

ΙΣΟΔΥΝΑΜΑ ΚΥΚΛΩΜΑΤΑ BJT

I. Ξανθάκης

Ευχαριστώ τους Δρ. Νικόλαο Βουδούκη, Υ.Δ. Δημήτριο Μπαζεβανάκη και Υ.Δ. Νικόλαο Τέμενο για τις παρατηρήσεις και τη βοήθειά τους στην προετοιμασία της παρούσας περίληψης.

Σημείωση: Η προσφερόμενη επανάληψη του BJT δεν θα γίνει κατανοητή χωρίς να γνωρίζετε την λειτουργία της διόδου PN.

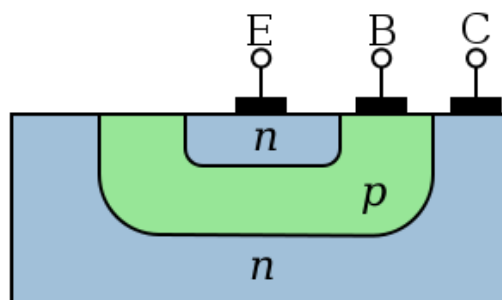
Εισαγωγή

Το διπολικό τρανζίστορ είναι ένα από τα δύο ευρέως χρησιμοποιούμενα τρανζίστορ στα μικροηλεκτρονικά κυκλώματα. Είναι αυτό που ιστορικά κατασκευάστηκε πρώτο στα εργαστήρια Bell Labs το 1947 από τους Bardeen και Brattain. Τη γενικότερη θεωρία των διπολικών διατάξεων έδωσε λίγο αργότερα ο Shockley ο οποίος, σημειωτέον, ήταν προϊστάμενος του τμήματος ημιαγωγικών διατάξεων στα Bell Labs. Για την εφεύρεση τους αυτή τιμήθηκαν και οι τρεις με το βραβείο Nobel το 1956. Το ακρωνύμιο BJT με το οποίο αναφέρεται το διπολικό τρανζίστορ προέρχεται από τα αρχικά των λέξεων Bipolar Junction Transistor. Τα τελευταίας τεχνολογίας διπολικά τρανζίστορ χρησιμοποιούν ημιαγωγούς διαφορετικής χημικής σύστασης για τον εκπομπό και την βάση (π.χ. GaAs και Ga_{1-x}Al_xAs) και για αυτό αποκαλούνται Heterojunction Bipolar Transistors = HBT. Θα ασχοληθούμε με τέσσερα βασικά ζητήματα στη μελέτη μας του BJT (το HBT διδάσκεται σε άλλο μάθημα):

- (Α) Βασική κατανόηση της λειτουργίας της διάταξης.
- (Β) Εξαγωγή των χαρακτηριστικών DC.
- (Γ) Εξαγωγή των χαρακτηριστικών AC χαμηλής συχνότητας και του ισοδύναμου κυκλώματος χαμηλών και υψηλών συχνοτήτων.
- (Δ) Μεταβατικές καταστάσεις συμπεριλαμβανομένης και της διακοπτόμενης λειτουργίας ON-OFF, OFF-ON, χρόνου επιτρέποντος.

(Α) Βασική Κατανόηση

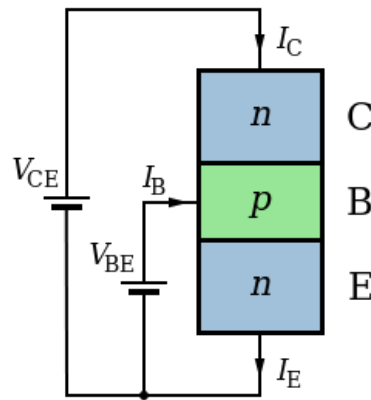
Η βασική διάταξη ενός διπολικού τρανζίστορ στο χώρο φαίνεται στο παρακάτω Σχήμα 1.



Σχήμα 1

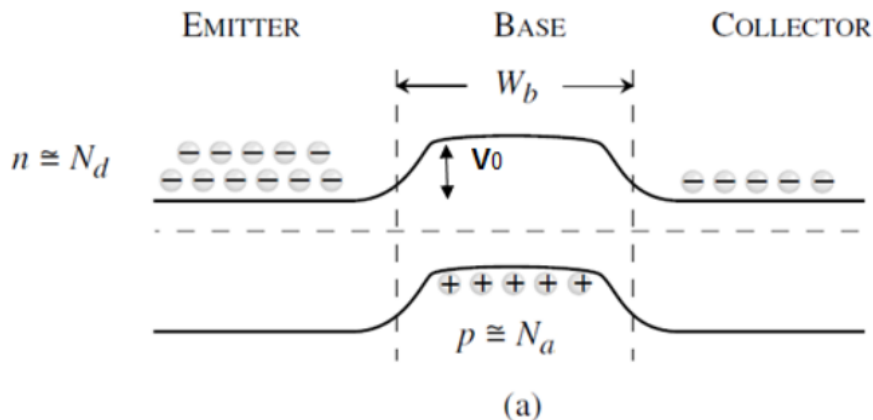
Σ' ένα υπόστρωμα πυριτίου αρχικά τύπου N εγχέονται υπέρτερες σε αριθμό προσμίξεις αποδεκτών και έτσι σχηματίζεται μια περιοχή P, η βάση. Κατόπιν, εγχέονται δότες σε ακόμα μεγαλύτερο αριθμό και σχηματίζεται ο εκπομπός τύπου N+. Η ανάλυση της τρισδιάστατης αυτής διάταξης είναι πολύ δύσκολη και συνήθως χρησιμοποιείται ένα απλοποιημένο μονοδιάστατο μοντέλο, αυτό του Σχήματος 2. Μπορεί κάποιος να φαντασθεί, αν διευκολύνεται ότι το μονοδιάστατο μοντέλο του Σχήματος 2 είναι το «σάντουιτς» κάθετα κάτω από τον εκπομπό N+. Από εδώ και στο εξής

