

Ημιαγωγικές Διατάξεις

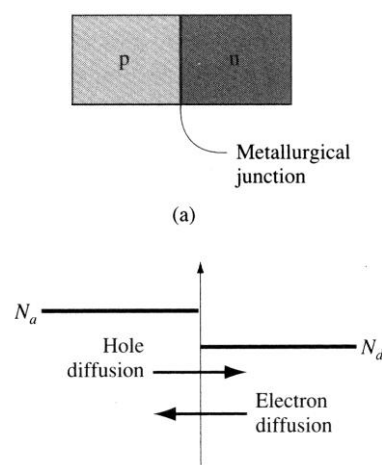
Ε. ΡΟΔΙΤΗ

Αθήνα 2010

1. Η επαφή pn

Στο κεφάλαιο αυτό θα μελετήσουμε την επαφή pn που δημιουργείται όταν φέρουμε σε επαφή ένα ημιαγωγό τύπου n και ένα ημιαγωγό τύπου p. Οι περισσότερες ημιαγωγικές διατάξεις περιέχουν τουλάχιστον μία επαφή pn που τους παρέχει τα χαρακτηριστικά εκείνα που απαιτούνται για ανορθωτές, ενισχυτές, κυκλώματα διακόπτη κ.λ.π. Στο σχήμα 1.1.α φαίνεται μία τέτοια επαφή.

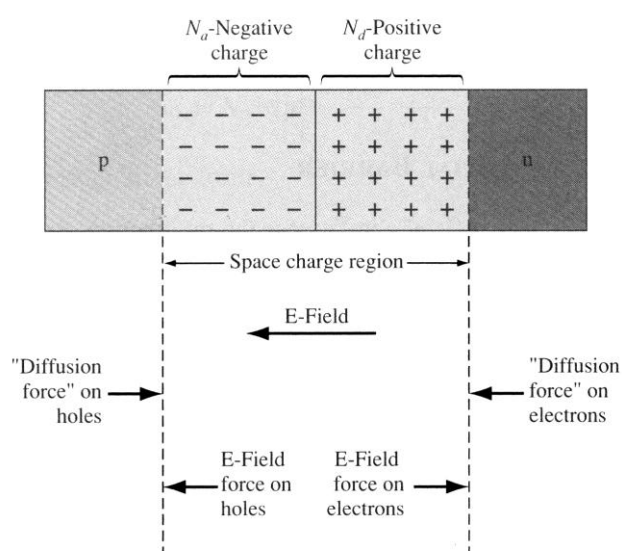
Μία επαφή pn δεν δημιουργείται ποτέ με το να «κολλήσουν» μεταξύ τους δύο κομμάτια ημιαγωγού με διαφορετικές προσμίξεις, απλά μας είναι χρήσιμη μια τέτοια θεώρηση για τη κατανόηση, του τι συμβαίνει, για να φτάσουμε σε θερμική ισορροπία. Στην πραγματικότητα μια επαφή pn δημιουργείται όταν σε ένα μονοκρυσταλλικό ημιαγωγό, η μια περιοχή του εμπλουτιστεί με προσμίξεις τύπου δότη, για τη δημιουργία της περιοχής τύπου n και η άλλη με προσμίξεις τύπου αποδέκτη, για τη δημιουργία της περιοχής p. Η διεπιφάνεια που ξεχωρίζει τις δύο περιοχές συνηθίζεται να λέγεται *μεταλλουργική επαφή* (σχ.1.1.α).



**Σχήμα 1.1 (α) Απλοποιημένη γεωμετρία μιας επαφής pn
(β) Συγκέντρωση προσμίξεων ιδανικής pn επαφής**

Στο σχήμα 1.1.β παρουσιάζονται οι συγκεντρώσεις των προσμίξεων στις περιοχές p και n. Στην πραγματικότητα δεν είναι δυνατόν να αλλάξει απότομα, σε

κάποια εσωτερική επιφάνεια του ημιαγωγού, ο τύπος προσμίξεων από δότες σε αποδέκτες. Για λόγους απλούστευσης της ανάλυσης, θα θεωρήσουμε, αρχικά, ότι έχουμε τη λεγόμενη *απότομη επαφή* pn, όπου η συγκέντρωση προσμίξεων είναι ομοιόμορφη σε κάθε περιοχή και υπάρχει μία απότομη αλλαγή στον τύπο των προσμίξεων στην μεταλλουργική επαφή. Άρα στην μεταλλουργική επαφή θα υπάρχει αρχικά μία πολύ μεγάλη διαβάθμιση στις συγκεντρώσεις των ηλεκτρονίων και των οπών. Ηλεκτρόνια, που είναι οι φορείς πλειονότητας της περιοχής n θα αρχίσουν να διαχέονται μέσα στην περιοχή p και αντίστοιχα οπές, που είναι οι φορείς πλειονότητας της περιοχής p, θα αρχίσουν να διαχέονται μέσα στην περιοχή n. Καθώς τα ηλεκτρόνια φεύγουν από την περιοχή n αφήνουν πίσω τους θετικά φορτισμένα άτομα δοτών. Αντίστοιχα οι οπές που εγκαταλείπουν την περιοχή p αφήνουν πίσω τους αρνητικά φορτισμένα άτομα αποδεκτών.



Σχήμα 1.2 Περιοχή φορτίων χώρου, ηλεκτρικό πεδίο, δυνάμεις που ασκούνται στους φορείς

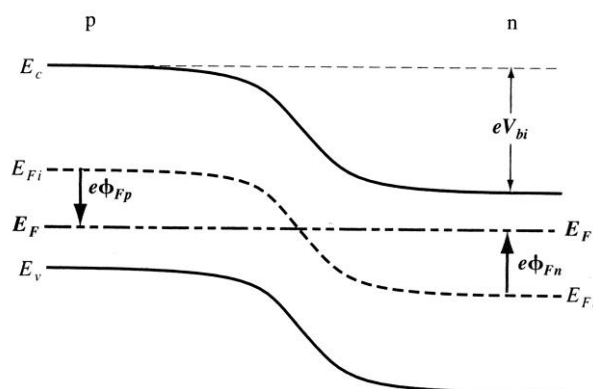
Έτσι δημιουργούνται δύο περιοχές με θετικά και αρνητικά φορτία, εκατέρωθεν της μεταλλουργικής επαφής, όπως φαίνεται στο σχήμα 1.2. Οι δύο αυτές περιοχές αποτελούν την λεγόμενη *περιοχή φορτίων χώρου* (*space charge region*) Η περιοχή φορτίων χώρου ονομάζεται και *περιοχή απογύμνωσης* (*depletion region*) διότι έχει απογυμνωθεί από κάθε ευκίνητο φορέα.

Τα θετικά και τα αρνητικά φορτία των περιοχών n και p δημιουργούν ένα ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή κοντά στην μεταλλουργική επαφή με φορά από το θετικό προς το αρνητικό φορτίο. Στα άκρα τις περιοχής φορτίων χώρου θα ασκούνται στα ηλεκτρόνια και στις οπές δυνάμεις διάχυσης, όπως φαίνεται στο σχήμα 1.2, που είναι αντίθετες από τις δυνάμεις που ασκούνται λόγω του ηλεκτρικού πεδίου στην περιοχή φορτίων χώρου. Στην κατάσταση ισορροπίας οι δύο αυτές δυνάμεις που ασκούνται σε κάθε τύπο φορέα εξισορροπούνται. Στην συνέχεια θα μελετήσουμε την επαφή pn σε κατάσταση θερμικής ισορροπίας, όταν δεν υπάρχουν ρεύματα, ούτε εφαρμόζεται κάποια εξωτερική τάση στην pn επαφή.

1.1 Χωρίς εφαρμογή εξωτερικής πόλωσης

1.1.1 Δυναμικό Επαφής

Εάν θεωρήσουμε ότι δεν εφαρμόζεται καμία τάση στην επαφή τότε βρισκόμαστε σε κατάσταση θερμικής ισορροπίας και το επίπεδο Fermi είναι σταθερό στο όλο σύστημα, όπως φαίνεται στο σχήμα 1.3. Οι ζώνες αγωγιμότητας και σθένους θα καμπυλώνονται στην περιοχή φορτίων χώρου εφόσον οι θέσεις τους σε σχέση με το επίπεδο Fermi είναι διαφορετικές στην n και p περιοχή.



Σχήμα 1.3 Ενεργειακό διάγραμμα επαφής pn σε θερμική ισορροπία

Τα ηλεκτρόνια της ζώνης αγωγιμότητας στην περιοχή n βλέπουν ένα φραγμό δυναμικού όταν προσπαθήσουν να περάσουν στη ζώνη αγωγιμότητας της περιοχής p.

Αυτό το ύψος φραγμού δυναμικού ονομάζεται *δυναμικό επαφής ή δυναμικό διάχυσης* (εφ' όσον οφείλεται ουσιαστικά σε διάχυση φορέων από την μια πλευρά της μεταλλουργικής επαφής στην άλλη) και συμβολίζεται με V_{bi} .

Το επίπεδο Fermi E_{Fi} στον ενδογενή ημιαγωγό ισαπέχει από τα άκρα της ζώνης αγωγιμότητας σε όλη την επαφή (όπως φαίνεται στο σχήμα 1.3) και μπορούμε να υπολογίσουμε το δυναμικό επαφής χρησιμοποιώντας τη διαφορά μεταξύ των επιπέδων Fermi ενδογενούς ημιαγωγού στις περιοχές n και p. Όπως φαίνεται και στο σχήμα 1.3 θα ισχύει:

$$V_{bi} = |\Phi_{Fn}| + |\Phi_{Fp}| \quad (1.1)$$

Στην περιοχή n η συγκέντρωση των ηλεκτρονίων στη ζώνη αγωγιμότητας θα είναι:

$$n_o = N_C \exp\left[\frac{-(E_C - E_F)}{kT}\right] = n_i \exp\left[\frac{(E_F - E_{Fi})}{kT}\right] \quad (1.2)$$

όπου n_i η συγκέντρωση φορέων ενδογενούς ημιαγωγού. Το δυναμικό Φ_{Fn} στην περιοχή n καθορίζεται σε:

$$e\Phi_{Fn} = E_{Fi} - E_F \quad (1.3)$$

‘ρα από τις (1.2) και (1.3) συνεπάγεται ότι :

$$n_o = n_i \exp\left[\frac{-e\Phi_{Fn}}{kT}\right] \quad (1.4)$$

Αν θεωρήσουμε πλήρη ιονισμό των προσμίξεων ώστε το $n_0=N_d$ και λογαριθμήσουμε την 1.4 καταλήγουμε στην σχέση :

$$\Phi_{Fn} = -\frac{kT}{e} \ln\left(\frac{n_o}{n_i}\right) \Rightarrow \Phi_{Fn} = -\frac{kT}{e} \ln\left(\frac{N_d}{n_i}\right) \quad (1.5)$$

Αντίστοιχα στην περιοχή p η συγκέντρωση οπών είναι :

$$p_o = N_a = n_i \exp\left[\frac{(E_{Fi} - E_F)}{kT}\right] \quad (1.6)$$

και το δυναμικό Φ_{Fp} καθορίζεται ως :

$$e\Phi_{Fp} = E_{Fi} - E_F \quad (1.7)$$

Από τις (1.6) και (1.7) προκύπτει ότι:

$$\Phi_{Fp} = + \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{N_a}{n_i}\right) \quad (1.8)$$

Αν αντικαταστήσουμε τις (1.5) και (1.8) στην εξίσωση (1.1) καταλήγουμε στην παρακάτω έκφραση για το δυναμικό επαφής:

$$V_{bi} = + \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{N_a N_d}{n_i^2}\right) = V_{th} \ln\left(\frac{N_a N_d}{n_i^2}\right) \quad (1.9)$$

όπου $V_{th}=kT/e$ είναι η θερμική τάση.

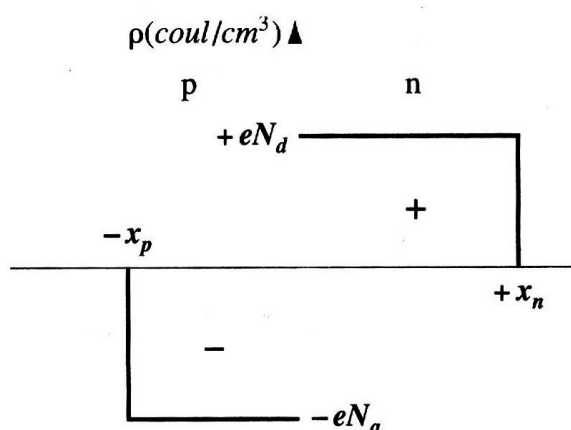
1.1.2. Ηλεκτρικό πεδίο

Στην περιοχή φορτίων χώρου όπως είπαμε δημιουργείται ένα ηλεκτρικό πεδίο. Στο σχήμα 1.4 φαίνεται η κατανομή της πυκνότητας φορτίου ανά μονάδα όγκου στην pn επαφή θεωρώντας ότι έχουμε ομοιόμορφη κατανομή προσμίξεων και απότομη επαφή. Θα θεωρήσουμε ότι η περιοχή φορτίων χώρου τελειώνει απότομα στην περιοχή n στο $x = +x_n$ και στην περιοχή p στο $x = -x_p$ (το x_p είναι θετικός αριθμός).

