy tranzystora w konfiguracji OE prąd nasycenia I_S, określany tożsamością Onsagera (4.9), jest jedynym parametrem modelu E-M dla obu złącz. W tym przypadku definiowane są prądy

$$I_{EC} \equiv \alpha_I I_I \tag{4.29}$$

oraz

$$I_{CC} \equiv \alpha_N I_N \tag{4.30}$$

i teraz równania E-M przyjmują postać

$$I_E = -I_{CT} - \frac{I_{CC}}{\beta_N} \tag{4.31}$$

$$I_C = I_{CT} - \frac{I_{EC}}{\beta_I} \tag{4.32}$$

gdzie

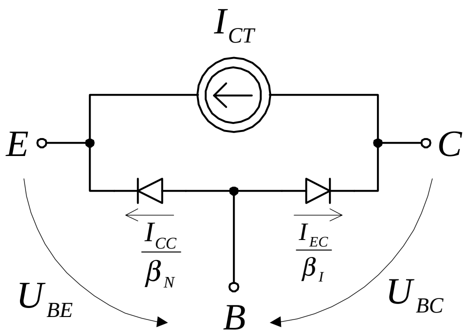
$$I_{CT} = I_{CC} - I_{EC} \tag{4.33}$$

jest *prądem transportowym kolektora.*

Na podstawie równań (4.29) i (4.30) oraz ppK w postaci (4.16) łatwo wykazać, że prąd bazy można teraz przedstawić w postaci równania

$$I_B = \frac{I_{EC}}{\beta_I} + \frac{I_{CC}}{\beta_N} \tag{4.34}$$

które opisuje tzw. *model transportowy tranzystora* (rys.4.14). W tym modelu źródło prądowe reprezentuje nośniki mniejszościowe transportowane przez bazę, a prądy I_{CC} i I_{EC} zależą od tego samego prądu I_S.

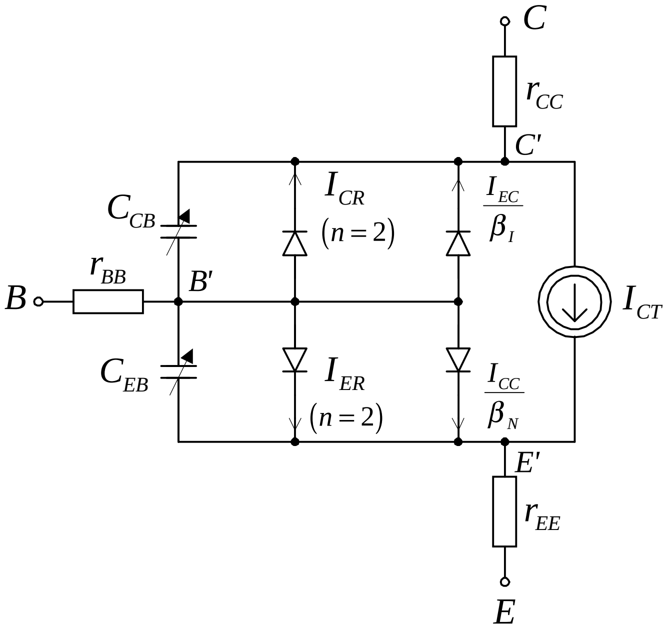


Rys.4.14. Model transportowy tranzystora n-p-n

Prosty model E-M i jego pochodne modele wielkosygnałowe nie ujmują różnych efektów wyższego rzędu, w tym również efektów związanych z gromadzeniem ładunków elektrycznych przez złącza p-n.

Są one istotne przy analizie przyrostowej w szerokim zakresie zmian napięć na złączach tranzystora.

W tym celu model transportowy często uzupełniany jest o nieidealne diody rekombinacyjne, pojemności złączowe i rezystancje szeregowe elektrod i obszarów nieaktywnych tranzystora (rys.4.15). Modele tego typu są wykorzystywane w komputerowych metodach analizy układów elektronicznych.



Rys.4.15. Model transportowy tranzystora n-p-n uzupełniony diodami rekombinacyjnymi o współczynnikach emisji *n=2*, rezystancjami szeregowymi doprowadzeń i nieliniowymi pojemnościami złącz

4.3. PARAMETRY I MODELE MAŁOSYGNAŁOWE TRANZYSTORÓW BIPOLARNYCH

4.3.1. Definicje podstawowe

Tranzystor wykazuje właściwości wzmacniające, gdyż mała zmiana prądu chwilowego bazy $\Delta i_B = i_B - I_B = I_b$ wywołuje dużo większą zmianę prądu w obwodzie kolektora $\Delta i_C = i_C - I_C = I_c$. Stosunek tych zmian wyznacza wartość *małosygnałowego współczynnika wzmocnienia prądowego* β przy stałych wartościach prądów I_B i I_C dla konfiguracji OE

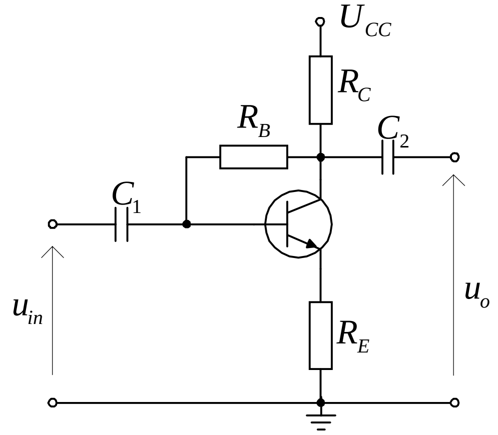
$$\beta \equiv \frac{\Delta i_C}{\Delta i_B} = \frac{I_c}{I_b} >> 1 \tag{4.35}$$

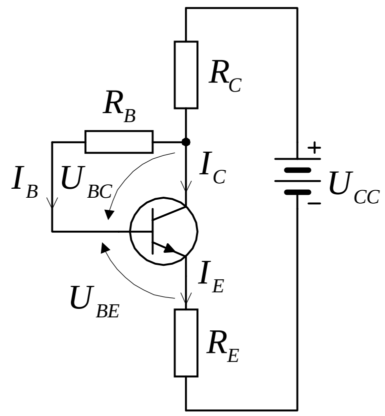
Prąd bazy wpływa do emitera, zatem $I_e = I_b(1+\beta)$ i w podobny sposób obserwując zmiany prądu emiterowego, zdefiniujemy *małosygnałowy* *współczynnik wzmocnienia prądowego* α dla konfiguracji OB jako

$$\alpha \equiv \frac{I_c}{I_e} = \frac{I_b\beta}{I_b(1+\beta)} = \frac{\beta}{1+\beta} \tag{4.36}$$

4.3.2. Określenie punktu pracy tranzystora

Aby tranzystor działał w układzie prawidłowo jako element aktywny musi mieć właściwe i dokładnie określone stałe prądy wpływające do kolektora, emitera i bazy: I_C, I_E i I_B - znajdujące się w aktywnym obszarze pracy tranzystora. Prosty układ polaryzacji tranzystora za pomocą jednego źródła zasilająceo U_{CC} i rezystorów przedstawiono na rys.4.16.