θα κάνουμε όλη τη μαθηματική ανάλυση έχοντας υπόψιν μας ένα μονοδιάστατο μοντέλο όπως αυτό του Σχήματος 2.



Σχήμα 2

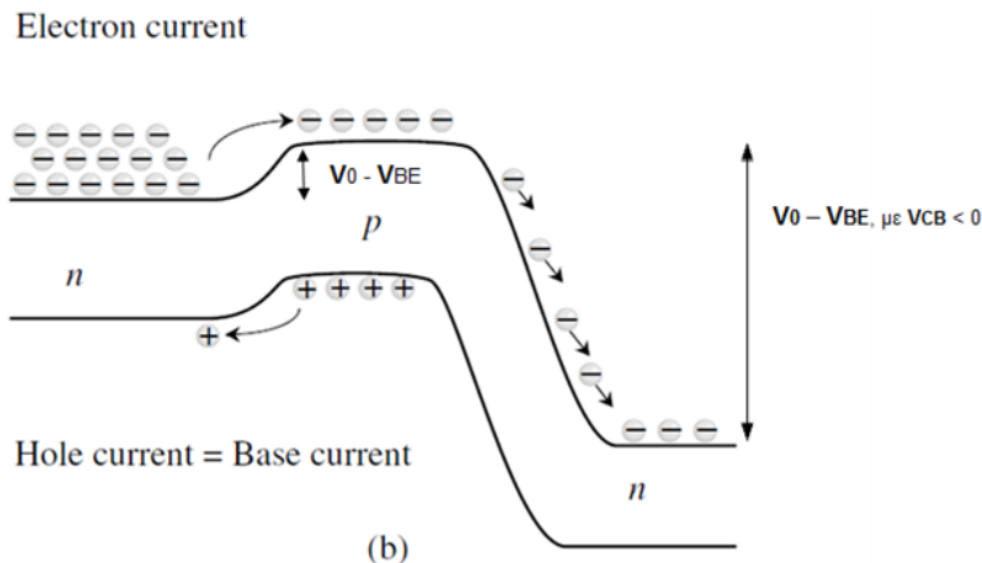
Για να γίνει αντιληπτό τι διεργασίες συντελούνται μέσα στο τρανζίστορ όταν εφαρμόζουμε τάσεις σε αυτό πρέπει πρώτα να κατανοήσουμε τα ενεργειακά διαγράμματα της διάταξης σε ηρεμία (χωρίς τάσεις). Αυτά φαίνονται παρακάτω στο Σχήμα 3. Προκύπτουν από την απλή συνένωση δυο διαγραμμάτων διόδων NP και PN. Από το διάγραμμα πρέπει να είναι προφανές ότι τα ηλεκτρόνια του εκπομπού (N τύπου) δεν μπορούν να περάσουν στη βάση (P τύπου) γιατί υπάρχει το αντίστοιχο φράγμα V_0 της διόδου NP. Αυτό αλλάζει όμως με την εφαρμογή τάσεων.



Σχήμα 3

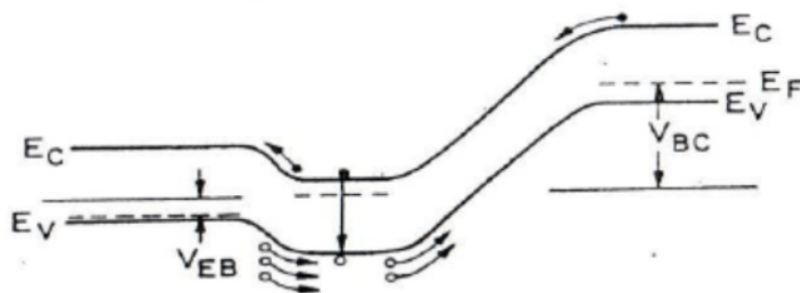
Όταν τώρα εφαρμοσθεί μια θετική τάση μεταξύ βάσης και εκπομπού και μια αρνητική τάση στην επαφή βάσης-συλλέκτη (βλέπε Σχήμα 4) τα ακόλουθα φαινόμενα θα συμβούν. Οι φορείς πλειονότητας της περιοχής N+ θα δουν ένα μικρότερο φράγμα δυναμικού και ένα ποσοστό τους – που θα είναι εκθετικά μεγαλύτερο από την κατάσταση ισορροπίας – θα εγχυθεί από τον εκπομπού στη βάση. Ομοίως, οπές από τη βάση θα εγχυθούν στον εκπομπού. Ο αριθμός τους όμως είναι μικρότερος διότι η βάση είναι λιγότερο νοθευμένη από τον εκπομπού. Ρεύματα λοιπόν θα

δημιουργηθούν.