Το ηλεκτρικό πεδίο θα καθοριστεί από την εξίσωση του Poisson σε μία διάσταση:

$$\frac{d^2\phi(x)}{dx^2} = \frac{-\rho(x)}{\epsilon_s} = -\frac{dE(x)}{dx} \quad (1.10)$$

όπου $\phi(x)$ είναι το ηλεκτρικό δυναμικό, $E(x)$ το ηλεκτρικό πεδίο, $\rho(x)$ η πυκνότητα φορτίου ανά μονάδα όγκου και ϵ_s η διηλεκτρική σταθερά του ημιαγωγού. Από το σχήμα 1.4 οι πυκνότητες φορτίου είναι:



Σχήμα 1.4 Πυκνότητα φορτίου επαφής pn με ομοιογενή συγκέντρωση προσμίξεων

$$\rho(x) = -eN_a \quad -x_p < x < 0 \quad (1.11a)$$

$$\rho(x) = eN_d \quad 0 < x < x_n \quad (1.11b)$$

Το ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή p υπολογίζεται με ολοκλήρωση της εξίσωσης (1.10). Έτσι έχουμε :

$$E = \int \frac{\rho(x)}{\epsilon_s} dx = - \int \frac{eN_a}{\epsilon_s} dx = \frac{-eN_a}{\epsilon_s} x + C_1 \quad -x_p < x < 0 \quad (1.12)$$

όπου C_1 είναι η σταθερά ολοκλήρωσης. Το ηλεκτρικό πεδίο θεωρείται μηδενικό στην ουδέτερη p περιοχή για $x < -x_p$ εφόσον τα ρεύματα είναι μηδενικά στην θερμική ισορροπία και είναι μία συνεχής συνάρτηση. Η σταθερά ολοκλήρωσης υπολογίζεται θέτοντας $E=0$ για $x = -x_p$.

$$\frac{eN_a}{\epsilon_s} x_p + C_1 = 0 \Rightarrow C_1 = -\frac{eN_a}{\epsilon_s} x_p \quad (1.13)$$

Αντικαθιστώντας στην (1.12) προκύπτει ότι :

$$E = \frac{-eN_a}{\epsilon_s} (x + x_p) \quad -x_p \leq x \leq 0 \quad (1.14)$$

Στην περιοχή n το ηλεκτρικό πεδίο υπολογίζεται από τη σχέση :

$$E = \int \frac{(eN_d)}{\epsilon_s} dx = \frac{eN_d}{\epsilon_s} x + C_2 \quad (1.15)$$

όπου C_2 η σταθερά ολοκλήρωσης. Αντίστοιχα η σταθερά C_2 υπολογίζεται θέτοντας $E=0$ για $x=x_n$ εφόσον το ηλεκτρικό πεδίο θεωρείται μηδέν στην περιοχή n για $x>x_n$ και είναι συνεχής συνάρτηση. Έτσι:

$$E = \frac{-eN_d}{\epsilon_s} (x_n - x) \quad 0 \leq x \leq x_n \quad (1.16)$$

Όμως το ηλεκτρικό πεδίο είναι συνεχής συνάρτηση και στη μεταλλουργική επαφή. Άρα εξισώνοντας τις (1.14) και (1.15) για $x=0$ παίρνουμε :

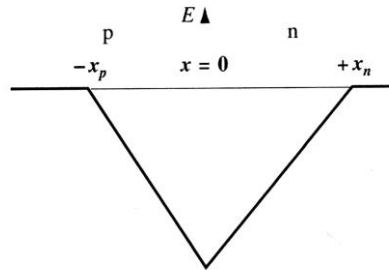
$$N_a x_p = N_d x_n \quad (1.17)$$

Η σχέση (1.17) μας δηλώνει ότι ο αριθμός των αρνητικών φορτίων ανά μονάδα επιφανείας στην περιοχή p είναι ίσος με τον αριθμό των θετικών φορτίων ανά μονάδα επιφανείας της περιοχής n.

Στο σχήμα 1.5 φαίνεται η γραφική παράσταση του ηλεκτρικού πεδίου στη περιοχή απογύμνωσης. Για επαφή pn με ομοιόμορφη κατανομή προσμίξεων είναι γραμμική συνάρτηση της απόστασης από την επαφή με μέγιστη τιμή στην μεταλλουργική επαφή.

Το δυναμικό στην επαφή θα υπολογιστεί ολοκληρώνοντας το ηλεκτρικό πεδίο. Στην περιοχή p έχουμε :

$$\phi(x) = -\int E(x) dx = \int \frac{eN_a}{\epsilon_s} (x + x_p) dx \quad (1.18)$$



Σχήμα 1.5 Ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή απογύμνωσης επαφής pn

$$\text{ή} \quad \phi(x) = \frac{eN_a}{\epsilon_s} \left(\frac{x^2}{2} + x_p \cdot x \right) + C_1' \quad (1.19)$$

όπου C_1' είναι η σταθερά ολοκλήρωσης. Στην pn επαφή μας ενδιαφέρει περισσότερο η διαφορά δυναμικού στην επαφή παρά η απόλυτη τιμή του δυναμικού. Έτσι θέτουμε αυθαίρετα το δυναμικό μηδέν στο $x = -x_p$ και η σταθερά ολοκλήρωσης υπολογίζεται σε :

$$C_1' = \frac{eN_a}{2\epsilon_s} x_p^2 \quad (1.20)$$

και το δυναμικό στην περιοχή p ισούται με :

$$\phi(x) = \frac{eN_a}{2\epsilon_s} (x + x_p)^2 \quad -x_p \leq x \leq 0 \quad (1.21)$$

Το δυναμικό στην περιοχή n υπολογίζεται με ολοκλήρωση της έκφρασης του ηλεκτρικού πεδίου στην περιοχή n :

$$\phi(x) = \int \frac{eN_d}{\epsilon_s} (x_n - x) dx \quad (1.22)$$

Οπότε

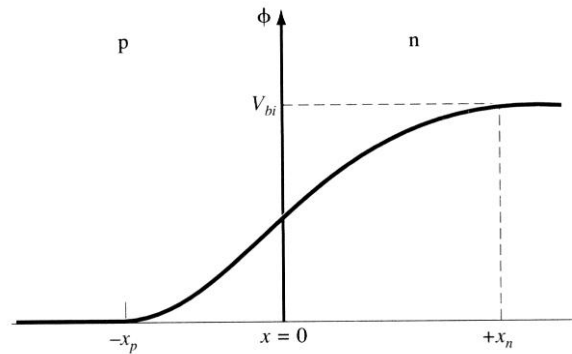
$$\phi(x) = \frac{eN_d}{\epsilon_s} \left(x_n \cdot x - \frac{x^2}{2} \right) + C_2' \quad (1.23)$$

όπου C_2' σταθερά ολοκλήρωσης. Επειδή το δυναμικό είναι συνεχής συνάρτηση εξισώνοντας τις (1.21) και (1.23) για $x=0$ παίρνουμε:

$$C_2' = \frac{eN_a}{2\epsilon_s} x_p^2 \quad (1.24)$$

και το δυναμικό στην περιοχή n γράφεται:

$$\phi(x) = \frac{eN_d}{\epsilon_s} \left(x_n \cdot x - \frac{x^2}{2} \right) + \frac{eN_a}{2\epsilon_s} x_p^2 \quad (0 \leq x \leq x_n) \quad (1.25)$$



Σχήμα 1.6 Ηλεκτρικό δυναμικό στην περιοχή φορτίων χώρου επαφής pn

Στο σχήμα 1.6 παρουσιάζεται η γραφική παράσταση του δυναμικού κατά μήκος της επαφής και φαίνεται η εξάρτηση δευτέρου βαθμού από την απόσταση. Η τιμή του δυναμικού στο $x=x_n$ θα ισούται με το δυναμικό επαφής. Έτσι από την εξίσωση (1.25) προκύπτει μια άλλη έκφραση για το δυναμικό επαφής :

$$V_{bi} = \phi(x = x_n) = \frac{e}{2\epsilon_s} (N_d x_n^2 + N_a x_p^2) \quad (1.26)$$

1.1.3. Πλάτος της περιοχής φορτίων χώρου

Στην συνέχεια θα καθορίσουμε την απόσταση στην οποία εκτείνεται η περιοχή φορτίων χώρου μέσα στις περιοχές n και p . Η απόσταση αυτή είναι γνωστή σαν *πλάτος της περιοχής φορτίων χώρου*. Από την εξίσωση (1.17) αν λύσουμε ως προς x_p έχουμε :

$$x_p = \frac{N_d x_n}{N_a} \quad (1.27)$$

και αντικαθιστώντας στην (1.26) και λύνοντας ως προς x_n παίρνουμε :

$$x_n = \left\{ \frac{2 \epsilon_s V_{bi}}{e} \left[\frac{N_a}{N_d} \right] \left[\frac{1}{N_a + N_d} \right] \right\}^{1/2} \quad (1.28)$$

Η εξίσωση (1.28) μας δίνει το πλάτος της περιοχής απογύμνωσης x_n που εκτείνεται μέσα στην περιοχή n . Αν αντικαταστήσουμε την (1.28) στην (1.27) παίρνουμε :

$$x_p = \left\{ \frac{2 \epsilon_s V_{bi}}{e} \left[\frac{N_d}{N_a} \right] \left[\frac{1}{N_a + N_d} \right] \right\}^{1/2} \quad (1.29)$$

όπου x_p το πλάτος της περιοχής απογύμνωσης που εκτείνεται μέσα στην περιοχή p . Το ολικό πλάτος της περιοχής απογύμνωσης συμβολίζεται με W και θα είναι το άθροισμα :

$$W = x_n + x_p \quad (1.30)$$

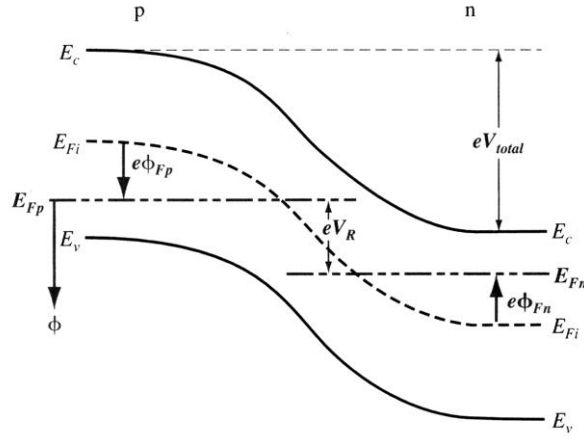
και χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις (1.28) και (1.29) υπολογίζουμε ότι:

$$W = \left\{ \frac{2 \epsilon_s V_{bi}}{e} \left[\frac{N_a + N_d}{N_a N_d} \right] \right\}^{1/2} \quad (1.31)$$

Αν έχουμε υπολογίσει το δυναμικό επαφής από την σχέση 1.9 στη συνέχεια υπολογίζεται το πλάτος της περιοχής φορτίων χώρου από την 1.31.

1.2. Εφαρμογή ανάστροφης τάσης πόλωσης

Εάν εφαρμόσουμε μία πόλωση στα άκρα της pn επαφής δεν θα έχουμε πλέον ισορροπία και το επίπεδο Fermi δεν θα είναι πλέον σταθερό στο όλο σύστημα. Στο σχήμα 1.7 φαίνεται το ενεργειακό διάγραμμα της pn επαφής όταν εφαρμοστεί μία θετική τάση στην περιοχή n σε σχέση με την περιοχή p, δηλαδή ανάστροφη πόλωση. Παρατηρούμε ότι το επίπεδο Fermi στην περιοχή n είναι χαμηλότερα απ' ότι στην περιοχή p και η διαφορά τους ισούται με την εφαρμοζόμενη τάση. Ο ολικός φραγμός δυναμικού V_{Tot} αυξάνεται και θα ισούται με :



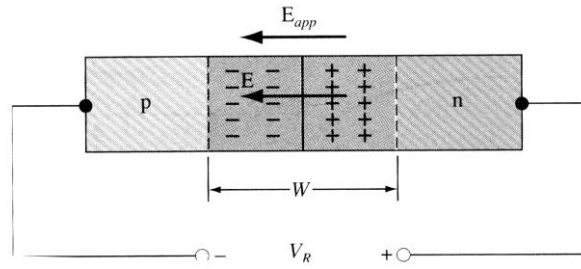
Σχήμα 1.7 Ενεργειακό διάγραμμα επαφής pn υπό ανάστροφη πόλωση

$$V_{total} = |\phi_{Fn}| + |\phi_{Fp}| + V_R \quad (1.32)$$

όπου V_R η ανάστροφη πόλωση. Η εξίσωση 1.32 γράφεται και ως

$$V_{total} = V_{bi} + V_R \quad (1.33)$$

όπου V_{bi} το δυναμικό επαφής.



Σχήμα 1.8 Η επαφή pn υπό ανάστροφη πόλωση

Στο σχήμα 1.8 παρουσιάζεται μία επαφή pn στην οποία έχει εφαρμοστεί μία αρνητική τάση πόλωσης V_R . Εφόσον τα ηλεκτρικά πεδία στις ουδέτερες περιοχές n και p θεωρούμε ότι είναι μηδενικά, το ηλεκτρικό πεδίο της περιοχής φορτίων χώρου θα αυξηθεί λόγω της εφαρμοζόμενης πόλωσης και επομένως θα πρέπει να αυξηθεί και ο αριθμός των θετικών και αρνητικών φορτίων της περιοχής, άρα θα πρέπει να αυξηθεί το πλάτος της περιοχής φορτίων χώρου W . Για τον υπολογισμό του νέου πλάτους W αρκεί να αντικαταστήσουμε το δυναμικό επαφής στην εξίσωση 1.31 με το ολικό δυναμικό σε αυτή τη περίπτωση. Άρα :

$$W = \left\{ \frac{2 \epsilon_s (V_{bi} + V_R)}{e} \left[\frac{N_a + N_d}{N_a N_d} \right] \right\}^{1/2} \quad (1.34)$$

Από την σχέση 1.34 φαίνεται η αναμενόμενη αύξηση του πλάτους της περιοχής φορτίων χώρου, όταν εφαρμόζεται μία ανάστροφη πόλωση. Αντίστοιχα τα x_n και x_p θα υπολογιστούν από τις σχέσεις 1.28 και 1.29, αν αντικατασταθεί το V_{bi} με το $V_{bi} + V_R$.