Rys. 4.16. Prosty układ polaryzacji stałoprądowej tranzystora bipolarnego n-p-n

Punkt pracy może być określony analitycznie, ale wymaga to rozwiązania układu równań wiążących równania E-M z równaniami zewnętrznych obwodów elektrycznych. Równania te są zawsze transcedentne (przestępne), gdyż napięcia złączy p-n znajdują się zarówno wewnątrz jak i zewnątrz funkcji wykładniczych - są więc rozwiązywalne tylko metodami numerycznymi lub przybliżane równaniami uproszczonymi.

Dla układu z rys.4.16 możemy napisać równania oczkowe Kirchhoffa

$$\begin{aligned} U_{CC} &= (I_C + I_B)R_C + U_{CE} + I_E R_E = \\ &= (I_C + I_B)(R_C + R_E) + (U_{BE} - U_{BC}) \end{aligned} \tag{4.37}$$

$$U_{BC} = -I_B R_B \tag{4.38}$$

Te dwa równania wraz z równaniami E-M pozwalają znaleźć cztery nieznane wartości: prądy I_C i I_B oraz napięcia U_{BC} i U_{BE} - oczywiście metodami numerycznymi i przy pomocy właściwego oprogramowania, np. SPICE. Jeżeli obliczenia dokonujemy „ręcznie”, to korzystamy także z liniowych równań zewnętrznych, natomiast równania E-M upraszczamy dla zakresu liniowego do jednego równania kolektorowego

$$I_C = \beta_N I_B - I_{CE0} \approx \beta_N I_B \tag{4.39}$$

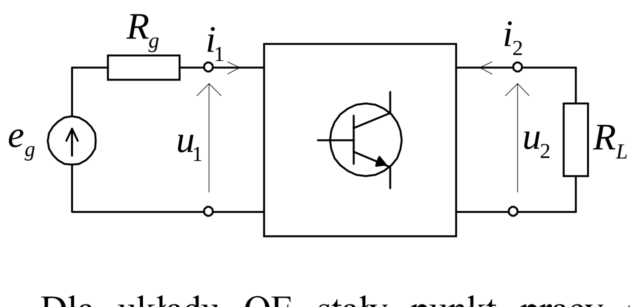
Następnie przyjmując, że w tranzystorach krzemowych $U_{BE} \approx 0{,}7\text{V}$ dla szerokiego zakresu prądów w kierunku przewodzenia, to z powyższych trzech równań otrzymamy prąd kolektora

$$I_C = \frac{(U_{CC} - 0{,}7)\beta_N}{(\beta_N + 1)(R_C + R_E) + R_B} \tag{4.40}$$

Dokładność odręcznych obliczeń jest często wystarczająca, bowiem parametry małosygnałowe niewiele zmieniają się wokół ustalonego punktu pracy.

4.3.3. Tranzystor jako czwórnik aktywny

Jeżeli punkt pracy tranzystora zostanie ustalony w obszarze aktywnym (dla dowolnej konfiguracji pracy tranzystora OE, OB, czy OC), to nałożenie na składowe stałe prądów i napięć polaryzujących tranzystor składowych zmiennych o niewielkich amplitudach, spowodowane np. sygnałem sterującym, będzie oznaczało przemieszczanie się chwilowego punktu pracy tranzystora po niewielkich odcinkach charakterystyk statycznych wokół ustalonego punktu pracy. Z tego powodu wzajemne relacje między małosygnałowymi prądami i napięciami zmiennymi w tranzystorze mogą być opisane przy pomocy liniowego czwórnika aktywnego. Przykładowo, na rys.4.17 małosygnałowe właściwości tranzystora reprezentowane są przez aktywny czwórnik liniowy, którego wejście dołączone jest do źródła sygnału, a do wyjścia dołączone jest obciążenie.



Rys.4.17. Tranzystor jako czwórnik aktywny

Dla układu OE stały punkt pracy jest określony napięciami (U_{BE}, U_{CE}) i prądami (I_B, I_C) od strony wejścia i wyjścia czwórnika.

Wielkości te są współzależne i jednoznacznie określają punkt pracy na charakterystykach statycznych tranzystora. Zatem wystarczy określić tylko dwie z tych wielkości, np. napięcia, jako zmienne niezależne, aby wyznaczyć pozostałe wielkości. Dla układu OE będą to więc charakterystyki prądowe: $I_B(U_{BE}, U_{CE})$ oraz $I_C(U_{BE}, U_{CE})$, zaś dla układu OB: $I_E(U_{BE}, U_{BC})$ i $I_C(U_{BE}, U_{BC})$.

Opiszmy małosygnałowe właściwości tranzystora w konfiguracji OE. Przyjmując, że czwórnik jest sterowany małymi zmianami napięć $u_i = U_{ij} \cos \omega t$ w porównaniu z wartościami stałych napięć (zakłada się, że $U_{ij} << \varphi_T$) wywołują one małe liniowe zmiany prądów $i_j = I_j \cos \omega t$ o amplitudach małosygnałowych I_j

$$I_b = \left(\left. \frac{\partial I_B}{\partial U_{CE}} \right|_{U_{BE}, U_{CE} = const} \right) U_{be} + \left(\left. \frac{\partial I_B}{\partial U_{CE}} \right|_{U_{BE}, U_{CE} = const} \right) U_{ce} \tag{4.41}$$

$$I_c = \left(\left. \frac{\partial I_C}{\partial U_{BE}} \right|_{U_{BE}, U_{CE} = const} \right) U_{be} + \left(\left. \frac{\partial I_C}{\partial U_{CE}} \right|_{U_{BE}, U_{CE} = const} \right) U_{ce} \tag{4.42}$$