Σχήμα 4: Το διάγραμμα BJT στην ενεργό περιοχή, δηλαδή $V_{BE} > 0$ (θετ. πόλωση), $V_{BC} < 0$ (αρν. πόλωση)

Θα αναλύσουμε καλύτερα τα ρεύματα αυτά σ' ένα διπολικό PNP διότι εκεί εγχέονται οπές, το συμβατικό ρεύμα των οποίων συμπίπτει με το πραγματικό σε αντίθεση με τα ηλεκτρόνια. Προσέξτε ότι πάλι υπάρχει φράγμα μεταξύ εκπομπού και βάσης. Το ενεργειακό διάγραμμα για PNP τρανζίστορ φαίνεται παρακάτω.



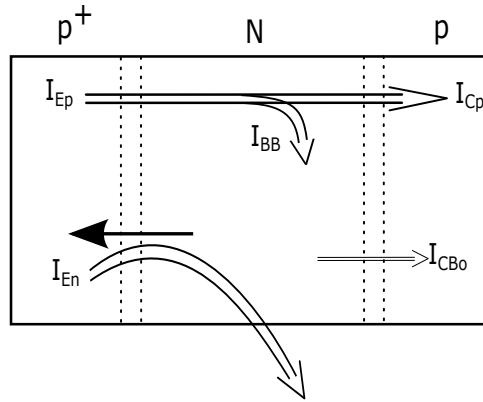
Σχήμα 5

(B) Ανάλυση Ρευμάτων DC

Φορείς (οπές) που πέρασαν από τον εκπομπού στη βάση θα ταξιδέψουν λόγω διάχυσης (όπως θα δούμε παρακάτω) μέχρι την επαφή βάσης-συλλέκτη όπου και θα συλλεγούν στον αντίστοιχο ακροδέκτη διότι η διαφορά δυναμικού μεταξύ βάσης-συλλέκτη δεν αποτελεί φράγμα για αυτές, το αντίθετο τις βοηθάει να φθάσουν στον ακροδέκτη. Για να γίνει καλύτερα αντιληπτό αυτό θυμηθείτε ότι (α) οι οπές του εκπομπού (P+) όταν περάσουν στη βάση γίνονται από φορείς

πλειονότητας φορείς μειονότητας και (β) φράγμα δυναμικού βλέπουν στη διέλευση τους μέσα από μια επαφή PN μόνο οι φορείς μειονότητας.

Σημειώνουμε ακόμα ότι ένα μικρό ποσοστό των οπών που πέρασαν στη βάση θα ανασυνδεθεί με ηλεκτρόνια της βάσης. Το ποσοστό αυτό θα είναι μικρό, εφόσον το μήκος της βάσης θα είναι μικρό. Στην αντίθετη περίπτωση η διάταξη δεν δουλεύει ή καλύτερα δουλεύει σαν 2 δίοδοι μύτη με μύτη. Τέλος, θα υπάρχει και το ανάστροφο ρεύμα κόρου της επαφής συλλέκτη-βάσης το οποίο θ' αποτελείται κυρίως από ηλεκτρόνια (γιατί;) και το οποίο εμφανίζεται στο Σχήμα 6 ως I_{CB_0} . Το ανάστροφο ρεύμα κόρου της επαφής εκπομπού-βάσης είναι αμελητέο.



Σχήμα 6

$$I_E = I_{E_p} + I_{E_n}$$

$$I_B = I_{E_n} + I_{BB}$$

$$I_C = I_{C_p} + I_{CB_0} \simeq I_{C_p}$$

Το ρεύμα είναι συμβολισμένο με διπλό βέλος. Το μονό ζεύγος στο I_{E_n} δείχνει μόνο την πραγματική φορά της ταχύτητας.

Για να έχουμε ενίσχυση θέλουμε να έχουμε:

$$\beta = \frac{I_{\varepsilon\xi}}{I_{\varepsilon\sigma}} = \frac{I_C}{I_B} \approx \frac{I_{C_p}}{I_{E_n}} \gg 1$$

που σημαίνει ότι:

$$\alpha = \frac{I_C}{I_E} \rightarrow 1$$

Γι' αυτό ορίζουμε τους παρακάτω συντελεστές:

$$\gamma = \frac{I_{E_p}}{I_E} = \frac{I_{E_p}}{I_{E_p} + I_{E_n}} = \text{απόδοση εκπομπού} = \text{εγγεόμενες οπές/ρεύμα εκπομπού}$$

$$\alpha_T = \frac{I_{C_p}}{I_{E_p}} = \text{ποσοστό των οπών στον εκπομπό που φθάνει στον συλλέκτη}$$

Προφανώς ισχύει $\alpha = \gamma \alpha_T$:

$$\alpha_T = 1 - \frac{\tau_F}{\tau_h}$$

όπου (χωρίς απόδειξη):

$$\tau_F = \frac{W_B^2}{2D_p} = \text{χρόνος διέλευσης μέσα από την βάση του BJT}$$