Το μέγιστο ηλεκτρικό πεδίο, στην μεταλλουργική επαφή, υπολογίζεται με χρήση των 1.14 και 1.16 σε:

$$E_{\max} = \frac{-e N_d x_n}{\epsilon_s} = \frac{-e N_a x_p}{\epsilon_s} \quad (1.35)$$

Αν χρησιμοποιήσουμε τις σχέσεις για τα x_n και x_p καταλήγουμε:

$$E_{\max} = - \left\{ \frac{2e(V_{bi} + V_R)}{\epsilon_s} \left(\frac{N_a N_d}{N_a + N_d} \right) \right\}^{1/2} \quad (1.36)$$

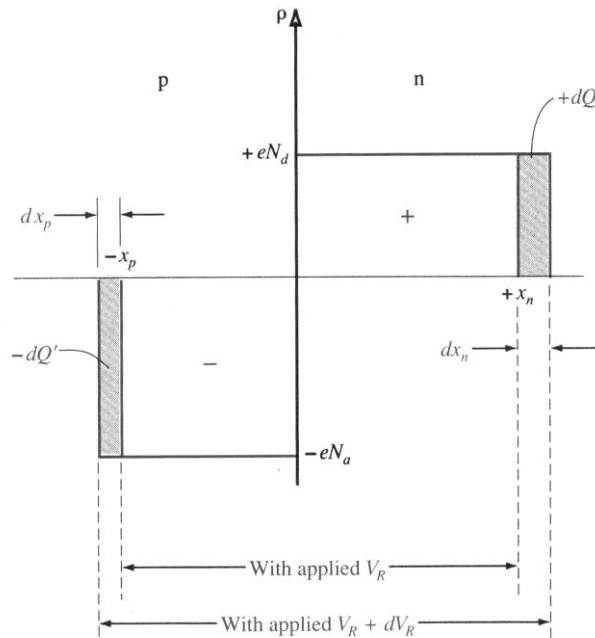
Η έκφραση αυτή μπορεί να γραφεί και με τη μορφή:

$$E_{\max} = \frac{-2(V_{bi} + V_R)}{W} \quad (1.37)$$

1.2.1 Χωρητικότητα επαφής

Εφόσον υπάρχει ένας διαχωρισμός αρνητικών και θετικών φορτίων στην περιοχή απογύμνωσης είναι προφανές ότι θα υπάρχει μία χωρητικότητα που θα χαρακτηρίζει την επαφή pn.

Στο σχήμα 1.9 παρουσιάζονται οι πυκνότητες αρνητικού και θετικού φορτίου στην περιοχή απογύμνωσης καθώς και οι μεταβολές στην πυκνότητα θετικού και



Σχήμα 1.9 Μεταβολή του πλάτους της περιοχής φορτίων χώρου με την μεταβολή της ανάστροφης πόλωσης

αρνητικού φορτίου (dQ'), όταν η αρνητική πόλωση μεταβληθεί από V_R σε $V_R + dV_R$.
 Η χωρητικότητα επαφής ορίζεται ως:

$$C' = \frac{dQ'}{dV_R} \quad (1.38)$$

όπου

$$dQ' = eN_d dx_n = eN_\alpha dx_p \quad (1.39)$$

Η μεταβολή φορτίου dQ' είναι σε μονάδες Coul/cm^2 έτσι και η χωρητικότητα C' θα δίνεται σε μονάδες $\text{Farads}/\text{cm}^2$ (χωρητικότητα ανά μονάδα επιφανείας.)

Από την εξίσωση 1.28 αν αντικαταστήσουμε το V_{bi} με $V_{bi} + V_R$ παίρνουμε:

$$x_n = \left\{ \frac{2 \epsilon_s (V_{bi} + V_R)}{e} \left[\frac{N_\alpha}{N_d} \right] \left[\frac{1}{N_\alpha + N_d} \right] \right\}^{1/2} \quad (1.40)$$

Άρα η χωρητικότητα επαφής θα ισούται με :

$$C' = \frac{dQ'}{dV_R} = eN_d \frac{dx_n}{dV_R} \quad (1.41)$$

ή

$$C' = \left\{ \frac{e \epsilon_s N_\alpha N_d}{2(V_{bi} + V_R)(N_\alpha + N_d)} \right\}^{1/2} \quad (1.42)$$

Αντίστοιχα η ίδια έκφραση θα είχε προκύψει αν ξεκινούσαμε από την έκφραση του x_p . Η χωρητικότητα επαφής αναφέρεται και ως *χωρητικότητα περιοχής απογύμνωσης*.

Μία άλλη έκφραση της χωρητικότητας επαφής που χρησιμοποιείται συχνά και προκύπτει από συνδυασμό των εξισώσεων 1.34 και 1.42 είναι:

$$C' = \frac{\epsilon_s}{W} \quad (1.43)$$

Η έκφραση 1.43 παρομοιάζει με την χωρητικότητα ανά μονάδα επιφανείας ενός πυκνωτή με παράλληλους επίπεδους οπλισμούς σε απόσταση W . Στην επαφή p επειδή το W είναι συνάρτηση της εφαρμοζόμενης πόλωσης συνεπάγεται ότι και η χωρητικότητα επαφής θα είναι συνάρτηση της εφαρμοζόμενης πόλωσης.

1.2.2 Επαφές μίας πλευράς

Στην συνέχεια θα μελετήσουμε μια ειδική κατηγορία επαφής p την λεγόμενη *επαφή μίας πλευράς (one-side junction)*. Αν για παράδειγμα η περιοχή p έχει πολύ μεγάλη συγκέντρωση προσμίξεων σε σχέση με την περιοχή n δηλ. $N_a \gg N_d$ αυτή η επαφή αναφέρεται ως p^+n επαφή. Το πλάτος της περιοχής απογύμνωσης από την εξίσωση 1.34 θα γίνεται :

$$W \approx \left\{ \frac{2 \epsilon_s (V_{bi} + V_R)}{e N_d} \right\}^{1/2} \quad (1.44)$$

και

$$x_p \ll x_n \quad (1.45)$$

$$W \approx x_n \quad (1.46)$$

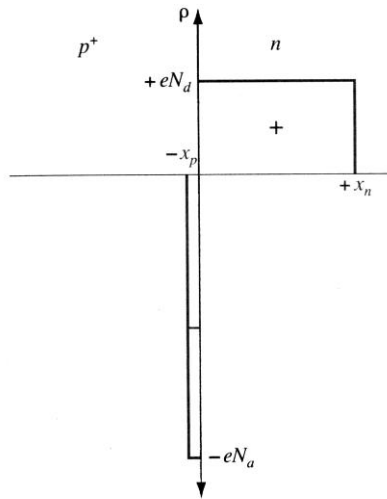
δηλαδή όλη η περιοχή απογύμνωσης εκτείνεται μέσα στον ημιαγωγό με την μικρότερη συγκέντρωση προσμίξεων. Το φαινόμενο αυτό φαίνεται και στο σχήμα 1.10.

Η χωρητικότητα επαφής σε αυτή τη περίπτωση θα γίνει:

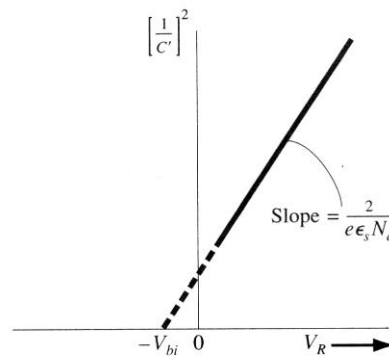
$$C' \approx \left\{ \frac{e \epsilon_s N_d}{2(V_{bi} + V_R)} \right\}^{1/2} \quad (1.47)$$

Παρατηρούμε ότι η χωρητικότητα επαφής μιας επαφής p^+n είναι συνάρτηση μόνο της συγκέντρωσης προσμίξεων της επαφής n που έχει την μικρότερη συγκέντρωση. Από την εξίσωση 1.47 μπορούμε να καταλήξουμε στη σχέση :

$$\left(\frac{1}{C'} \right)^2 = \frac{2(V_{bi} + V_R)}{e \epsilon_s N_d} \quad (1.48)$$



Σχήμα 1.10 Πυκνότητα φορτίων χώρου επαφής p⁺n



Σχήμα 1.11 Γραφική παράσταση $(1/C')^2$ συναρτήσει του V_R

που μας δείχνει ότι το $\left(\frac{1}{C'}\right)^2$ είναι γραμμική συνάρτηση της εφαρμοζόμενης ανάστροφης τάσης πόλωσης. Στο σχήμα 1.11 παρουσιάζεται μια γραφική παράσταση της 1.48. Το δυναμικό επαφής μπορεί να υπολογιστεί για $\left(\frac{1}{C'}\right)^2 = 0$, ενώ από την κλίση της ευθείας μπορεί να υπολογιστεί η συγκέντρωση προσμίξεων N_d . Έτσι οι επαφές μιας πλευράς είναι πολύ χρήσιμες για τον πειραματικό προσδιορισμό συγκέντρωσης προσμίξεων και δυναμικού επαφής.

2. Η δίοδος pn

Στο κεφάλαιο αυτό θα μελετήσουμε την επαφή pn υπό ορθή πόλωση και θα καθορίσουμε τα χαρακτηριστικά μιας διόδου επαφής pn. Για την εξαγωγή των ιδανικών χαρακτηριστικών τάσης - ρεύματος βασιζόμαστε σε τέσσερις υποθέσεις.

α) Η περιοχή απογύμνωσης έχει απότομα όρια και ο ημιαγωγός είναι ουδέτερος έξω από αυτήν.

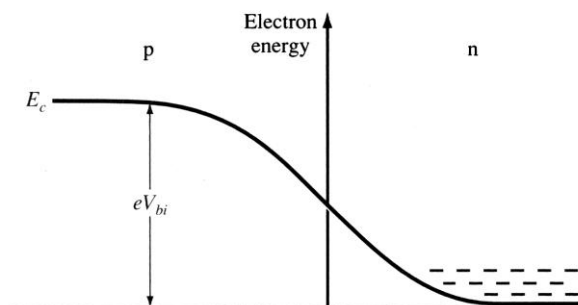
β) Η στατιστική των φορέων περιγράφεται με προσέγγιση Maxwell-Boltzmann

γ) Η έγχυση των φορέων θεωρείται χαμηλή

δ₁) Το ολικό ρεύμα είναι σταθερό σε όλη τη δομή pn

δ₂) Τα επιμέρους ρεύματα των ηλεκτρονίων και των οπών είναι συνεχείς συναρτήσεις σε όλη την pn δομή

δ₃) Τα επιμέρους ρεύματα των ηλεκτρονίων και των οπών είναι σταθερά μέσα στην περιοχή απογύμνωσης.



Σχήμα 2.1 Ενεργειακό διάγραμμα της ζώνης αγωγιμότητας επαφής pn

Στο σχήμα 2.1 παρουσιάζεται το ενεργειακό διάγραμμα της ζώνης αγωγιμότητας της επαφής pn. Στο προηγούμενο κεφάλαιο είχαμε υπολογίσει το δυναμικό επαφής V_{bi} να ισούται με :

$$V_{bi} = + \frac{KT}{e} \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right) = V_{th} \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right)$$

Από τη σχέση αυτή αν διαιρέσουμε με V_{th} και πάρουμε τα εκθετικά καταλήγουμε στην έκφραση :

$$\frac{n_i^2}{N_A N_D} = \exp \left(\frac{-eV_{bi}}{KT} \right) \quad (2.1)$$

Αν θεωρήσουμε πλήρη ιονισμό τότε:

$$n_{n0} \cong N_d \text{ και } p_{p0} \cong N_a \quad (2.2)$$

όπου n_{n0} είναι η συγκέντρωση των ηλεκτρονίων της περιοχής n υπό θερμική ισορροπία. Στην περιοχή p ισχύει:

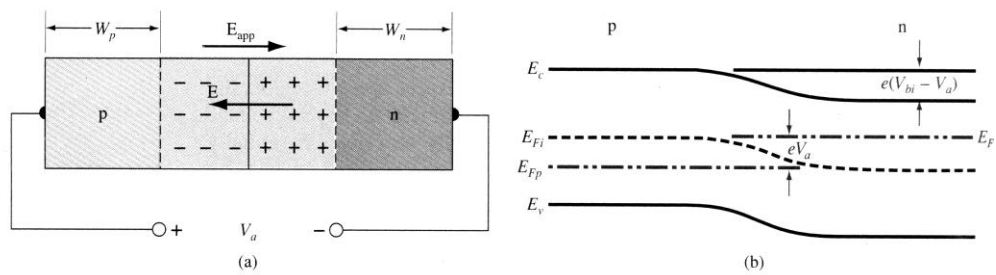
$$n_{p0} \cong \frac{n_i^2}{N_a} \quad (2.3)$$