Pochodne cząstkowe mają wymiar konduktancji i są definiowane jako:

- konduktancja wejściowa

$$\left. \frac{\partial I_B}{\partial U_{BE}} \right|_{U_{BE}, U_{CE} = const} \equiv g_\pi \tag{4.43}$$

- transkonduktancja zwrotna

$$\left. \frac{\partial I_B}{\partial U_{CE}} \right|_{U_{BE}, U_{CE} = const} \equiv g_r \tag{4.44}$$

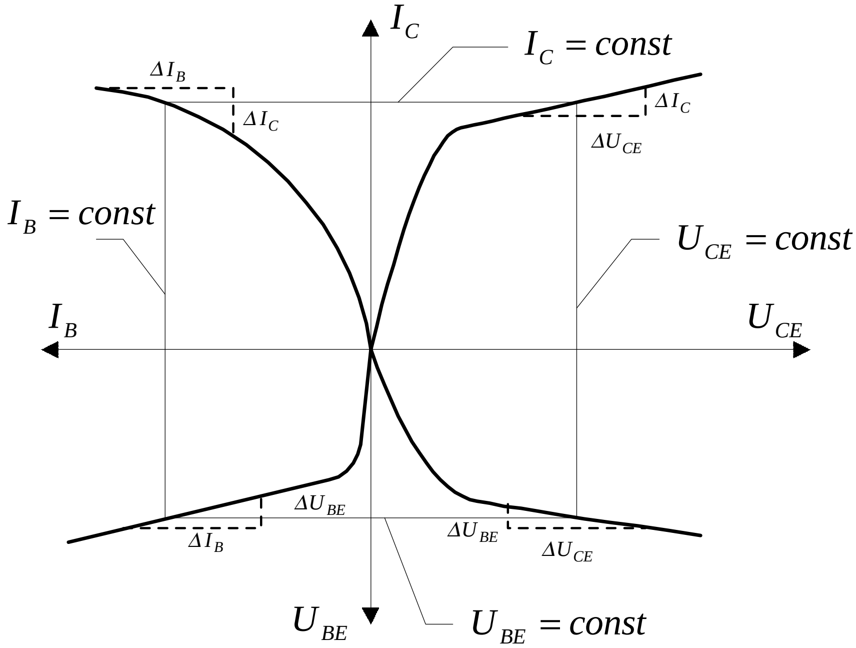
- transkonduktancja

$$\left. \frac{\partial I_C}{\partial U_{BE}} \right|_{U_{BE}, U_{CE} = const} \equiv g_m \tag{4.45}$$

- konduktancja wyjściowa

$$\left. \frac{\partial I_C}{\partial U_{CE}} \right|_{U_{BE}, U_{CE} = const} \equiv g_o \tag{4.46}$$

W analizie graficznej pochodne cząstkowe można zastąpić wielkościami wyznaczonymi z relacji przyrostów skończonych odpowiednich wielkości (rys.4.17).



Rys.4.17. Graficzny sposób wyznaczania parametrów małosygnałowych

Wartości powyżej zdefiniowanych parametrów można uzyskać w sposób analityczny posługując się odpowiednimi charakterystykami dla modeli stałoprądowych Ebersa-Molla i obliczając odpowiednie pochodne. W ten sposób, wykorzystując zależności (4.11) i (4.45), otrzymamy transkonduktancję przejściową

$$g_m = \frac{|I_C|}{n\varphi_T} \approx \frac{|I_C|}{\varphi_T}, \quad \text{dla } n \approx 1 \tag{4.47}$$

Podobnie, konduktancję wejściową otrzymamy różniczkując (4.19)

$$g_\pi = \frac{\beta_N}{n\varphi_T} I_{ES} \exp\left(\frac{U_{BE}}{n\varphi_T}\right) \tag{4.48}$$

Ponieważ $I_C = \beta_N I_B$, to dalej łatwo wykazać, że

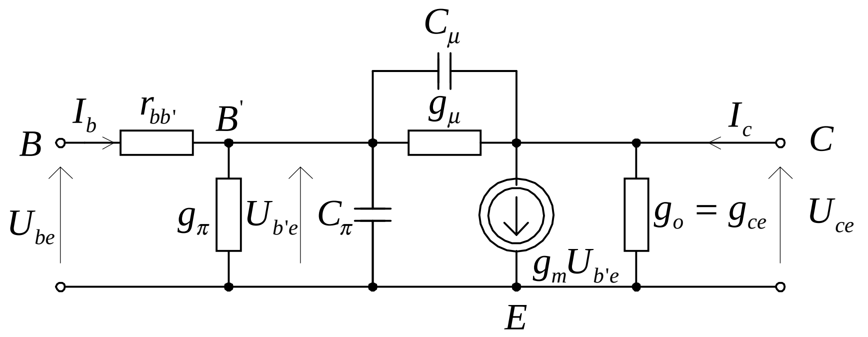
$$g_\pi = \frac{g_m}{\beta_N} \tag{4.49}$$

Z kolei konduktancja wyjściowa, po wykorzystaniu zależności (4.27) o wykresach jak na rys.4.13, przyjmie postać

$$g_o = g_m \frac{\varphi_T}{U_A} \tag{4.50}$$

4.3.4. Model typu hybryd π dla konfiguracji OE

Zdefiniowane i określone powyżej parametry konduktancyjne uzupełnione pojemnościami złącz oraz rezystancją rozproszoną bazy $r_{bb'}$, są elementami tzw. modelu małosygnałowego typu hybryd π, który dla tranzystora w konfiguracji OE przedstawiono na rys.4.18.



$$g_\pi = g_{b'e} = 1/r_\pi \qquad g_\mu = g_{b'c} = 1/r_\mu$$

$$C_\pi = C_{b'e} = C_{de} + C_{je} \qquad C_\mu = C_{b'c} \approx C_{jc}$$

Rys.4.18. Model typu hybryd π tranzystora w konfiguracji OE

Wychodząc bezpośrednio z definicji parametrów g (4.43 – 4.46) można wykazać szereg współzależności pomiędzy elementami modelu hybryd π. Z definicji transkonduktancji dla każdego punktu pracy mamy

$$g_m \equiv \frac{\partial I_C}{\partial U_{BE}} = \frac{\partial I_C}{\partial I_B}\frac{\partial I_B}{\partial U_{BE}} = \beta_N g_{b'e} \tag{4.51}$$