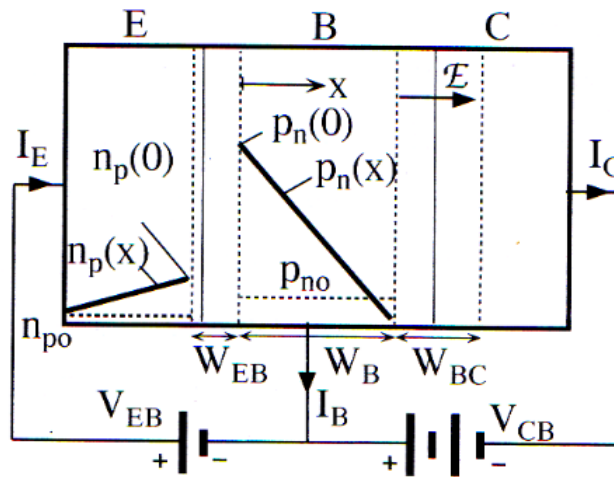
με W_B το πλάτος (ή μήκος) της βάσης και D_p η σταθερά διάχυσης οπών. Πολλές φορές το τ_F συμβολίζεται με τ_T .

Για την σχέση μεταξύ α και β ισχύει:

$$\alpha = \frac{\beta}{\beta + 1} \Rightarrow \beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha}$$

Προφανώς, όταν $\alpha \approx 1 \Rightarrow \beta \gg 1$.

Για να είναι το β πολύ μεγάλο (π.χ. 200) πρέπει το $I_{E_n} \ll I_{E_p}$ και το $I_{B_n} \ll I_{E_p}$. Η πρώτη συνθήκη σημαίνει $\gamma \approx 1$ ($\gamma < 1$) και η δεύτερη $\alpha_T \approx 1$ ($\alpha_T < 1$). Το I_{E_n} μπορεί να γίνει $\ll I_{E_p}$ χρησιμοποιώντας πολύ μεγαλύτερη νόθευση στον εκπομπό. Η δεύτερη συνθήκη εξασφαλίζεται μηδενίζοντας (σχεδόν) την ανασύνδεση στη βάση. Πώς μπορεί να γίνει αυτό; Τα παραπάνω επιτυγχάνονται κάνοντας το μήκος της βάσης $W_B \ll L_p = \text{μήκος διάχυσης}$, δηλαδή οι οπές δεν έχουν χώρο να ανασυνδεθούν. Τότε η κατανομή $p_n(x)$ στη βάση είναι γραμμική. *Γιατί;*



Σχήμα 7: Συγκέντρωση φορέων στο διπολικό τρανζίστορ PNP

Προχωράμε τώρα στον υπολογισμό του γ :

$$\gamma = \frac{I_{E_p}}{I_E} = \frac{I_{E_p}}{I_{E_p} + I_{E_n}} = \frac{1}{1 + \frac{I_{E_n}}{I_{E_p}}}$$

Από το διάγραμμα και θεωρώντας ότι το ρεύμα I_{E_p} είναι ρεύμα διάχυσης έχουμε ότι:

$$I_{E_p} = qAD_p \frac{p_n(0)}{W_B}$$

όπου q το φορτίο του ηλεκτρονίου, A η διατομή και τα υπόλοιπα μεγέθη φαίνονται στο Σχήμα 7. Από τη θεωρία της διόδου έχουμε:

$$p_n(0) = p_{n0} \exp\left(\frac{qV_{EB}}{kT}\right) \Rightarrow I_{E_p} = \frac{qAD_p p_{n0}}{W_B} \exp\left(\frac{qV_{EB}}{kT}\right)$$

όπου p_{n0} = συγκέντρωση φορέων μειονότητας σε θερμοκρασιακή ισορροπία.

$$I_C \approx I_{C_p} \approx I_{E_p} = I_s \exp\left(\frac{qV_{EB}}{kT}\right)$$

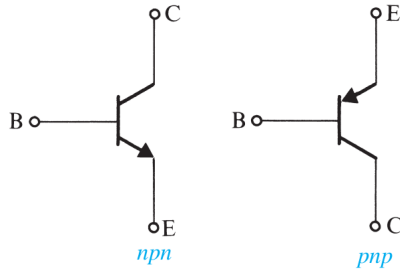
όπου:

$$I_s = \frac{qAD_p p_{n0}}{W_B}$$

Αντικαθιστώντας έχουμε:

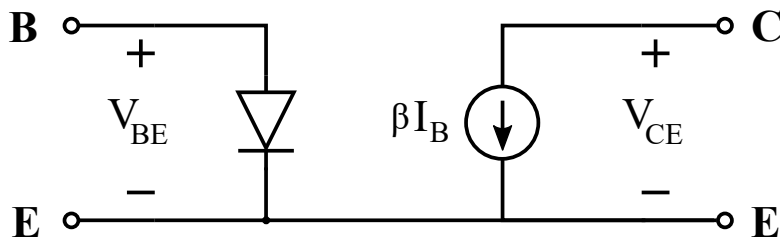
$$\gamma = \frac{1}{1 + \frac{W_B D_n n_{p0}}{D_p L_n p_{n0}}} = \frac{1}{1 + \frac{W_B \mu_n N_D}{L_n \mu_p N_A}}$$

Στις προηγούμενες σχέσεις οι δείκτες n , p εναλλάσσονται μεταξύ τους όταν αλλάζουμε από BJT τύπου PNP σε BJT τύπου NPN.