όπου n_{p0} είναι η συγκέντρωση των ηλεκτρονίων της περιοχής p υπό θερμική ισορροπία. Αν αντικαταστήσουμε τις εξισώσεις 2.2 και 2.3 στην 2.1 παίρνουμε:

$$n_{p0} = n_{n0} \exp\left(\frac{-eV_{bi}}{kT}\right) \quad (2.4)$$

Η σχέση αυτή συνδέει την συγκέντρωση των ηλεκτρονίων της περιοχής p (φορείς μειονότητας) με την συγκέντρωση των ηλεκτρονίων της περιοχής n (φορείς πλειονότητας)

Όταν εφαρμοστεί μία θετική πόλωση στην περιοχή p σε σχέση με την περιοχή n, όπως φαίνεται στο σχήμα 2.2.α, (συνθήκη ορθής πόλωσης) το δυναμικό επαφής μειώνεται. Εφόσον το δημιουργούμενο από την εφαρμοζόμενη ορθή πόλωση (η οποία εφαρμόζεται σχεδόν όλη στην περιοχή φορτίων χώρου) ηλεκτρικό πεδίο E_{app} έχει αντίθετη φορά από το ηλεκτρικό πεδίο της περιοχής απογύμνωσης σε θερμική ισορροπία, συνεπάγεται ότι το ολικό ηλεκτρικό πεδίο στη περιοχή απογύμνωσης έχει μικρότερη τιμή από τι στην κατάσταση θερμικής ισορροπίας. Άρα οι δυνάμεις διάχυσης και οι δυνάμεις λόγω του ηλεκτρικού πεδίου, που ασκούνται στους φορείς, δεν εξισορροπούνται όπως στην κατάσταση θερμικής ισορροπίας, και επομένως δεν μπορεί να εμποδιστεί η διάχυση των φορέων πλειονότητας. Έτσι, ηλεκτρόνια εγχύονται από την περιοχή n, διαμέσου της περιοχής απογύμνωσης, στην περιοχή p και αντίστοιχα οπές από την περιοχή p εγχύονται στην περιοχή n. Όσο χρόνο εφαρμόζεται η ορθή πόλωση V_a θα συνεχίζεται η έγχυση των φορέων δια μέσου της περιοχής απογύμνωσης με αποτέλεσμα να δημιουργηθεί ένα ρεύμα στην pn επαφή το ρεύμα ορθής πόλωσης. Στο σχήμα 2.2.β παρουσιάζεται το ενεργειακό διάγραμμα της επαφής pn υπό ορθή πόλωση. Ο φραγμός δυναμικού έχει γίνει τώρα $V_{bi}-V_a$.



Σχήμα 2.2 (α) η pn επαφή υπό ορθή πόλωση (β) τα ενεργειακά διαγράμματα

Αν στην εξίσωση 2.4 αντικατασταθεί το V_{bi} με το $V_{bi} - V_a$ θα πάρουμε την συγκέντρωση των ηλεκτρονίων στην περιοχή p υπό ορθή πόλωση:

$$n_p = n_n \exp\left(\frac{-e(V_{bi} - V_a)}{KT}\right) = n_{n0} \exp\left(\frac{-eV_{bi}}{KT}\right) \exp\left(\frac{-eV_a}{KT}\right) \quad (2.5)$$

Εφόσον θεωρούμε *χαμηλή έγχυση* η συγκέντρωση των ηλεκτρονίων n_{n0} (στην περιοχή n όπου είναι φορείς πλειονότητας) δεν θα μεταβληθεί σημαντικά. Αντίθετα η συγκέντρωση τους n_p στην περιοχή p (όπου είναι φορείς μειονότητας) θα διαφέρει τάξεις μεγέθους από την τιμή σε θερμική ισορροπία n_{p0} . Αν αντικαταστήσουμε την εξίσωση 2.4 στην 2.5 παίρνουμε :

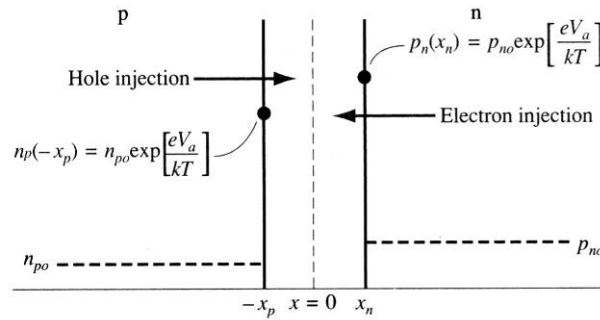
$$n_p = n_{p0} \exp\left(\frac{eV_a}{KT}\right) \quad (2.6)$$

Η σχέση 2.6 μας δηλώνει την αύξηση των φορέων μειονότητας (ηλεκτρόνια) στη περιοχή p όταν εφαρμοστεί ορθή πόλωση. Λόγω της ελάττωσης του φραγμού δυναμικού, τα ηλεκτρόνια της περιοχής n εγχύονται, διαμέσου της περιοχής απογύμνωσης, στην περιοχή n, με αποτέλεσμα την αύξηση της συγκέντρωσης τους στην περιοχή p.

Αντίστοιχα η συγκέντρωση των φορέων μειονότητας (οπές) στη περιοχή n θα αυξηθεί όταν εφαρμοστεί ορθή πόλωση και θα δίνεται από την σχέση:

$$p_n = p_{n0} \exp\left(\frac{eV_a}{KT}\right) \quad (2.7)$$

Οι σχέσεις 2.6 και 2.7 μας δίνουν τις συγκεντρώσεις των φορέων μειονότητας στα όρια της περιοχής απογύμνωσης, όπως φαίνεται στο σχήμα 2.3. Στην συνέχεια θα μελετήσουμε την κατανομή της συγκέντρωσης των φορέων μειονότητας στην επαφή pn.



Σχήμα 2.3 Συγκεντρώσεις των επιπλέον φορέων μειονότητας στα όρια της περιοχής απογύμνωσης

Είχαμε δει σε προηγούμενο κεφάλαιο πως εξάγεται η εξίσωση αμφιπολικής μεταφοράς των επιπλέον φορέων μειονότητας σε μία περιοχή. Για τους επιπλέον φορείς μειονότητας (οπές) της περιοχής n η εξίσωση αμφιπολικής μεταφοράς σε μία διάσταση σαν συνάρτηση του χρόνου και του χώρου είναι :

$$D_p \frac{\partial^2(\delta p_n)}{\partial x^2} - \mu_p E \frac{\partial(\delta p_n)}{\partial x} + g' - \frac{\delta p_n}{\tau_{p0}} = \frac{\partial(\delta p_n)}{\partial t} \quad (2.8)$$

όπου $\delta p_n = p_n - p_{n0}$ είναι η συγκέντρωση των επιπλέον οπών και ισούται με την διαφορά της ολικής συγκέντρωσης οπών μείον την συγκέντρωση οπών σε θερμική ισορροπία. Θεωρούμε ότι το ηλεκτρικό πεδίο είναι μηδενικό στις ουδέτερες n και p περιοχές του ημιαγωγού. Άρα για $x > x_n$ έχουμε $E=0$ και $g'=0$ και αν θεωρήσουμε συνθήκες ισορροπίας $\frac{\partial(\delta p_n)}{\partial t} = 0$ οπότε η εξίσωση 2.8 γίνεται :

$$\frac{d^2(\delta p_n)}{dx^2} - \frac{\delta p_n}{L_p^2} = 0 \quad (x > x_n) \quad (2.9)$$

$$\text{όπου } L_p^2 = D_p \tau_{p0}$$

.Αντίστοιχα για τα επιπλέον ηλεκτρόνια της περιοχής p θα ισχύει:

$$\frac{d^2(\delta n_p)}{dx^2} - \frac{\delta n_p}{L_n^2} = 0 \quad (x < x_p) \quad (2.10)$$

$$\text{όπου } L_n^2 = D_n \tau_{n0}$$

Οι οριακές συνθήκες για την ολική συγκέντρωση φορέων μειονότητας είναι:

$$p_n(x_n) = p_{n0} \exp\left(\frac{eV_\alpha}{KT}\right) \quad (2.11\alpha)$$

$$n_p(-x_p) = n_{p0} \exp\left(\frac{eV_\alpha}{KT}\right) \quad (2.11\beta)$$

$$p_n(x \rightarrow +\infty) = p_{n0} \quad (2.11\gamma)$$

$$n_p(x \rightarrow -\infty) = n_{p0} \quad (2.11\delta)$$

Καθώς οι φορείς μειονότητας διαχέονται από τα όρια της περιοχής απογύμνωσης μέσα στον ουδέτερο ημιαγωγό θα επανασυνδέονται με τους αντίστοιχους φορείς πλειονότητας. Θα θεωρήσουμε ότι τα μήκη W_n και W_p , όπως φαίνονται στο σχήμα 2.2^a, είναι αρκετά μεγάλα, ώστε η συγκέντρωση των επιπλέον φορέων να πλησιάζει το μηδέν αρκετά μακριά από την περιοχή φορτίων χώρου, δηλ. $W_n \gg L_p$ και $W_p \gg L_n$. Η δομή αυτή αναφέρεται σαν *μακριά pn επαφή*.

Η γενική λύση της εξίσωσης 2.9 είναι:

$$\delta p_n(x) = p_n(x) - p_{n0} = A e^{x/L_p} + B e^{-x/L_p} \quad x \geq x_n \quad (2.12)$$

και η γενική λύση της 2.10 είναι:

$$\delta n_p(x) = n_p(x) - n_{p0} = C e^{x/L_n} + D e^{-x/L_n} \quad x \leq -x_p \quad (2.13)$$

Αν εφαρμόσουμε τις οριακές συνθήκες των εξισώσεων 2.11γ και 2.11δ προκύπτει ότι τα A και D είναι μηδέν. Οι συντελεστές B και C καθορίζονται από τις εξισώσεις 2.11 α και 2.11 β. Έτσι η συγκέντρωση των επιπλέον φορέων βρίσκεται να είναι :

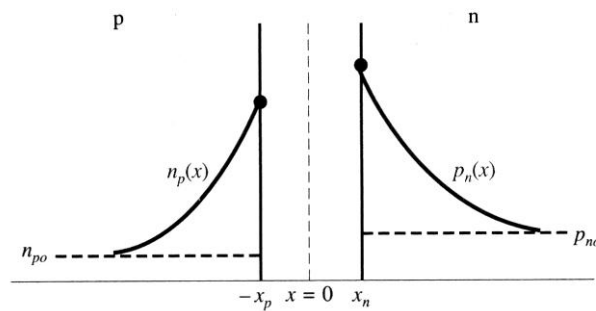
για $x \geq x_n$

$$\delta p_n(x) = p_n(x) - p_{n0} = p_{n0} \left[\exp\left(\frac{eV_a}{KT}\right) - 1 \right] \exp\left(\frac{x_n - x}{L_p}\right) \quad (2.14)$$

και για $x \leq -x_p$

$$\delta n_p(x) = n_p(x) - n_{p0} = n_{p0} \left[\exp\left(\frac{eV_a}{KT}\right) - 1 \right] \exp\left(\frac{x_p + x}{L_n}\right) \quad (2.15)$$

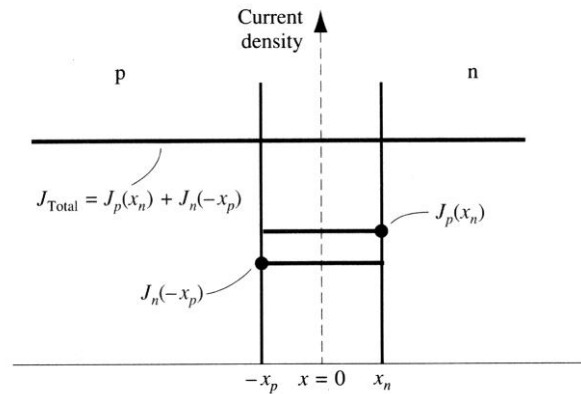
Στο σχήμα 2.4 φαίνεται η γραφική παράσταση της συγκέντρωσης των φορέων μειονότητας στην επαφή pn συναρτήσει της απόστασης από την περιοχή απογύμνωσης.



Σχήμα 2.4 Γραφική παράσταση της συγκέντρωσης των φορέων μειονότητας επαφής pn υπό ορθή πόλωση

Για τον υπολογισμό του ιδανικού ρεύματος της διόδου pn θα βασιστούμε στις τρεις υποθέσεις που κάναμε στην αρχή του κεφαλαίου. Το ολικό ρεύμα της επαφής ισούται με το άθροισμα των επιμέρους ρευμάτων των οπών και των ηλεκτρονίων τα

οποία είναι σταθερά στην περιοχή απογύμνωσης. Εφόσον τα ρεύματα των ηλεκτρονίων και των οπών είναι συνεχείς συναρτήσεις σε όλη την pn επαφή, το ολικό ρεύμα της επαφής θα είναι το άθροισμα του ρεύματος διάχυσης των οπών στο σημείο $x=x_n$ και του ρεύματος διάχυσης των ηλεκτρονίων στο $x=-x_p$ (σχήμα 2.5). Το ηλεκτρικό πεδίο θεωρήσαμε ότι είναι μηδενικό στα όρια της ζώνης απογύμνωσης άρα οποιαδήποτε συνεισφορά από ολίσθηση των φορέων μειονότητας αγνοείται.