Ponadto, sprzężenie rezystancyjne pomiędzy wyjściem a wejściem tranzystora, reprezentowane przez $r_{b'c}$, po uwzględnieniu zależności (4.50), wynosi

$$r_{b'c} = \frac{1}{g_{b'c}} = \frac{\partial U_{CB}}{\partial I_B} \approx \frac{\partial U_{CE}}{\frac{\partial I_C}{\beta_N}} = \frac{\beta_N}{g_o} = \beta_N \frac{U_{AN}}{g_m \varphi_T} \tag{4.52}$$

W analizie wysokoczęstotliwościowej konieczne staje się uwzględnienie pojemności obu złącz tranzystora. Na pojemność wejściową C_π składa się przede wszystkim pojemność dyfuzyjna złącza emiterowego C_{de}

$$C_\pi = C_{b'e} = C_{de} + C_{je} \approx C_{de} \tag{4.53}$$

bowiem przy $U_{BE} > 0$ jest ona dużo większa od pojemności złączowej (barierowej): $C_{je} << C_{de}$. Ponadto można wykazać, że

$$C_{de} = \tau_N \frac{I_E}{\varphi_T} = \tau_N g_{b'e} \tag{4.54}$$

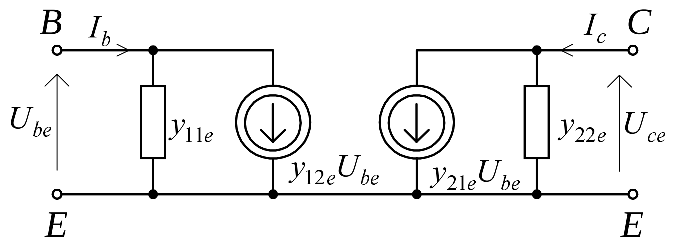
gdzie τ_N - czas przelotu nośników mniejszościowych przez bazę w kierunku normalnym - w pierwszym przybliżeniu niezależny od punktu pracy.

Z kolei, pojemność sprzęgająca C_μ jest głównie pojemnością zaporowo spolaryzowanego złącza kolektorowego

$$C_\mu = C_{b'c} = C_{dc} + C_{jc} \approx C_{jc} = \frac{C_{jc}(0)}{\sqrt{1 + \frac{U_{BC}}{\psi_{0C}}}} \tag{4.55}$$

gdzie: ψ_{0C} - potencjał dyfuzyjny na złączu kolektorowym, $C_{jc}(0)$ - pojemność złącza kolektorowego przy $U_{BC} = 0$.

W przedstawianiu wyników wysokoczęstotliwościowych pomiarów reakcji małosygnałowej tranzystora bipolarnego w konfiguracji OE najbardziej wygodna jest reprezentacja admitancyjna czwórnika z równoważnym schematem zastępczym jak na rys.4.19.



Rys.4.19. Małosygnałowa reprezentacja admitancyjna tranzystora bipolarnego w konfiguracji OE

W szczególności, dla składowych zmiennych o małej amplitudzie mamy

$$I_b = y_{11e} U_{be} + y_{12e} U_{ce} \tag{4.56a}$$

$$I_e = y_{21e} U_{be} + y_{22e} U_{ce} \tag{4.56b}$$

Parametry y_{ij} są mierzone w warunkach efektywnego zwarcia czwórnika po przeciwnej stronie. Zwarcie to łatwo wykonać dołączając kondensator niezbyt dużej pojemności, który zwiera odpowiednie zaciski tranzystora dla sygnału wielkiej częstotliwości.

Parametry y_{ije} można wyrazić przy pomocy parametrów modelu hybryd π

$$\frac{1}{y_{11e}} = r_{bb'} + \frac{r_\pi}{1+\left(\omega r_\pi C_\pi\right)^2} - \frac{j\omega r_\pi^2 C_\pi}{1+\left(\omega r_\pi C_\pi\right)^2} \tag{4.57}$$

$$y_{21e} = \frac{\left(\frac{g_m}{r_{bb'}}\right) r_=}{1+\left(\omega r_= C_\pi\right)^2} - j\omega \frac{C_\pi \left(\frac{g_m}{r_{bb'}}\right) r_=^2}{1+\left(\omega r_= C_\pi\right)^2} \tag{4.58}$$

gdzie: $r_= \dfrac{r_\pi\, r_{bb'}}{r_\pi + r_{bb'}}$

przy założeniu, że $\dfrac{1}{r_\mu} + j\omega C_\mu << \dfrac{1}{r_\pi} + j\omega C_\pi$,

oraz

$$y_{11e} = g_\mu + j\omega C_\mu \tag{4.59}$$

$$y_{22e} = g_{ce} + j\omega \left[1 + g_m \left(\frac{r_\pi\, r_{bb'}}{r_\pi + r_{bb'}}\right)\right] C_\mu \tag{4.60}$$

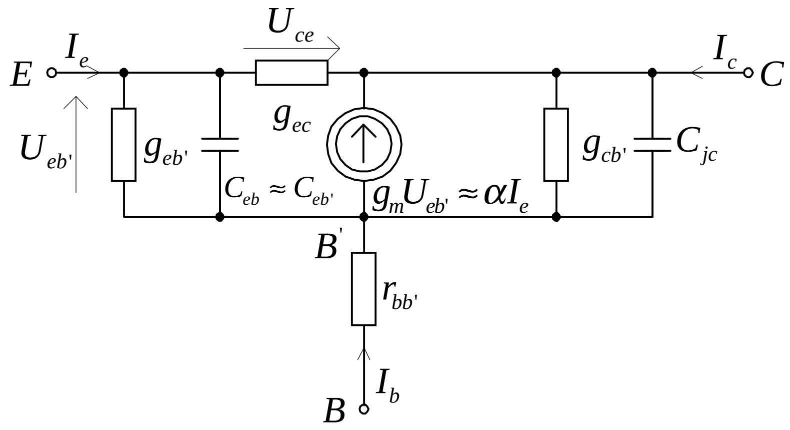
przy założeniu, że $g_\mu + j\omega C_\mu << \dfrac{1}{r_{bb'}}$ oraz $\dfrac{1}{r_\pi} + j\omega C_\pi << \dfrac{1}{r_{bb'}}$.