Σχήμα 8: Κυκλωματικά σύμβολα διπολικού τρανζίστορ

Άρα το ισοδύναμο κύκλωμα DC για NPN δίνεται στο Σχήμα 9:



Σχήμα 9

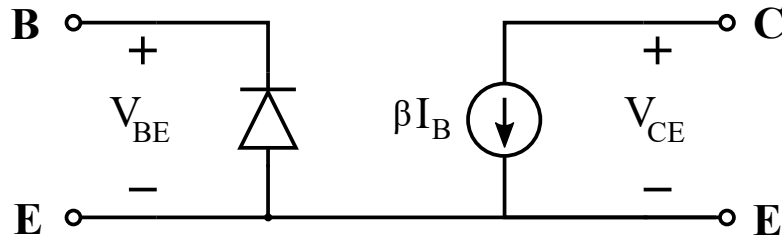
Όπου:

$$I_B = \frac{I_s}{\beta} \exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right)$$

και:

$$V_T \equiv \frac{kT}{q}$$

Αντίστοιχα, για PNP έχουμε το Σχήμα 10:



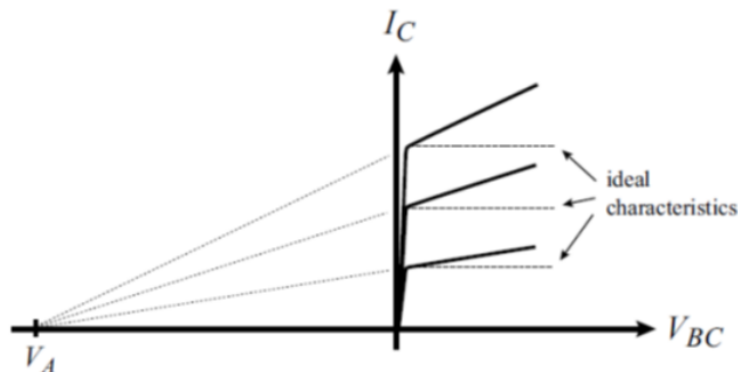
Σχήμα 10

Όπου:

$$I_B = \frac{-I_s}{\beta} \exp\left(\frac{-V_{BE}}{V_T}\right)$$

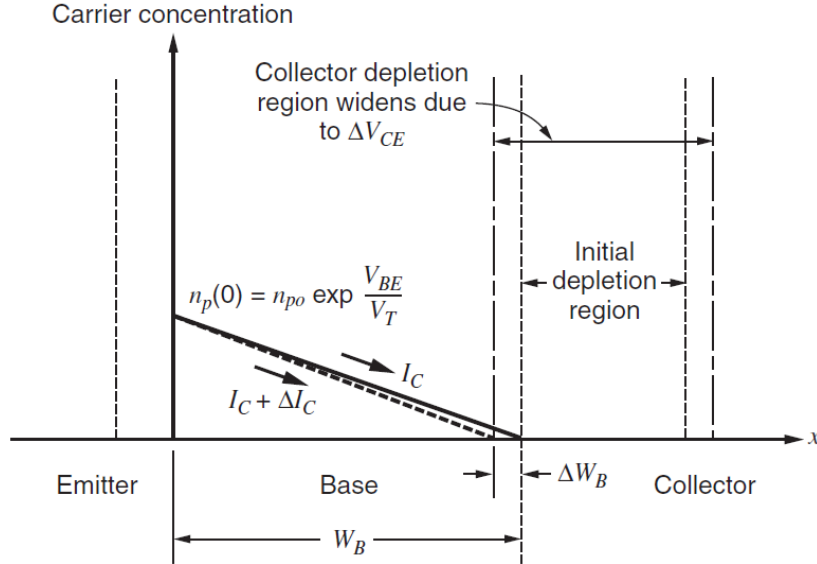
Προσοχή: Επειδή στην πράξη χρησιμοποιούμε το τρανζίστορ NPN παρακάτω κάνουμε την ανάλυση από εδώ και κάτω για αυτό.

Από την μέχρι τώρα θεωρία προκύπτει ότι η συνολική τάση V_{CE} δεν φαίνεται να παίζει ρόλο. Λογικό; Από απλή αιτιοκρατία έχουμε $V_{CE} = 0 \Rightarrow I_C = 0$. Όταν $V_{CE} = 0 \Rightarrow V_{BE} - V_{CB} = 0$ οι δύο δίοδοι είναι θετικά πολωμένες. Η κλίση της $n_p(x)$ είναι μηδέν. Έχουμε έγχυση φορέων σε δύο αντίθετες κατευθύνσεις και το συνολικό ρεύμα είναι **μηδέν**. Επιπρόσθετα, όπως θα εξηγήσουμε, το V_{CE} επιφέρει μια μικρή αύξηση στο I_C . Οι πραγματικές χαρακτηριστικές μοιάζουν λοιπόν όπως αυτές του Σχήματος 11:



Σχήμα 11: Πραγματικές και εξιδανικευμένες χαρακτηριστικές διπολικού τρανζίστορ. Οι χαρακτηριστικές όταν προεκταθούν σε αρνητικές τιμές συναντούνται στην τάση Early.