Σχήμα 2.5 Πυκνότητες ρεύματος ηλεκτρονίων και οπών

Η πυκνότητα ρεύματος οπών (φορείς μειονότητας) στο σημείο $x=x_n$ θα υπολογιστεί από τη σχέση:

$$J_p(x_n) = -eD_p \frac{dp_n(x)}{dx} \Big|_{x=x_n} \quad (2.16)$$

Εφόσον θεωρήσαμε ομοιόμορφη κατανομή προσμίξεων στις δύο περιοχές η συγκέντρωση των φορέων σε θερμική ισορροπία είναι σταθερή και επομένως η 2.16 γίνεται:

$$J_p(x_n) = -eD_p \frac{d(\delta p_n(x))}{dx} \Big|_{x=x_n} \quad (2.17)$$

Η 2.17 σε συνδυασμό με την 2.14 μας δίνει:

$$J_p(x_n) = \frac{eD_p p_{n0}}{L_p} \left[\exp\left(\frac{eV_a}{KT}\right) - 1 \right] \quad (2.18)$$

Η πυκνότητα ρεύματος των οπών σε συνθήκες ορθής πόλωσης θα έχει φορά από την p προς την n περιοχή, δηλ. στη διεύθυνση +x. Αντίστοιχα, θα υπολογίσουμε την πυκνότητα ρεύματος των ηλεκτρονίων (φορείς μειονότητας) στο $x = -x_p$.

$$J_n(-x_p) = eD_n \frac{d(\delta n_p(x))}{dx} \Big|_{x=-x_p} \quad (2.19)$$

και με χρήση της εξίσωσης 2.15 παίρνουμε :

$$J_n(-x_p) = \frac{eD_n n_{p0}}{L_n} \left[\exp\left(\frac{eV_a}{KT}\right) - 1 \right] \quad (2.20)$$

Πάλι η πυκνότητα ρεύματος των ηλεκτρονίων θα έχει την ίδια φορά προς το +x. Η ολική πυκνότητα ρεύματος στην pn επαφή θα ισούται με

$$J = J_p(x_n) + J_n(-x_p) = \left[\frac{eD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{eD_n n_{p0}}{L_n} \right] \left[\exp\left(\frac{eV_a}{KT}\right) - 1 \right] \quad (2.21)$$

Η 2.21 μας δίνει την ιδανική σχέση ρεύματος – τάσης σε μία επαφή pn.

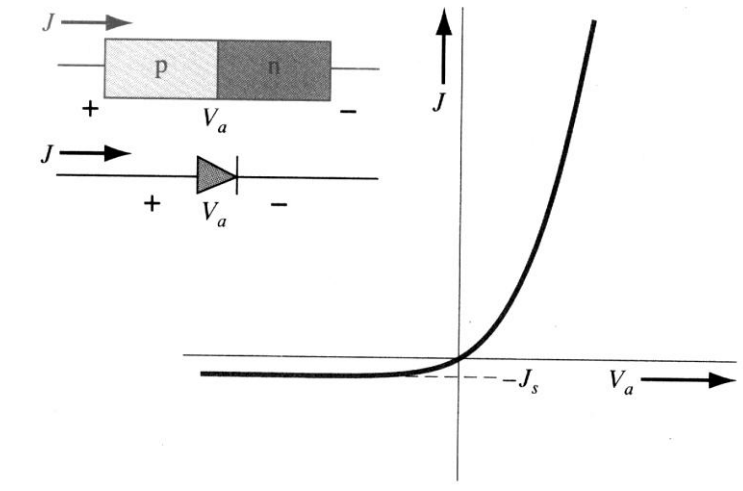
Στη συνέχεια καθορίζουμε την παράμετρο J_s ως:

$$J_s = \left[\frac{eD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{eD_n n_{p0}}{L_n} \right] \quad (2.22)$$

και έτσι η εξίσωση 2.21 γίνεται:

$$J = J_s \left[\exp\left(\frac{eV_a}{KT}\right) - 1 \right] \quad (2.23)$$

Η εξίσωση 2.23 αποτελεί την *εξίσωση ιδανικής διόδου* και περιγράφει τα χαρακτηριστικά της pn επαφής σε μία μεγάλη περιοχή ρευμάτων και τάσεων. Στο



Σχήμα 2.6 Ιδανικά I-V χαρακτηριστικά διόδου pn

σχήμα 2.6 φαίνεται η γραφική παράσταση του ρεύματος-τάσης της διόδου. Όταν το V_a γίνει αρνητικό (αρνητική πόλωση) με τιμή λίγα kT/e η πυκνότητα ανάστροφου ρεύματος γίνεται ανεξάρτητη από την ανάστροφη πόλωση και η παράμετρος J_s αναφέρεται σαν πυκνότητα ανάστροφου ρεύματος κόρου. Όταν η τάση ορθής πόλωσης γίνει μεγαλύτερη από μερικά kT/e ο όρος (-1) στην σχέση 2.23 μπορεί να αμεληθεί.

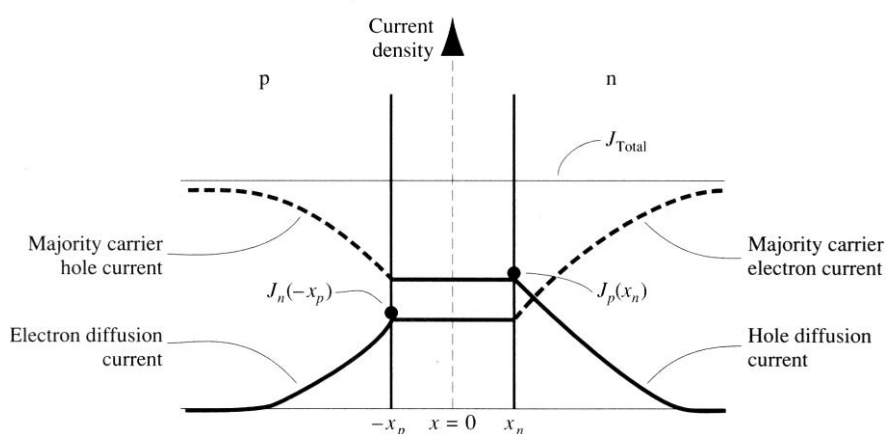
Στη συνέχεια θα υπολογίσουμε τις πυκνότητες των ρευμάτων διάχυσης των φορέων πλειονότητας συναρτήσει της απόστασης μέσα στις n και p περιοχές. Ξεκινώντας πάλι από τις εξισώσεις 2.14 και 2.15 παίρνουμε:

$$J_p(x) = \frac{eD_p p_{n0}}{L_p} \left[\exp\left(\frac{eV_a}{KT}\right) - 1 \right] \exp\left(\frac{x_n - x}{L_p}\right) \quad x \geq x_n \quad (2.24)$$

και

$$J_n(x) = \frac{eD_n n_{p0}}{L_n} \left[\exp\left(\frac{eV_a}{KT}\right) - 1 \right] \exp\left(\frac{x_p + x}{L_n}\right) \quad x \leq -x_p \quad (2.25)$$

Παρατηρούμε ότι η πυκνότητα ρεύματος διάχυσης των φορέων μειονότητας ελαττώνεται εκθετικά με την απόσταση σε κάθε περιοχή. Το ολικό ρεύμα όμως διατηρείται σταθερό. Η διαφορά ανάμεσα στο ολικό ρεύμα και στο ρεύμα διάχυσης των φορέων μειονότητας μας δίνει το ρεύμα των φορέων πλειονότητας σε κάθε περιοχή. Στο σχήμα 2.7 παρουσιάζονται οι διάφορες συνιστώσες του ρεύματος στην επαφή pn.



Σχήμα 2.7 Συνιστώσες ρεύματος ηλεκτρονίων και οπών επαφής pn υπό ορθή πόλωση

Για τον καθορισμό της ιδανικής χαρακτηριστικής ρεύματος – τάσης μιας επαφής pn δεν λάβαμε καθόλου υπόψη φαινόμενα που λαμβάνουν χώρα στην περιοχή απογύμνωσης, όπως γένεση και επανασύνδεση φορέων. Όταν η επαφή pn πολωθεί ανάστροφα γεννιούνται ζεύγη ηλεκτρονίων οπών μέσα στην περιοχή φορτίων χώρου λόγω παγίδων (βλ. Θεωρία επανασύνδεσης Shockley-Read-Hall). Οι φορείς αυτοί παρασύρονται έξω από την περιοχή λόγω του ηλεκτρικού πεδίου. Έτσι δημιουργείται ένα ρεύμα το λεγόμενο *ρεύμα γένεσης* J_{gen} το οποίο θα προστίθεται στο ιδανικό ανάστροφο ρεύμα κόρου. Άρα η πυκνότητα ανάστροφου ρεύματος της διόδου θα ισούται με :

$$J_R = J_S + J_{gen} \quad (2.26)$$

Το ιδανικό ανάστροφο ρεύμα κόρου είναι ανεξάρτητο από την εφαρμοζόμενη ανάστροφη πόλωση. Όμως, το ρεύμα γένεσης εξαρτάται από την ανάστροφη πόλωση. Άρα το πραγματικό ανάστροφο ρεύμα μιας διόδου pn δεν είναι πλέον ανεξάρτητο από την ανάστροφη πόλωση.

Όταν η διόδος πολωθεί ορθά, ηλεκτρόνια και οπές εγχύονται διαμέσου της επαφής φορτίων χώρου, έτσι υπάρχει μη μηδενική πιθανότητα οι φορείς αυτοί να επανασυνδεθούν μέσα σε αυτή τη περιοχή. Η επανασύνδεση αυτή θα δώσει μια επιπλέον συνιστώσα ρεύματος, στο ιδανικό ρεύμα της διόδου υπό ορθή πόλωση, που ήδη μελετήσαμε. Σε χαμηλές τάσεις ορθής πόλωσης το ρεύμα επανασύνδεσης θα επικρατήσει, ενώ σε υψηλότερες τάσεις ορθής πόλωσης θα επικρατεί το ιδανικό ρεύμα ορθής πόλωσης. Γενικά η χαρακτηριστική τάσης – ρεύματος πραγματικής διόδου θα είναι

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{eV_a}{nKT}\right) - 1 \right] \quad (2.27)$$

όπου η παράμετρος n είναι ο συντελεστής ιδανικότητας και παίρνει τιμές από ένα έως δύο. Για μεγάλες τιμές ορθής πόλωσης $n \cong 1$ και το ρεύμα πλησιάζει την τιμή ιδανικού ρεύματος διόδου ενώ για μικρές τάσεις ορθής πόλωσης το $n \cong 2$ και κυριαρχεί το ρεύμα επανασύνδεσης.

Επίδραση της θερμοκρασίας

Η πυκνότητα ιδανικού ανάστροφου ρεύματος κόρου J_s που δίνεται από την εξίσωση 2.22 είναι συνάρτηση των συγκεντρώσεων των φορέων μειονότητας σε θερμική ισορροπία n_{p0} και p_{n0} . Αυτές οι συγκεντρώσεις είναι ανάλογες του n_i^2 που έχει ισχυρή εξάρτηση από την θερμοκρασία. Επομένως και το J_s θα εξαρτάται από την θερμοκρασία. Π.χ σε μία επαφή Si η πυκνότητα ανάστροφου ρεύματος κόρου μπορεί να αυξηθεί κατά ένα συντελεστή 4 για κάθε 10°C αύξηση της θερμοκρασίας.

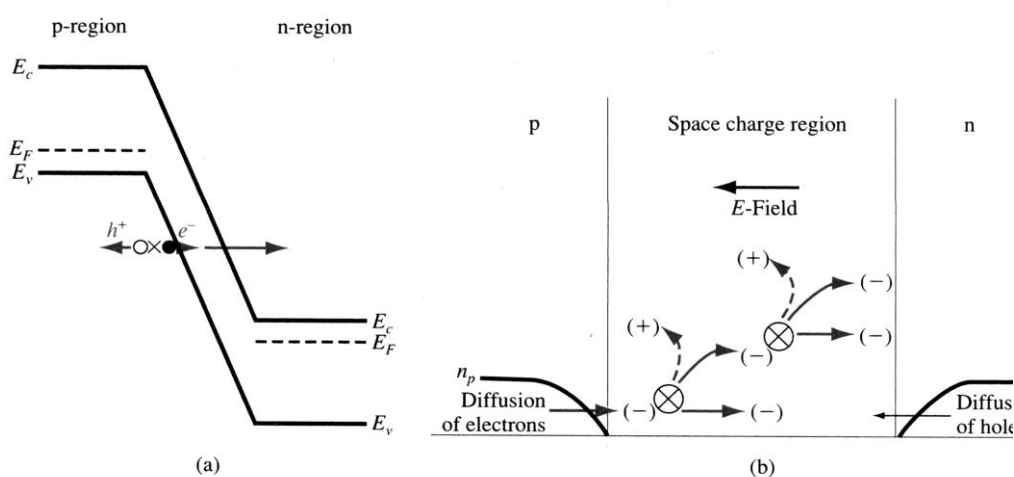
Η σχέση ρεύματος τάσης στην ιδανική περίπτωση δίνεται από την σχέση 2.23. Παρατηρούμε ότι η πυκνότητα ρεύματος εξαρτάται από την θερμοκρασία αφενός λόγω του J_s αφετέρου λόγω της έκφρασης $\exp(eV_a/kT)$. Καθώς η θερμοκρασία αυξάνει, απαιτείται λιγότερη τάση για να πάρουμε το ίδιο ρεύμα. Αν η τάση διατηρηθεί σταθερή, το ρεύμα της διόδου θα αυξάνει καθώς θα αυξάνει η

θερμοκρασία. Όμως το ρεύμα ορθής πόλωσης είναι λιγότερο ευαίσθητο στην θερμοκρασία απ ότι το ανάστροφο ρεύμα κόρου.