4.3.5. Model hybryd π dla OB

W niektórych układach tranzystor jest podłączony w ten sposób, że baza ma wspólne połączenie z wejściem i wyjściem. W analizie małosygnałowej dla konfiguracji OB źródło stałoprądowe $\alpha_N I_E$ należy więc zastąpić równoważnym źródłem małosygnałowym αI_e, gdzie współczynnik małosygnałowy z definicji zależy od α_N następująco:

$$\alpha = \left.\frac{\partial I_C}{\partial I_E}\right|_{U_{BC}=const} = \left.\frac{\partial\left(\alpha_N I_E\right)}{\partial I_E}\right|_{U_{BC}=const} = I_E \frac{\partial \alpha_N}{\partial I_E} + \alpha_N \tag{4.61}$$

Ponieważ α_N zależy od I_E, to jest oczywiste, że $\alpha = \alpha_N$, gdy $\alpha_N = const$, $\alpha > \alpha_N$, gdy α_N rośnie wraz z I_E, oraz $\alpha < \alpha_N$, gdy α_N maleje ze wzrostem I_E. Także i tutaj, w modelowaniu konfiguracji OB, często wygodniej jest przedstawić zachowanie się małosygnałowych prądów tranzystora I_e i I_b jako wielkości zależnych od napięć U_{eb} i U_{cb}. Adaptacja modelu hybryd-π dla konfiguracji OB jest przedstawiona na rys.4.20. Nie ma w nim pojemności sprzęgającej C_μ , a tylko niewielka konduktancja $g_{ce} \approx 0$, dlatego też często pomijana. Jednakże małosygnałowe źródło sterowane jest proporcjonalne do napięcia $U_{eb'}$ na konduktancji wejściowej $g_{eb'}$.



Rys.4.20. Model typu hybryd π tranzystora w konfiguracji OB

Parametry konduktancyjne w tym modelu definiujemy podobnie jak dla konfiguracji OE. Tutaj jednak konduktancja wejściowa jest definiowana następująco

$$g_{eb'} \equiv \left.\frac{\partial I_E}{\partial U_{BE}}\right|_{U_{BE}, U_{BC}=const} \approx \frac{I_E}{\varphi_T} = \frac{1}{r_{eb'}} \tag{4.62}$$

Współzależności pomiędzy elementami obu modeli hybryd-π dla konfiguracji OE i OB można wyprowadzić w sposób analityczny lub na podstawie schematów z rys.4.19. i 4.20. I tak, wychodząc z definicji konduktancji wejściowej dla OE, mamy

$$g_{b'e} = g_\pi = \frac{\partial I_B}{\partial U_{BE}} = \frac{\partial (I_E - I_C)}{\partial U_{BE}} = \frac{\partial I_E}{\partial U_{BE}}(1-\alpha_N) = \frac{g_{eb'}}{\beta_N + 1} \tag{4.63}$$

stąd dalej, po wykorzystaniu zależności (4.49), można wykazać, że

$$g_{eb'} = g_{b'e}(\beta_N + 1) \approx g_{b'e}\beta_N = g_m \tag{4.64}$$

W tzw. mieszanym modelu hybryd-π, szczególnie praktycznym dla małych częstotliwości, pozostawia się jednak małosygnałowe źródło prądowe sterowanym prądem I_e, $(g_m U_{eb'} = \alpha I_e)$, ponieważ oczekujemy liniowej zależności pomiędzy prądami I_c i I_e - podobnie jak w modelu stałoprądowym opisanym zależnością (4.2). W tym przypadku układ równań liniowych dla konfiguracji OB jest następujący

$$I_e = g_{eb}U_{eb} + g_{ce}U_{cb}$$
$$I_c = -\alpha I_e + g_{cb}U_{cb} \qquad (4.65)$$

gdzie α - zgodne z definicją (4.61). Ogólną zależność, w której α_N jest funkcją I_E można uzyskać z równań E-M, a następnie wykazać, że

$$g_{eb} = \frac{g_m}{\alpha} \qquad (4.66)$$

Rezystancja szeregowa bazy $r_{bb'}$ komplikuje wyprowadzenie dokładnych zależności na konduktancję wejściową, która właściwie wynosi $g_{eb'}$ (rys.4.21). Zależności te uzyskamy, jeżeli chociażby w równaniach (4.65) uwzględnimy, że

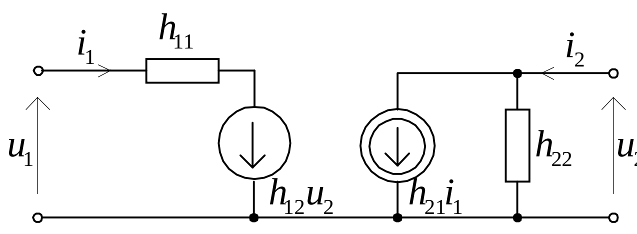
$$U_{eb} = U_{eb'} + I_b r_{bb'} \qquad (4.67)$$

4.3.6. Hybrydowe parametry typu h tranzystora

Mieszane układy równań prądowo-napięciowych (hybrydowe) są preferowane przy opisie tranzystora bipolarnego przy małych częstotliwościach (poniżej 100 MHz). Najczęściej dla tego zakresu częstotliwości podawane są przez producentów parametry macierzy hybrydowej $\{h_{ij}\}$, tworzące liniowy układ równań

$$u_1 = h_{11}i_1 + h_{12}u_2$$
$$i_2 = h_{21}i_1 + h_{22}u_2 \qquad (4.68)$$

Na wejściu tranzystora mamy zatem kombinację szeregową impedancji h_{11} i źródła napięciowego $h_{12}u_2$ (zasada Nortona), a na wyjściu kombinację równoległą admitancji h_{22} i źródła prądowego $h_{21}u_1$ (zasada Thevenina) - rys. 4.21.



Rys.4.21. Reprezentacja *h*-hybrydowa tranzystora

Układ równań (4.68) dla konfiguracji OE przyjmuje postać

$$U_{be} = h_{11e}I_b + h_{12e}U_{ce} \equiv h_{ie}I_b + h_{re}U_{ce}$$
$$I_c = h_{21e}I_b + h_{22e}U_{ce} \equiv h_{fe}I_b + h_{oe}U_{ce} \qquad (4.69)$$

gdzie odpowiednie indeksy dotyczą: i - wejścia (*input*), o - wyjścia (*output*), f - transmisji normalnej (*forward*) oraz r - transmisji rewersyjnej (*reverse*) sygnału wzmacnianego przez czwórnik.