Η αύξηση στο ρεύμα οφείλεται στην αύξηση του πλάτους της περιοχής αραίωσης της διόδου βάσης-εκπομπού που αυξάνει την κλίση της συγκέντρωσης των φορέων (ηλεκτρονίων) στην βάση (Σχήμα 12).



Σχήμα 12: Το αποτέλεσμα της αύξησης της τάσης V_{CE} στην περιοχή απογύμνωσης μεταξύ συλλέκτη και βάσης στο διπολικό τρανζίστορ.

Οι ακόλουθες απλές πράξεις δίνουν την συσχέτιση του ρεύματος με τον ρυθμό μεταβολής του πλάτους της βάσης W_B . Q_B είναι το φορτίο στη βάση.

$$I_s = \frac{qAD_n n_i^2}{W_B N_A} = \frac{qAD_n n_i^2}{Q_B}$$

$$I_C = -I_s \exp\left(\frac{-V_{BE}}{V_T}\right) \Rightarrow \frac{\partial I_C}{\partial V_{CE}} = -\frac{qAD_n n_i^2}{Q_B^2} \exp\left(\frac{-V_{BE}}{V_T}\right) \frac{dQ_B}{dV_{CE}}$$

$$= -\frac{I_C}{Q_B} \frac{dQ_B}{dV_{CE}} = -\frac{I_C}{W_B} \frac{dW_B}{dV_{CE}}$$

Ένα καλύτερο διάγραμμα για την τάση Early είναι αυτό του Σχήματος 13. Από εκεί, έχουμε:

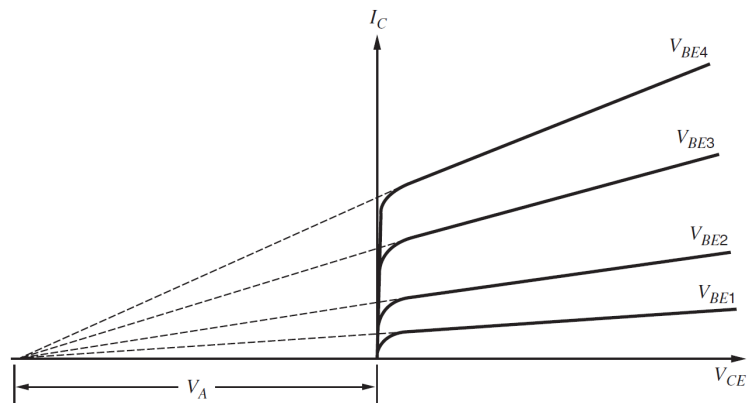
$$|V_A| = \frac{I_C}{\frac{\partial I_C}{\partial V_{CE}}}$$

και συνεπώς:

$$|V_A| = W_B \frac{dV_{CE}}{dW_B}$$

Άρα η προηγούμενη βασική εξίσωση γίνεται:

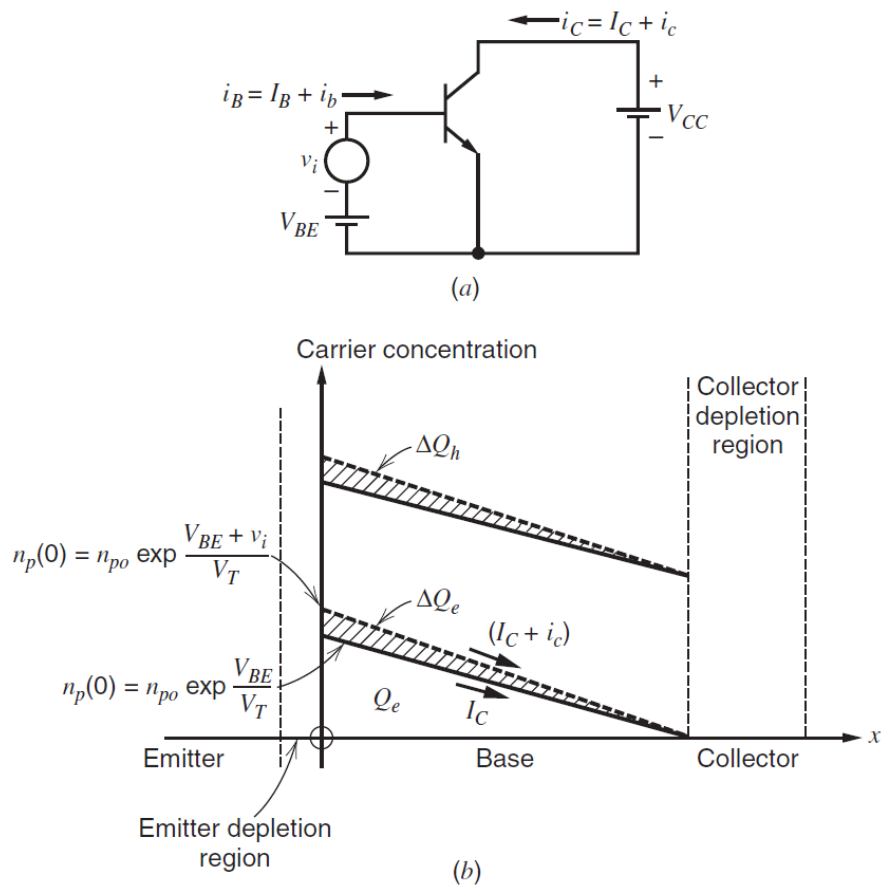
$$I_C = \left(1 + \frac{V_{CE}}{|V_A|}\right) I_s \exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right)$$



Σχήμα 13: Χαρακτηριστικά εξόδου του διπολικού τρανζίστορ, όπου φαίνεται η τάση Early V_A .