Κατάρρευση της επαφής pn

Όταν μία ιδανική pn επαφή πολωθεί ανάστροφα είδαμε ότι δημιουργείται ένα πολύ μικρό ανάστροφο ρεύμα. Όμως υπάρχει ένα όριο στην τιμή της ανάστροφης τάσης πόλωσης, πέρα από το οποίο το ανάστροφο ρεύμα αυξάνεται απότομα και η επαφή pn υφίσταται *κατάρρευση*. Η τιμή αυτή της τάσης ονομάζεται *τάση κατάρρευσης*.

Δύο μηχανισμοί είναι υπεύθυνοι για την κατάρρευση της επαφής pn υπό



Σχήμα 2.8 (α) μηχανισμός Zener (β) μηχανισμός χιονοστοιβάδος

Το φαινόμενο Zener συμβαίνει όταν έχουμε επαφές pn με πολύ υψηλή συγκέντρωση φορέων. Σ' αυτή την επαφή οι ζώνες σθένους και αγωγιμότητας στις δύο πλευρές της επαφής είναι πολύ κοντά σε συνθήκες ανάστροφης πόλωσης και έτσι τα ηλεκτρόνια μπορούν να περνάνε με φαινόμενο σήραγγος κατευθείαν από την ζώνη

σθένους της περιοχής p στη ζώνη αγωγιμότητας της περιοχής n , όπως φαίνεται στο σχήμα 2.8.α.

Το φαινόμενο χιονοστοιβάδος συμβαίνει όταν τα ηλεκτρόνια (ή/και οι οπές) που κινούνται δια μέσου της περιοχής φορτίων χώρου, αποκτήσουν ικανή ενέργεια λόγω του ηλεκτρικού πεδίου, με αποτέλεσμα, συγκρουόμενα με τα ατομικά ηλεκτρόνια στην περιοχή απογύμνωσης, να δημιουργήσουν νέα ζεύγη ηλεκτρονίων – οπών. Τα νέα ηλεκτρόνια και οπές κινούνται σε αντίθετες κατευθύνσεις λόγω του ηλεκτρικού πεδίου και συνεισφέρουν στο ήδη υπάρχον ανάστροφο ρεύμα. Επιπλέον τα νέα ηλεκτρόνια και οπές μπορούν να αποκτήσουν και αυτά αρκετή ενέργεια ώστε να ιονίσουν άλλα άτομα, οδηγώντας έτσι στο φαινόμενο χιονοστοιβάδος. (σχήμα 2.8.β). Στην τάση κατάρρευσης η συγκέντρωση των νέων ηλεκτρονίων και οπών γίνεται πολύ μεγάλη με αποτέλεσμα την μεγάλη αύξηση του ανάστροφου ρεύματος.

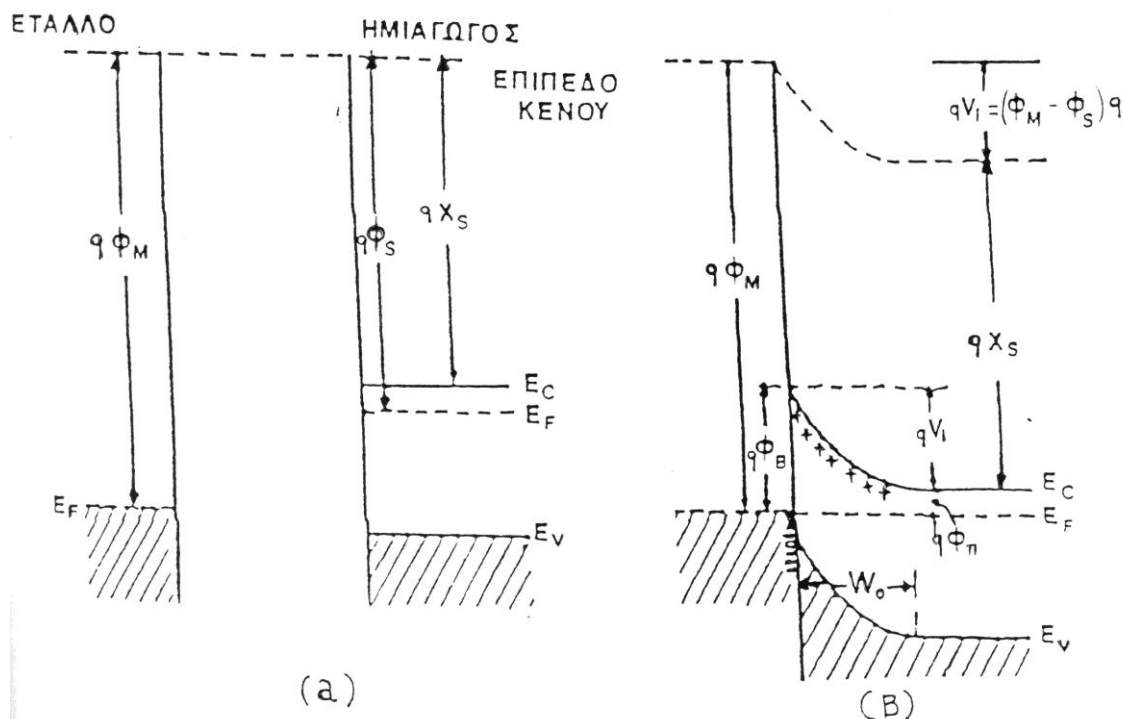
3. Επαφές μετάλλου-ημιαγωγού

Οι μεταλλικές επαφές παρέχουν τις ηλεκτρικές συνδέσεις ανάμεσα στα ενεργά τμήματα του ημιαγωγού και το εξωτερικό κύκλωμα. Χωρίζονται σε δύο κατηγορίες, ανάλογα με την λειτουργία τους: α) τις επαφές Schottky, οι οποίες είναι ανορθωτικές, δηλαδή αφήνουν ηλεκτρικό ρεύμα να ρέει μόνο κατά την μία διεύθυνση και β) τις ωμικές επαφές, οι οποίες χαρακτηρίζονται από πολύ μικρή αντίσταση, άσχετα με τη φορά του διερχόμενου ρεύματος.

α. Επαφές Schottky

Όπως είναι γνωστό, όταν ένα μέταλλο έλθει σε επαφή με ένα ημιαγωγό δημιουργείται ένας φραγμός δυναμικού στην διεπιφάνεια, που οφείλεται στο διαχωρισμό των φορτίων στην διεπιφάνεια μετάλλου-ημιαγωγού, με αποτέλεσμα την δημιουργία στον ημιαγωγό μίας περιοχής υψηλής αντίστασης χωρίς ευκίνητους φορείς. Το πρώτο μοντέλο που εξήγησε και υπολόγισε το ύψος φραγμού δυναμικού είναι του Schottky και Mott. Βάσει του μοντέλου αυτού ο φραγμός δυναμικού είναι αποτέλεσμα της διαφοράς των έργων εξόδου των δύο υλικών.

Στο σχήμα 3.1 παρουσιάζεται με ενεργειακά διαγράμματα η διαδικασία της δημιουργίας του φραγμού δυναμικού. Στο σχήμα 3.1.(α) παρουσιάζεται το ενεργειακό διάγραμμα των ζωνών του μετάλλου με *έργο εξόδου (work function)* Φ_M και ενός ημιαγωγού τύπου n με *έργο εξόδου* Φ_S μικρότερο από το Φ_M πριν την επαφή. Το *έργο εξόδου* Φ_M ενός μετάλλου ορίζεται ως το ποσό ενέργειας που απαιτείται για να μεταφερθεί ένα ηλεκτρόνιο από το επίπεδο Fermi στο επίπεδο κενού. Το *επίπεδο κενού (vacuum level)* είναι το ενεργειακό επίπεδο ενός ηλεκτρονίου που βρίσκεται μόλις έξω από το μέταλλο με μηδενική κινητική ενέργεια και είναι το επίπεδο αναφοράς στο σχήμα 3.1. Το *έργο εξόδου* του ημιαγωγού είναι μεταβλητό διότι η θέση του επιπέδου Fermi μεταβάλλεται με την εισαγωγή προσμίξεων. Μία σημαντική επιφανειακή παράμετρος που δεν εξαρτάται από την συγκέντρωση προσμίξεων είναι η *ηλεκτρονική συγγένεια (electron affinity)* χ_S που καθορίζεται ως η ενεργειακή διαφορά ενός ηλεκτρονίου μεταξύ του επιπέδου κενού και του χαμηλότερου ορίου της ζώνης αγωγιμότητας.



Σχήμα 3.1 Ενεργειακά διαγράμματα ζωνών επαφής μετάλλου με ημιαγωγό τύπου n ($\Phi_M > \Phi_S$) (α) Πριν από την επαφή (β) Μετά την επαφή σε θερμική ισορροπία

Στο σχήμα 3.1β παρουσιάζεται το ενεργειακό διάγραμμα των ζωνών μετά την επαφή και αφού έχει επέλθει θερμική ισορροπία. Όταν τα δύο υλικά έλθουν σε επαφή (θεωρούμε ιδανική την επαφή) ηλεκτρόνια από την ζώνη αγωγιμότητας του ημιαγωγού, τα οποία έχουν υψηλότερη ενέργεια από τα ηλεκτρόνια του μετάλλου, μεταφέρονται στο μέταλλο έως ότου το επίπεδο Fermi να έλθει σε σύμπτωση και στις δύο πλευρές της διεπιφάνειας. Εφ' όσον η διαφορά ανάμεσα στα όρια της ζώνης αγωγιμότητας και το επίπεδο Fermi αυξάνει με την ελάττωση της συγκέντρωσης των ηλεκτρονίων και σε θερμική ισορροπία το E_F παραμένει σταθερό, το όριο της ζώνης αγωγιμότητας κυρτώνεται όπως φαίνεται στο σχήμα 3.1β. Τα ηλεκτρόνια της ζώνης αγωγιμότητας που μεταφέρθηκαν στο μέταλλο αφήνουν ένα θετικό φορτίο από ιονισμένους δότες πίσω τους. Λόγω της σχετικά χαμηλής συγκέντρωσης δοτών του

ημιαγωγού σε σχέση με το μέταλλο, δημιουργείται μία περιοχή απογυμνωμένη από ευκίνητα ηλεκτρόνια στον ημιαγωγό κοντά στην διεπιφάνεια. Έτσι, ένα θετικό φορτίο εγκαθίσταται στην πλευρά του ημιαγωγού στην διεπιφάνεια και ένα αρνητικό φορτίο στην πλευρά του μετάλλου.

Εφ' όσον η ηλεκτρονική συγγένεια χ_S θεωρείται ότι παραμένει αμετάβλητη ακόμα και μετά την επαφή του ημιαγωγού με το μέταλλο, το επίπεδο κενού θα ακολουθήσει την κύρτωση της ζώνης αγωγιμότητας και πρέπει να προσεγγίζει το επίπεδο κενού από την πλευρά του μετάλλου. Το ποσό της κύρτωσης της ζώνης αγωγιμότητας θα είναι ίσο με την διαφορά ανάμεσα στα δύο επίπεδα κενού και θα ισούται με :

$$V_{bi} = (\Phi_M - \Phi_S) \quad (3.1)$$

όπου το V_{bi} εκφράζεται σε Volts και είναι γνωστό σαν δυναμικό επαφής. Το ύψος φραγμού που βλέπουν τα ηλεκτρόνια του μετάλλου που θέλουν να κινηθούν προς τον ημιαγωγό και ονομάζεται *φραγμός Schottky* είναι:

$$\Phi_B = (\Phi_M - \chi_S) \quad (3.2)$$

Εφ' όσον $\Phi_S = \chi_S + \Phi_n$ συνεπάγεται ότι:

$$V_{bi} = \Phi_B - \Phi_n \quad (3.3)$$

όπου $\Phi_n = E_C - E_F$.

Αντίστοιχα για μία ιδανική επαφή μετάλλου με ημιαγωγό τύπου p ο φραγμός Schottky θα δίνεται από την σχέση:

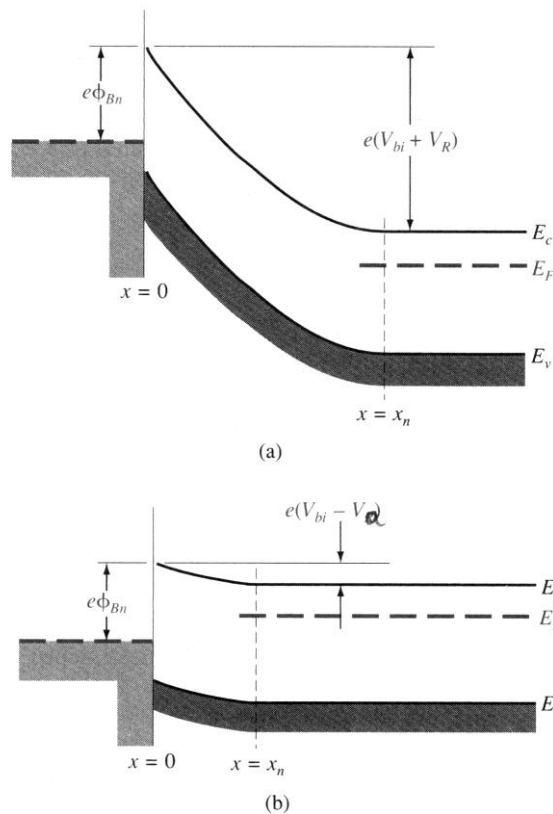
$$\Phi'_B = E_g - (\Phi_M - \chi_S) \quad (3.4)$$

όπου E_g το ενεργειακό χάσμα του ημιαγωγού. Από τις σχέσεις 3.1 και 3.4 προκύπτει ότι:

$$E_g = \Phi_B + \Phi'_B \quad (3.5)$$

Η επαφή μετάλλου ημιαγωγού είναι ανορθωτική (Schottky) όταν το $\Phi_M > \Phi_S$ για την περίπτωση του ημιαγωγού τύπου n, ενώ χαρακτηρίζεται ως ωμική όταν το $\Phi_M < \Phi_S$. Τα αντίθετα ισχύουν για τους ημιαγωγούς τύπου p.