Natomiast dla konfiguracji OB równoważny układ równań z parametrami macierzy $\{h_{ijb}\}$ jest następujący

$$
\begin{aligned}
U_{eb} &= h_{11b}I_e + h_{12b}U_{cb} \equiv h_{ib}I_e + h_{rb}U_{cb} \\
I_c &= h_{21b}I_e + h_{22b}U_{cb} \equiv h_{fb}I_e + h_{ob}U_{cb}
\end{aligned}
\tag{4.70}
$$

Aby przejść do parametrów modeli typu hybryd-π, mając parametry katalogowe $\{h_{ije}\}$ lub $\{h_{ijb}\}$, można skorzystać z zależności zestawionych w tabeli 4.1. Relacje odwrotne są zebrane w tabeli 4.2.

Tabela 4.1.
Parametry małosygnałowe modeli hybryd-π w funkcji parametrów macierzy $\{h_{ij}\}$

Parametr	wyrażony przez h_{ije}	wyrażony przez h_{ijb}
$g_{eb'}$	$\dfrac{h_{oe}}{h_{re}}$	$\dfrac{h_{ob}}{h_{ib}h_{ob} - h_{rb}\left(1+h_{fb}\right)}$
$r_{bb'}$	$h_{ie} - \dfrac{h_{re}\left(1+h_{fe}\right)}{h_{oe}}$	$\dfrac{h_{rb}}{h_{ob}}$
$g_{cb'}$	$\dfrac{h_{oe}}{1+h_{fe}}$	$\dfrac{h_{ob}}{1-h_{rb}}$
β	h_{fe}	$\dfrac{-h_{fb}}{1+h_{fb}}$
α	$\dfrac{h_{fe}}{1+h_{fe}}$	$-h_{fb}$

Tabela 4.2.
Parametry h_{ije} w funkcji parametrów schematu hybryd-π na rys.4.18 [86]

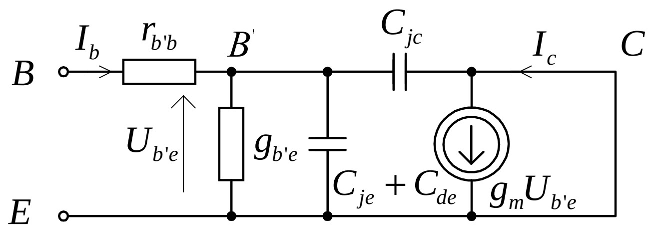
h_{ije} - parametr	wyrażony przez elementy schematu hybryd-π
h_{ie}	$r_{bb'} + \dfrac{1}{g_{b'e} + g_{b'c}}$
h_{fe}	$\dfrac{g_m}{g_{b'e} + g_{b'c}}$
h_{oe}	$\dfrac{g_{b'e}g_{b'c} + g_m g_{b'c}}{g_{b'e} + g_{b'c}} + g_{ce}$

4.3.7. Częstotliwości graniczne tranzystora

Model π-hybrydowy poprawnie reprezentuje tranzystor w szerokim zakresie częstotliwości - aż do częstotliwości granicznej nazywanej częstotliwością Giacoletta. Model ten jest praktyczny w obliczeniach parametrów wzmacniaczy wysokoczęstotliwościowych dopóty czas τ_N jest dużo krótszy od okresu drgań T sygnału wzmacnianego, czyli gdy $\tau_N / T << 1$.

Przykładowo, dla typowej wartości C_{de}=10 pF dla I_E = 1 mA uzyskamy wartość $\tau_N = 2{,}6 \cdot 10^{-11}\,\mathrm{s}$. Zatem jeżeli przyjąć granicę $\tau_N / T = 0{,}05$, to częstotliwość sygnału wejściowego $f = 200$ MHz będzie maksymalną granicą dla poprawności modelu π - hybrydowego.

Definiowane poniżej częstotliwości graniczne pracy tranzystora i stosowalności modelu hybryd-π określamy z wartości małosygnałowego współczynnika wzmocnienia β, wyznaczonej dla prądu zwarcia obwodu kolektora. Zwarcie to przekształca schemat zastępczy tranzystora z rys.4.18. do postaci jak na rys.4.22.



Rys.4.22. Wyznaczanie częstotliwości granicznych tranzystora

Zgodnie z definicją β, według zależności (4.35) ze schematu na rys.4.22 dla prądów sinusoidalnych otrzymujemy

$$\beta(j\omega) \equiv \left.\frac{I_c}{I_b}\right|_{U_{ce}=0} = \frac{g_m U_{b'e}(j\omega)}{I_b(j\omega)} = \frac{\dfrac{g_m}{g_{b'e}}}{1 + j\omega\left(\dfrac{C_{je} + C_{de} + C_{jc}}{g_{b'e}}\right)} \tag{4.71}$$

Przy małych częstotliwościach, gdy $\omega \to 0$, po prawej stronie powyższego równania pomijamy składnik urojony w mianowniku, a wtedy po uwzględnieniu zależności (4.49), mamy

$$\frac{g_m}{g_{b'e}} = \beta_0 = \frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0} \tag{4.72}$$

gdzie α_0 - stałoprądowy współczynnik wzmocnienia prądowego dla konfiguracji OB. Natomiast gdy ω rośnie, to β maleje, a przy pulsacji

$$\omega_\beta = \frac{g_{b'e}}{C_{je} + C_{de} + C_{jc}} \tag{4.73}$$

susceptancja $\omega\left(C_{je} + C_{de} + C_{jc}\right)$ jest równa konduktancji $g_{b'e}$. W ten sposób definiujemy *częstotliwość graniczną* $f_\beta = \omega_\beta / 2\pi$ (pulsację ω_β), przy której moduł zwarciowego współczynnika prądowego β zmniejsza się o 3 dB względem wartości małoczęstotliwościowej β_0

$$\frac{\left|\beta\left(f_\beta\right)\right|}{\beta_0} = \frac{1}{\sqrt{2}} \tag{4.74}$$