(Γ) Απόκριση Συχνότητας, Ισοδύναμα Κυκλώματα Ασθενούς Σήματος

Όταν εφαρμόζουμε DC σήμα αλλά και ταυτόχρονα AC τάση οι αντίστοιχες πυκνότητες στην βάση του BJT ταλαντώνονται όπως στο Σχήμα 14. Οι συμβολισμοί δίδονται εκεί.



Σχήμα 14

Προσοχή: Χρησιμοποιούνται πολλοί συμβολισμοί ανάλογα με το εκάστοτε βιβλίο ηλεκτρονικής. Για παράδειγμα, στο βιβλίο των Sedra–Smith υπάρχει ο συμβολισμός $i_C = I_C + i_c$, ενώ σε αυτό των Gray–Meyer ο $I_c = I_C + i_c$. Και οι δύο μορφές υποδηλώνουν το ότι το ολικό ρεύμα ισούται με το άθροισμα μίας DC και AC συνιστώσας. Εδώ για να μην υπάρχει σύγχυση χρησιμοποιείται ο συμβολισμός των Sedra–Smith, όπου:

- i_C : συνολικό χρονικά μεταβαλλόμενο ρεύμα.
- I_C : σταθερό ρεύμα πόλωσης.
- i_c : AC συνιστώσα (ή σήμα).
- $i_C(t) = I_C + i_c(t)$.

Ακόμα, όλοι οι συγγραφείς κάνουν την προσέγγιση για χαμηλές συχνότητες που δεν αναγράφεται:

$$\frac{\partial i_C}{\partial v_{BE}} \simeq \frac{dI_C}{dV_{BE}}, \quad \kappa\tau\lambda$$

δηλαδή, οι παράγωγοι των μεγεθών υπολογίζονται από τις DC χαρακτηριστικές του τρανζίστορ.

Έχουμε:

$$g_m = \frac{dI_C}{dV_{BE}} \Rightarrow \Delta I_C = g_m \Delta V_{BE} \Rightarrow i_c = g_m u_i$$

Για το g_m ισχύει:

$$g_m = \frac{d}{dV_{BE}} \left[I_s \exp \left(\frac{V_{BE}}{V_T} \right) \right] = \frac{I_s}{V_T} \exp \left(\frac{V_{BE}}{V_T} \right) = \frac{I_C}{V_T} = \frac{qI_C}{kT}$$

Το $\Delta V_{BE} = u_i$ υποχρεώνει την βάση σε αύξηση $\Delta Q_{BE} \equiv q_e$. Για να διατηρηθεί η ηλεκτρική ουδετερότητα ο ακροδέκτης B δίνει $q_n = q_e \Rightarrow C_\pi = \frac{q_n}{u_i}$.

Από προηγούμενα μαθήματα έχουμε:

$$\frac{Q_{BE}}{I_C} = \frac{W_B^2}{2D_p} = \tau_F = \text{χρόνος διέλευσης ενός ηλεκτρονίου μέσω της βάσης}$$

$$\Rightarrow \Delta Q_{BE} = \Delta Q_{Bn} = \tau_F \Delta I_C \Rightarrow C_\pi = \frac{\tau_F i_c}{u_i} = \tau_F g_m, \quad \text{όπου λάβαμε επίσης υπόψιν ότι } q_n = \tau_F i_c.$$

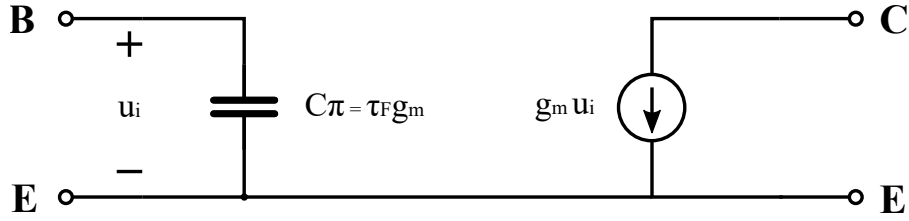
Άρα ένα ισοδύναμο κύκλωμα που μπορούμε να γράψουμε μέχρι στιγμής είναι το ακόλουθο (Σχήμα 15):

Το παραπάνω διάγραμμα είναι υπερ-υπεραπλουστευμένο.