Εάν εφαρμοσθεί μία θετική τάση στον ημιαγωγό σε σχέση με το μέταλλο, ο φραγμός δυναμικού από τον ημιαγωγό προς το μέταλλο αυξάνει, ενώ ο φραγμός Schottky Φ_B παραμένει σταθερός. Τότε έχουμε ανάστροφη πόλωση (σχήμα 3.2.α). Όταν εφαρμόσουμε



Σχήμα 3.2 Ιδανικά ενεργειακά διαγράμματα επαφής μετάλλου –ημιαγωγού
(α) υπό ανάστροφη πόλωση (β) υπό ορθή πόλωση

θετική πόλωση στο μέταλλο σε σχέση με τον ημιαγωγό, ο φραγμός δυναμικού από τον ημιαγωγό προς το μέταλλο ελαττώνεται (σχήμα 3.2.β), ενώ παραμένει πάλι σταθερός ο φραγμός Schottky Φ_B και έχουμε ορθή πόλωση. Παρατηρούμε από το σχήμα 3.2 ότι τα ενεργειακά διαγράμματα της επαφής μετάλλου ημιαγωγού ομοιάζουν με τα αντίστοιχα της pn επαφής. Άρα αναμένουμε η επαφή Schottky να συμπεριφέρεται όμοια με την επαφή pn. Στην περίπτωση όμως της επαφής Schottky ο μηχανισμός του ρεύματος οφείλεται σε φορείς πλειονότητας. Στην ορθή πόλωση τα ηλεκτρόνια του ημιαγωγού (για ημιαγωγό τύπου n) βλέπουν μικρότερο φραγμό δυναμικού και έτσι κινούνται εύκολα από τον ημιαγωγό προς το μέταλλο. Η φορά του ρεύματος θα είναι από το μέταλλο προς τον ημιαγωγό και το ρεύμα θα είναι εκθετική συνάρτηση της εφαρμοζόμενης ορθής πόλωσης.

Ιδιότητες ιδανικής επαφής Schottky

Το ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή φορτίου χώρου, όπως και στην pn επαφή, θα καθοριστεί από την εξίσωση του Poisson. Έτσι έχουμε

$$\frac{\rho(x)}{\epsilon_s} = \frac{dE(x)}{dx} \quad (3.6)$$

όπου $\rho(x)$ η πυκνότητα φορτίου ανά μονάδα όγκου στην περιοχή φορτίων χώρου και ϵ_s η διηλεκτρική σταθερά του ημιαγωγού. Αν θεωρήσουμε ότι η συγκέντρωση προσμίξεων του ημιαγωγού είναι ομοιογενής και ολοκληρώσουμε την εξίσωση 3.6 παίρνουμε:

$$E = \int \frac{\rho(x)}{\epsilon_s} dx = \int \frac{eN_d}{\epsilon_s} dx = \frac{eN_d}{\epsilon_s} x + C_1 \quad (3.7)$$

όπου C_1 η σταθερά ολοκλήρωσης. Το ηλεκτρικό πεδίο είναι μηδέν στα όρια της ζώνης απογύμνωσης δηλ. για $x=x_n$ άρα προκύπτει:

$$C_1 = -\frac{eN_d}{\epsilon_s} x_n \quad (3.8)$$

και το ηλεκτρικό πεδίο γράφεται:

$$E = \frac{-eN_d}{\epsilon_s} (x_n - x) \quad (3.9)$$

και είναι γραμμική συνάρτηση της απόστασης με μέγιστο στη διεπιφάνεια μετάλλου-ημιαγωγού.

Το πλάτος της περιοχής φορτίων χώρου θα υπολογιστεί όμοια με την p -επαφή και θα εκφράζεται από την ίδια σχέση με το πλάτος της περιοχής φορτίων χώρου της επαφής p^+n . Έτσι θα έχουμε :

$$W = x_n = \left\{ \frac{2 \epsilon_s (V_{bi} + V_R)}{eN_d} \right\}^{1/2} \quad (3.10)$$

Αντίστοιχα η χωρητικότητα επαφής θα είναι:

$$C' \approx \left\{ \frac{e \epsilon_s N_d}{2(V_{bi} + V_R)} \right\}^{1/2} \quad (3.11)$$

και όπως και στην p^+n επαφή η χωρητικότητα επαφής είναι συνάρτηση της συγκέντρωσης προσμίξεων του ημιαγωγού και μπορούμε να καταλήξουμε στη σχέση :

$$\left(\frac{1}{C'} \right)^2 = \frac{2(V_{bi} + V_R)}{e \epsilon_s N_d} \quad (3.12)$$

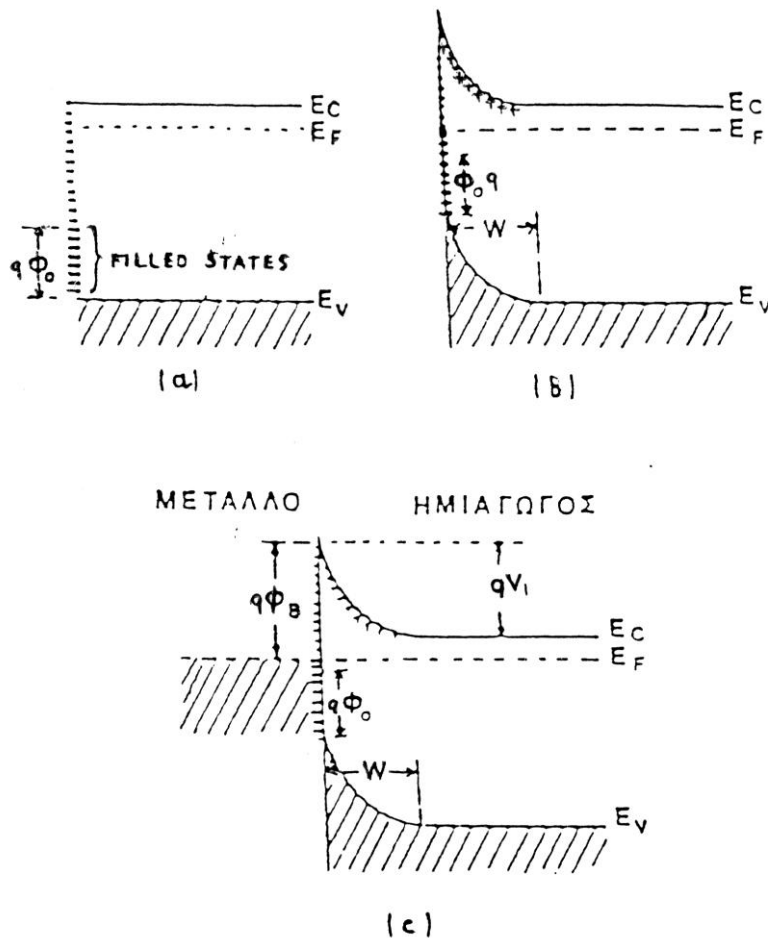
που μας δείχνει ότι το $\left(\frac{1}{C'} \right)^2$ είναι γραμμική συνάρτηση της εφαρμοζόμενης ανάστροφης τάσης πόλωσης. Το δυναμικό επαφής μπορεί να υπολογιστεί για $\left(\frac{1}{C'} \right)^2 = 0$, ενώ από την κλίση της ευθείας μπορεί να υπολογιστεί η συγκέντρωση προσμίξεων N_d .

Πραγματικές επαφές

Οι παραπάνω θεωρήσεις ισχύουν για την περίπτωση ιδανικών επαφών μετάλλου - ημιαγωγού. Στην πραγματικότητα, υπάρχει στην επιφάνεια του ημιαγωγού μία μεγάλη πυκνότητα από επιφανειακές καταστάσεις η οποία μεταβάλλει το φορτίο της περιοχής απογύμνωσης, επηρεάζοντας έτσι το ύψος φραγμού δυναμικού.

Αναλυτικότερα, οι ακόρεστοι δεσμοί που χαρακτηρίζουν την επιφάνεια ενός κρυσταλλικού ημιαγωγού δημιουργούν εντοπισμένες ενεργειακές καταστάσεις, οι οποίες είναι συνήθως κατανεμημένες συνεχώς μέσα στο απαγορευμένο χάσμα και χαρακτηρίζονται από ένα ουδέτερο επίπεδο Φ_0 . Η θέση αυτού του επιπέδου είναι τέτοια, ώστε όταν δεν υπάρχει καμπύλωση των ζωνών στον ημιαγωγό, οι καταστάσεις αυτές να είναι δεσμευμένες από ηλεκτρόνια έως το Φ_0 , και η επιφάνεια να είναι ηλεκτρικά ουδέτερη. Οι καταστάσεις που βρίσκονται κάτω από Φ_0 είναι ουδέτερες όταν είναι κατειλημμένες και θετικές όταν είναι κενές (δηλαδή τύπου δότη). Αντίστοιχα αυτές που βρίσκονται πάνω από Φ_0 είναι τύπου αποδέκτη. Στο σχήμα 3.3.(α) και 3.3.(β) παρουσιάζεται το ηλεκτρονικό ενεργειακό διάγραμμα ενός ημιαγωγού τύπου n σε κατάσταση μη ισορροπίας, όπου δεν υπάρχει καμπύλωση των ζωνών, και ισορροπίας αντίστοιχα. Η ισορροπία επέρχεται όταν ηλεκτρόνια από τον ημιαγωγό καταλάβουν τις καταστάσεις πάνω από το Φ_0 έτσι ώστε το επίπεδο Fermi της επιφάνειας να εξισωθεί με το επίπεδο Fermi του υπόλοιπου ημιαγωγού. Η επιφάνεια τότε φορτίζεται αρνητικά και δημιουργείται μία περιοχή απογύμνωσης από ιονισμένους δότες στην περιοχή του ημιαγωγού κοντά στην επιφάνεια. Παρατηρούμε δηλαδή, ότι δημιουργείται ένας φραγμός δυναμικού από την επιφάνεια προς τον ημιαγωγό, ακόμα και με απουσία επαφής μετάλλου.

Όταν το μέταλλο έλθει σε επαφή με τον ημιαγωγό (σχήμα 3.3γ) και επέλθει ισορροπία, το επίπεδο Fermi στον ημιαγωγό θα μετακινηθεί κατά ποσό ίσο με το δυναμικό επαφής, ανταλλάσσοντας φορτία με το μέταλλο. Εάν η πυκνότητα των επιφανειακών καταστάσεων του ημιαγωγού είναι πολύ μεγάλη είναι δυνατόν η ανταλλαγή φορτίου να γίνεται κυρίως μεταξύ του μετάλλου και των επιφανειακών



Σχήμα 3.3 Ενεργειακό διάγραμμα ζωνών ημιαγωγού τύπου n με επιφανειακές καταστάσεις. (α) Επίπεδες ζώνες (β) Σε κατάσταση ισορροπίας (γ) Ο ημιαγωγός σε επαφή με το μέταλλο

καταστάσεων και η περιοχή φορτίου χώρου να παραμένει αμετάβλητη. Έτσι, το ύψος φραγμού γίνεται ανεξάρτητο από το έργο εξόδου του μετάλλου και δίνεται από την σχέση :

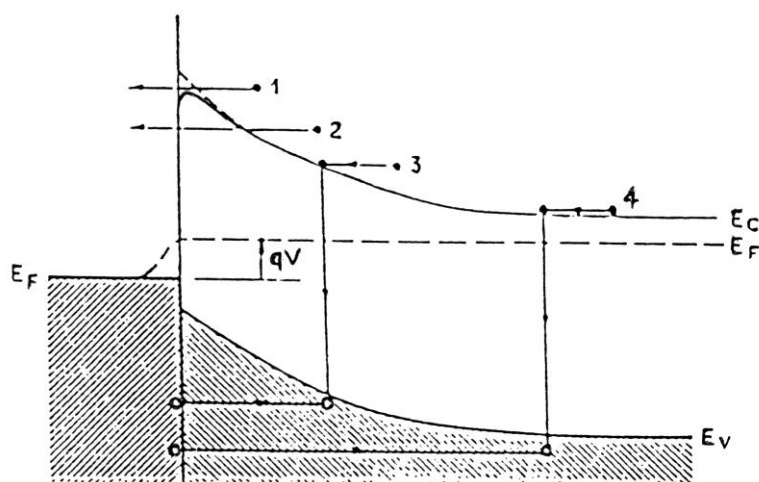
$$\Phi_B = (E_g - \Phi_0) \quad (3.13)$$

Συνεπώς, στους πραγματικούς ομοιοπολικούς ημιαγωγούς το ύψος φραγμού δεν αυξάνεται γραμμικά με το έργο εξόδου, όπως καθορίζεται από την σχέση 3.1 για τις ιδανικές επαφές μετάλλου-ημιαγωγού, αλλά λόγω των επιφανειακών καταστάσεων είναι λιγότερο εξαρτούμενο από το Φ_M και σε μερικές περιπτώσεις σχεδόν ανεξάρτητο. Π.χ. στην περίπτωση του GaAs το επίπεδο Fermi "καρφώνεται"

(pinning) κοντά στο μέσο του ενεργειακού χάσματος, λόγω των επιφανειακών καταστάσεων. Το αποτέλεσμα είναι σχεδόν όλα τα μέταλλα σε επαφή με GaAs τύπου n, με χαμηλές ή μέτριες προσμίξεις, να σχηματίζουν υψηλό φραγμό δυναμικού, δηλαδή σχεδόν όλα τα μέταλλα θα μπορούσαν να χρησιμοποιηθούν για την κατασκευή επαφών Schottky σε GaAs τύπου n, με ικανοποιητικό ύψος φραγμού.