W podobny sposób definiujemy *częstotliwość graniczną* f_α, dla której

$$\frac{\left|\alpha\left(f_\alpha\right)\right|}{\alpha_0} = \frac{1}{\sqrt{2}} \tag{4.75}$$

Podstawiając wyrażenie (4.73) do (4.71), otrzymujemy

$$\beta = \frac{\beta_0}{1 + j\dfrac{\omega}{\omega_\beta}} \equiv \frac{\beta_0}{1 + j\dfrac{f}{f_\beta}} \tag{4.76a}$$

albo

$$\frac{\beta}{\beta_0} = \frac{1}{1 + j\left(\dfrac{f}{f_\beta}\right)} \tag{4.76b}$$

Praktyczne wartości f_β są niewielkie. Tranzystor mocy może pracować przy częstotliwościach znacznie większych niż f_β. Dla $f > f_\beta$ pomijamy 1 w mianowniku i wówczas z wyrażenia (4.76b) pozostanie tylko

$$\frac{\beta}{\beta_0} \approx -j\frac{f_\beta}{f}, \quad \text{dla } f > f_\beta \tag{4.77}$$

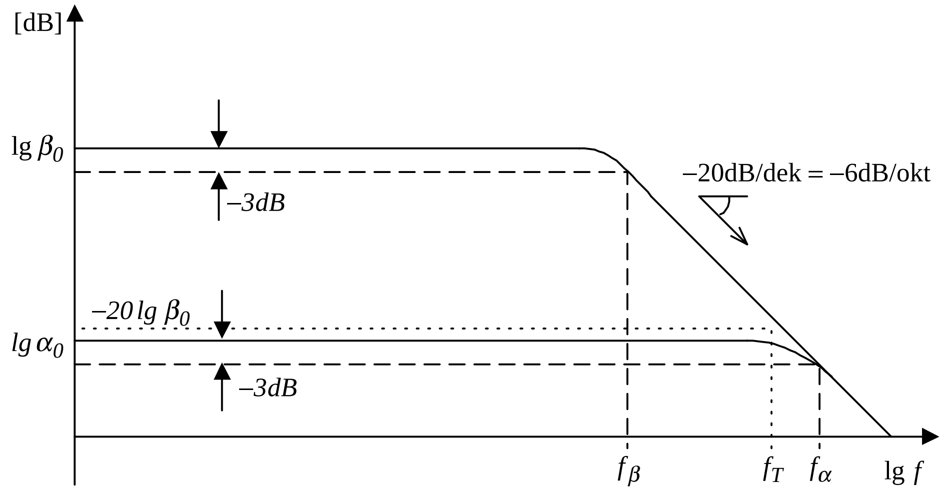
Wykres tej znormalizowanej funkcji, wyrażony w skali logarytmicznej (w dB)

$$20\log\left|\frac{\beta}{\beta_0}\right| = 20\left(\log f_\beta - \log f\right)[\text{dB}] \tag{4.78}$$

przedstawiono na rys.4.23. Gdy f zmienia się o dekadę w tym zakresie częstotliwości, powiedzmy od $f = f_x$ do $f = 10f_x$, to nachylenie krzywej stają się równe

$$20\left[\left(\log f_\beta - \log 10 f_x\right) - \left(\log f_\beta - \log f_x\right)\right] = -20\log 10 = -20\,\mathrm{dB}\,/\,\text{dekadę}$$

Takie jest nachylenie charakterystyczne krzywej powyżej f_β. Z praktycznego punktu widzenia w tym zakresie częstotliwości $\omega\left(C_{je}+C_{de}+C_{jc}\right) << g_{b'e}$ i można przyjąć, że I_b prawie całkowicie płynie przez pojemności $C_{je}+C_{de}+C_{jc}$.



Rys.4.23. Zależności częstotliwościowe małosygnałowych współczynników wzmocnienia β dla OE i α dla OB

Wówczas z zależności (4.71) pozostanie tylko

$$\beta = \frac{g_m}{j\omega\left(C_{je}+C_{de}+C_{jc}\right)} \qquad 4.79)$$

Na podstawie powyższej zależności definiujemy *maksymalną częstotliwość przenoszenia* f_T (albo $\omega_T = 2\pi f_T$) jako

$$f_T \equiv \frac{g_m}{2\pi\left(C_{je}+C_{de}+C_{jc}\right)} = |\beta| f \qquad (4.80)$$

Zatem jest to częstotliwość dla której moduł współczynnika wzmocnienia $|\beta| = 1$, przy stałym i wynoszącym -20dB/dekadę nachyleniu wzmocnienia. Częstotliwość f_T jest nazywana też *iloczynem wzmocnienia i pasma* (polem wzmocnienia) i jako parametr katalogowy w prosty sposób pozwala porównywać właściwości wysokoczęstotliwościowe tranzystorów. W ten sposób dla $f > f_\beta$ moduł współczynnika wzmocnienia jest odwrotnie proporcjonalny do częstotliwości; przy czym dla f_T mamy $|\beta| = 1$.

Łatwo zauważyć, że $f_T > f_\alpha$. Fizycznie fakt ten związany jest z przesunięciem fazowym między prądami emitera i kolektora. W miarę wzrostu f przesunięcie fazowe rośnie, co prowadzi do zwiększania się prądu bazy, chociaż absolutne wartości obu powyższych prądów nie zmieniają się. Stąd moduł $|\beta| = |I_c / I_b|$ maleje.

Zgodnie z (4.67) pomiędzy f_β i f_T zachodzi prosta zależność

$$\frac{1}{|\beta_0|} = \frac{f_\beta}{f_T} \qquad \text{czyli} \quad f_T = |\beta_0| f_\beta \tag{4.81}$$

Ponieważ $C_{je} + C_{de} >> C_{jc}$ oraz można założyć, że $g_{eb'} \approx g_m$ (ponieważ $\alpha_N \approx 1$), to w pierwszym przybliżeniu wystarczy przyjąć, że

$$f_T = \frac{g_m}{2\pi\left(C_{je} + C_{de} + C_{jc}\right)} \approx \frac{g_m}{2\pi\left(C_{je} + C_{de}\right)} \tag{4.82}$$

Przy tej częstotliwości model π-hybrydowy nie jest już reprezentatywny, dlatego częstotliwośc graniczna f_T jest określana pośrednio. Wartość $|\beta|$ jest mierzona przy dowolnej częstotliwości f w zakresie $f_\beta < f < f_T$ i zgodnie z rys.4.23 mamy

$$|\beta| f = \beta_0 f_\beta = f_T \tag{4.83}$$

Jest to zatem najprostszy sposób wyznaczenia f_T.