Αντίσταση Εισόδου:

Έχουμε:

$$I_B = \frac{I_C}{\beta} \Rightarrow \Delta I_B = \frac{d}{dI_C} \left(\frac{I_C}{\beta} \right) \Delta I_C$$



Σχήμα 15

$$\beta_0 \equiv \frac{\Delta I_C}{\Delta I_B} = \frac{i_c}{i_b} \Rightarrow \beta_0 = \left[\frac{d}{dI_C} \left(\frac{I_C}{\beta} \right) \right]^{-1}$$

Αν ορίσουμε:

$$r_\pi = \frac{u_i}{i_b} \Rightarrow r_\pi = \frac{u_i}{i_c} \beta_0 = \frac{\beta_0}{g_m}$$

Αντίσταση Εξόδου:

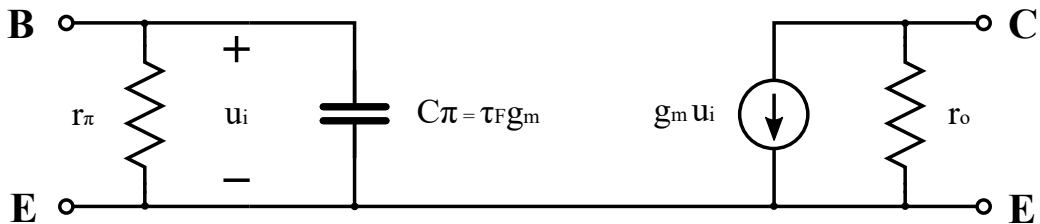
Ξανά, με Taylor 1^{ου} βαθμού, έχουμε:

$$\Delta I_C = \frac{\partial I_C}{\partial V_{CE}} \Delta V_{CE}$$

Πάλι, από προηγούμενα μαθήματα έχουμε (φαινόμενο Early):

$$\frac{\partial I_C}{\partial V_{CE}} = \frac{I_C}{V_A} \Rightarrow \frac{\Delta V_{CE}}{\Delta I_C} = \frac{V_A}{I_C} = r_o$$

Αν ορίσουμε $h = \frac{kT}{qV_A} \Rightarrow r_o = \frac{1}{hg_m}$. Άρα ένα καλύτερο ισοδύναμο κύκλωμα είναι το παρακάτω (Σχήμα 16):

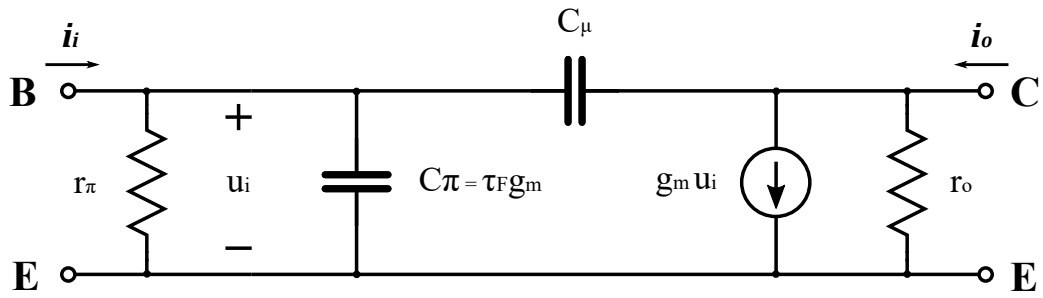


Σχήμα 16

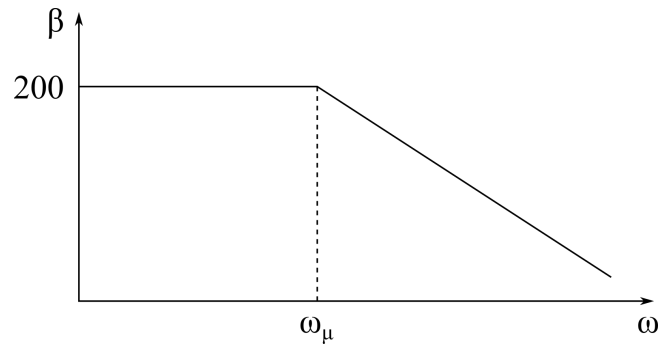
Τέλος, η αρνητικά πολωμένη διόδος CB έχει μια πρόσθετη χωρητικότητα που ενώνει τον συλλέκτη με την βάση. Επομένως, ένα πιο πλήρες μοντέλο απεικονίζεται στο Σχήμα 17.

Μπορούμε να υπολογίσουμε την εξάρτηση του $\beta(\omega)$ από την συχνότητα, η οποία φαίνεται στο Σχήμα 18. Για αυτό το αποτέλεσμα χρησιμοποιούμε το απλό Σχήμα 16 και όχι το Σχήμα 17. Αγνοώντας την αντίσταση r_o (δηλαδή με $r_o \rightarrow \infty$) έχουμε:

$$u_i = i_i \frac{r_\pi}{1 + j\omega r_\pi C_\pi}$$



Σχήμα 17



Σχήμα 18

$$i_o = g_m u_i = \frac{i_i r_\pi g_m}{1 + j\omega r_\pi C_\pi} \Rightarrow \beta(\omega) = \text{abs}\left(\frac{i_o}{i_i}\right) = \text{abs}\left(\frac{\beta_0}{1 + j\omega r_\pi C_\pi}\right)$$

Γιατί το $\beta_0 \equiv r_\pi g_m$ ισούται με το β χαμηλών συχνοτήτων;