Dla potrzeb analizy układów bardzo wielkiej częstotliwości definiuje się jeszcze jedną częstotliwość graniczną, przy której maksymalne wzmocnienie mocy jakie uzyskuje się przy obustronnym dopasowaniu czwórnika jest równe jedności ($k_{pmax} = 1$). Częstotliwość ta nazywa się *maksymalną częstotliwością oscylacji*

$$f_{\max,osc} \equiv \sqrt{\frac{f_T}{8\pi\, r_{b'b} C_{b'c}}} \qquad 4.84)$$

Przy tej częstotliwości tranzystor przestaje być elementem aktywnym.

4.4. NARAŻENIA NAPIĘCIOWE TRANZYSTORÓW

Tranzystory bipolarne można łatwo uszkodzić, gdy zostaną przekroczone dopuszczalne napięcia pracy. Uszkodzenia powstają na skutek przebić Zenera, skrośnego lub lawinowego w złączach p-n tranzystora.

Przebicia Zenera są rzadkie w tranzystorach bipolarnych; mogą wystąpić tylko w złączu E-B w niektórych typach tranzystorów z dużą zawartością domieszek w emiterze.

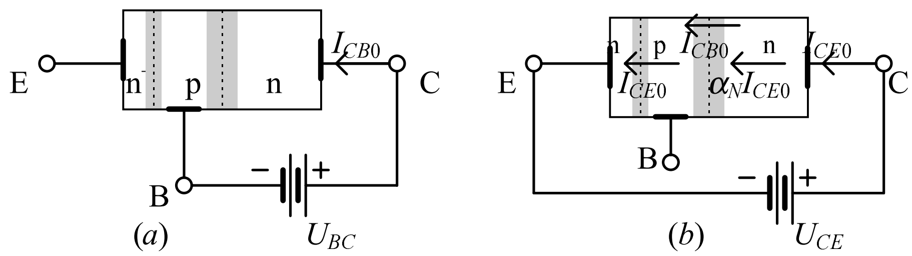
Przebicie skrośne pojawi się w tranzystorze, gdy na skutek znacznego wzrostu napięcia rewersyjnego na złączu kolektorowym złącze to tak się poszerzy, że pochłonie cały obszar neutralny dość wąskiej bazy. Spowoduje to obniżenie bariery dyfuzyjnej złącza emiterowego (rys.4.2b) i gwałtowny przyrost prądu kolektora. Znając szerokość bazy x_B, z zależności na szerokość złącza p-n łatwo jest określić krytyczną wartość napięcia przebicia skrośnego (przy pominięciu potencjału ψ_{0C})

$$U_{PT} = \frac{q x_B^2}{\varepsilon_o \varepsilon_s} \frac{N_B \left(N_C + N_B\right)}{N_C} \tag{4.85}$$

Przebicie lawinowe spolaryzowanego zaporowo złącza kolektorowego może pojawić się przy napięciach dużo mniejszych niż U_{PT}, zwłaszcza przy obciążeniach indukcyjnych w obwodzie kolektora. W konfiguracji OB przebicie lawinowe inicjuje prąd I_{CB0} (rys. 4.24a). Przebicie nastąpi, gdy prąd ten wzrośnie do wartości bliskiej MI_{CB0}, gdzie współczynnik multiplikacji M wynosi

$$M = \frac{1}{1 - \left(\dfrac{U_{CB}}{U_{(BR)CB}} \right)^{n_{BR}}} \tag{4.86}$$

przy czym $U_{(BR)CB}$ - nominalne napięcie przebicia dla konfiguracji OB, $n_{BR} = 3 \ldots 6$ - doświadczalnie ustalany współczynnik przebicia.



Rys. 4.24. Prądy nasycenia inicjujące przebicie lawinowe: *a*) I_{CB0} w konfiguracji z otwartym emiterem *b*) I_{CE0} w konfiguracji z otwartą bazą

W konfiguracji OE prąd I_{CB0} jest wspomagany prądem wstrzykniętym przez złącze emiterowe spolaryzowane przewodząco I_{CE0}

$$I_{CE0} = \frac{MI_{CB0}}{1 - \alpha_0 M} \tag{4.87}$$

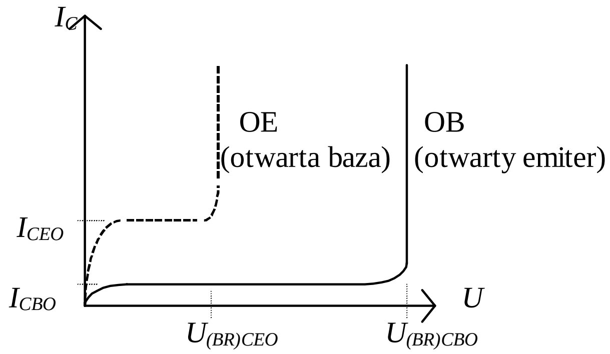
Zatem przebicie lawinowe wystąpi, gdy $\alpha_0 M = 1$.

W konfiguracji OE całkowite napięcie na tranzystorze wynosi $U_{CE} = U_{BE} + U_{CB} \approx U_{CB}$, a przebicie wystąpi przy napięciu nominalnym $U_{(BR)CE}$. Dla tej konfiguracji napięcie przebicia $U_{(BR)CE0}$ przy otwartym obwodzie bazy jest dużo mniejsze, niż dla konfiguracji OB z otwartym emiterem $U_{(BR)CB}$ (rys.4.25). Pomiędzy tymi napięciami zachodzi zależność

$$U_{(BR)CE0} = U_{(BR)CB0}\left(1-\alpha_0\right)^{1/n_{BR}} \qquad 4.88)$$

a przyjmując, że $1-\alpha_0 \approx 1/\beta_0$, można ją uprościć do postaci

$$U_{(BR)CE0} \approx \frac{U_{(BR)CB0}}{\sqrt[n_{BR}]{\beta_0}} \qquad (4.89)$$



Rys.4.25. Porównanie napięć przebicia i prądów nasycenia (zerowych) dla konfiguracji OB z otwartym emiterem i konfiguracji OE z otwartą bazą