Μηχανισμοί μεταφοράς

Η μεταφορά ρεύματος στην επαφή μετάλλου-ημιαγωγού οφείλεται κυρίως στους φορείς πλειονότητας. Υπάρχουν τέσσερις διαφορετικοί μηχανισμοί μεταφοράς φορέων όπως φαίνεται στο σχήμα 3.4, υπό ορθή πόλωση: 1) μεταφορά ηλεκτρονίων πάνω από τον φραγμό δυναμικού από τον ημιαγωγό στο μέταλλο με θερμιονική εκπομπή 2) με φαινόμενο σήραγγος μέσω του φραγμού δυναμικού 3) Επανασύνδεση ή γέννεση φορέων μέσα στην περιοχή φορτίων χώρου 4) έγχυση οπών από το μέταλλο στον ημιαγωγό που ισοδυναμεί με επανασύνδεση στην ουδέτερη περιοχή του ημιαγωγού.



Σχήμα 3.4 Μηχανισμοί μεταφοράς επαφής Schottky υπό ορθή πόλωση

Ο μηχανισμός (1) είναι ο κυρίαρχος μηχανισμός μεταφοράς φορέων στις διόδους Schottky με μέτριες συγκεντρώσεις προσμίξεων των ημιαγωγών (π.χ για το Si με $N_D \geq 10^{-17} \text{cm}^3$) και σε μέτριες θερμοκρασίες (π.χ 300⁰K) υπό ορθή πόλωση και οδηγεί στα ιδανικά χαρακτηριστικά διόδου. Στις χαμηλές θερμοκρασίες (τυπικά < 200⁰K) η συνεισφορά του ρεύματος λόγω φαινομένου σήραγγος (2) μπορεί να κυριαρχήσει. Η γέννεση-επανασύνδεση φορέων μέσα στην ζώνη φορτίου χώρου (3) μπορεί να γίνει σημαντική μόνο όταν υπάρχει υψηλός φραγμός δυναμικού, σε χαμηλές θερμοκρασίες και ημιαγωγός με χαμηλή συγκέντρωση προσμίξεων μικρού χρόνου ζωής των φορέων (δηλ. μεγάλες τιμές W). Η συνεισφορά στο ρεύμα λόγω της έγχυσης οπών από το μέταλλο στην ουδέτερη περιοχή του ημιαγωγού (4) γίνεται εμφανής μόνο σε πολύ υψηλές ορθές πολώσεις. Γενικά οι μηχανισμοί (2),(3),(4) απομακρύνουν την διόδο Schottky από την ιδανική συμπεριφορά.

Για μέτριες συγκεντρώσεις προσμίξεων ο κυρίαρχος μηχανισμός μεταφοράς φορέων είναι η μεταφορά ηλεκτρονίων πάνω από το φραγμό δυναμικού με θερμιονική εκπομπή και οι χαρακτηριστικές ρεύματος τάσης των διόδων Schottky για ορθές πολώσεις θα ακολουθούν την σχέση:

$$J = J_s \left[\exp\left(\frac{eV_a}{nKT}\right) - 1 \right] \quad (3.14)$$

όπου J η πυκνότητα ρεύματος σε A/cm², J_s η πυκνότητα ανάστροφου ρεύματος κόρου και n ο συντελεστής ιδανικότητας της διόδου.

Στην θερμιονική εκπομπή το J_s δίνεται από την σχέση:

$$J_s = A^* T^2 \exp \frac{-e\phi_B}{KT} \quad (3.15)$$

όπου Φ_B είναι ο φραγμός Schottky και A* η σταθερά του Richardson που δίνεται από την σχέση:

$$A^* = \frac{4\pi m^* K^2}{h^3} \quad (3.16)$$

όπου m^* η ενεργός μάζα του ηλεκτρονίου.

Στην περίπτωση θερμιονικής εκπομπής η κλίση της καμπύλης $\log(J_s / T^2)$ συναρτήσει του $1/T$ θα δώσει την τιμή του ύψους φραγμού δυναμικού.

Σύγκριση διόδου Schottky και διόδου pn

Αν και η χαρακτηριστική ρεύματος τάσης της διόδου Schottky που δίνεται από την σχέση (3.14) είναι της ίδιας μορφής με αυτή της επαφής pn εντούτοις υπάρχουν δύο βασικές διαφορές μεταξύ αυτών των διόδων. που αφορούν α) τα μεγέθη του ανάστροφου ρεύματος κόρου και β) τη συχνотική απόκριση.

Η πυκνότητα του ανάστροφου ρεύματος κόρου στην δίοδο Schottky δίνεται από τη σχέση

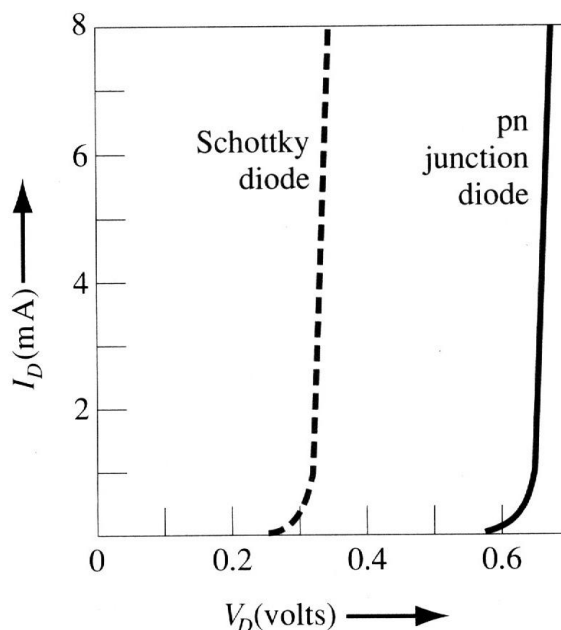
$$J_s = A^* T^2 \exp \frac{-e\phi_B}{KT}$$

και στην pn επαφή από τη σχέση

$$J_s = \left[\frac{eD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{eD_n n_{p0}}{L_n} \right]$$

Παρατηρούμε ότι οι δύο εκφράσεις είναι διαφορετικές και ο μηχανισμός ρεύματος στις δύο διατάξεις διαφέρει. Στην επαφή pn το ρεύμα καθορίζεται από τη διάχυση των φορέων μειονότητας ενώ στη δίοδο Schottky από την θερμιονική εκπομπή των φορέων πλειονότητας πάνω από ένα φραγμό δυναμικού. Έτσι το ιδανικό ανάστροφο ρεύμα κόρου της επαφής Schottky είναι τάξεις μεγέθους (2, 3) μεγαλύτερο από ότι το ανάστροφο ρεύμα κόρου της διόδου Schottky. Επίσης λόγω αυτής της διαφοράς συνεπάγεται ότι και τα χαρακτηριστικά των δύο διόδων θα είναι διαφορετικά και υπό ορθή πόλωση. Στο σχήμα 3.5 παρουσιάζονται τυπικά χαρακτηριστικά δύο τέτοιων διόδων. Παρατηρούμε ότι η τάση κατωφλίου είναι πολύ μικρότερη στην δίοδο Schottky απ' ότι στην δίοδο pn. Βέβαια η τιμή της τάσης κατωφλίου είναι

συνάρτηση του δυναμικού επαφής στην επαφή μετάλλου – ημιαγωγού και της συγκέντρωσης φορέων στην pn επαφή όμως αυτή η μεγάλη διαφορά ανάμεσα στις δύο διατάξεις υπάρχει.



Σχήμα 3.5 Χαρακτηριστικές I-V διόδων Schottky και pn υπό ορθή πόλωση

Η δεύτερη διαφορά ανάμεσα στην δίοδο Schottky και την pn δίοδο είναι στη συχνотική απόκριση ή στα χαρακτηριστικά διακόπτη. Η δίοδος Schottky είναι διάταξη φορέων πλειονότητας και δεν χαρακτηρίζεται από χωρητικότητα διάχυσης υπό ορθή πόλωση όπως η επαφή pn. Η απουσία της χωρητικότητας αυτής κάνει τη δίοδο Schottky μία διάταξη υψηλότερης συχνότητας από ότι η pn δίοδος. Επίσης όταν η δίοδος Schottky πολωθεί από ανάστροφη σε ορθή πόλωση δεν υπάρχει συσσωρευμένο φορτίο φορέων μειονότητας που πρέπει να απομακρυνθεί όπως στην δίοδο pn και απαιτεί κάποιο χρόνο, με αποτέλεσμα η δίοδος Schottky να είναι πολύ πιο γρήγορη σε εφαρμογές διακόπτη.

β. Ωμικές επαφές

Ωμική επαφή, σύμφωνα με τα προηγούμενα, είναι μία επαφή μετάλλου ημιαγωγού μη ανορθωτική που παρέχει γραμμική χαρακτηριστική ρεύματος - τάσης.

Όμως, εκτός από τα γραμμικά χαρακτηριστικά που πρέπει να έχει μία ωμική επαφή θα πρέπει :

- α) να είναι πολύ σταθερή με τον χρόνο λειτουργίας και την θερμοκρασία
- β) να εισάγει όσο το δυνατόν μικρότερη (παρασιτική) αντίσταση
- γ) να παρουσιάζει αντίσταση στην οξείδωση και τα χημικά
- δ) να προσκολλάται πολύ καλά στον ημιαγωγό
- ε) να επιτρέπει εύκολο bonding

Γενικά υπάρχουν δύο είδη ωμικών επαφών. Οι ιδανικές ωμικές επαφές και οι ωμικές επαφές φαινομένου σήραγγας.

Στην πρώτη περίπτωση θα ανήκουν οι επαφές μετάλλου - ημιαγωγού με ύψος φραγμού μικρότερο ή το πολύ ίσο με μηδέν. Σ' αυτή την περίπτωση, εφόσον δεν υπάρχει φραγμός δυναμικού, οι φορείς είναι ελεύθεροι να κινούνται και προς τις δύο διευθύνσεις (από τον ημιαγωγό προς το μέταλλο και αντίθετα) ανάλογα με την εφαρμοζόμενη πόλωση. Η ιδανική αυτή θεώρηση δεν λαμβάνει υπόψη της την επίδραση των επιφανειακών καταστάσεων. Όταν η πυκνότητα επιφανειακών καταστάσεων είναι μικρή η επαφή μετάλλου ημιαγωγού, με το έργο εξόδου του μετάλλου να είναι μικρότερο από το έργο εξόδου του ημιαγωγού τύπου n, (ή αντίθετα για ημιαγωγό τύπου p) θα είναι ωμική επαφή.

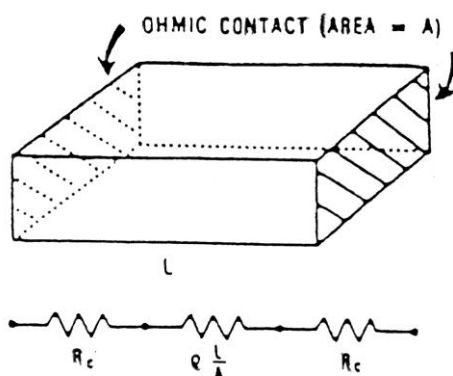
Όμως όταν ένας ημιαγωγός έχει πολύ μεγάλη συγκέντρωση επιφανειακών καταστάσεων όπως είδαμε και παραπάνω είναι αδύνατον να μηδενιστεί ο φραγμός δυναμικού και να δημιουργηθεί ιδανική ωμική επαφή. Π.χ., είδαμε ότι στην περίπτωση του n-GaAs με χαμηλές προσμίξεις, όλα τα μέταλλα τείνουν να δημιουργήσουν επαφές Schottky ανεξάρτητα από το έργο εξόδου τους. Το πρόβλημα λοιπόν είναι πως θα κάνουμε ωμικές επαφές. Η λύση αυτού του προβλήματος απασχολεί πολλές ερευνητές για αρκετές δεκαετίες, και εστιάζεται στην όσο το δυνατόν μεγαλύτερη ελάττωση του ύψους φραγμού και στένωση της περιοχής φορτίων χώρου. Για αυτούς τους λόγους χρησιμοποιείται ένα λεπτό στρώμα GaAs

τύπου n με όσο το δυνατόν μεγαλύτερη πυκνότητα προσμίξεων ($\geq 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$). Το αποτέλεσμα είναι μία αβαθής περιοχή φορτίου χώρου και το ύψος φραγμού γίνεται αρκετά μικρό ώστε ο κυρίαρχος μηχανισμός της μεταφοράς ηλεκτρονίων να οφείλεται σε φαινόμενο σήραγγος. Έτσι δημιουργείται μία ωμική επαφή φαινομένου σήραγγος με μικρή αντίσταση.

Σ' αυτό το σημείο θα πρέπει να αναφερθεί με ποιά μεγέθη χαρακτηρίζονται οι ωμικές επαφές. Με τον όρο *αντίσταση επαφής* R_C (contact resistance) χαρακτηρίζεται η αντίσταση της ωμικής επαφής μετάλλου-ημιαγωγού. Επειδή η ωμική επαφή καταλαμβάνει μία συγκεκριμένη επιφάνεια και η R_C θα εξαρτάται από το εμβαδόν A της επιφάνειας, και ενώ μετριέται σε Ω συνήθως δίνεται σε μονάδες Ωmm ή Ωcm . Στο σχήμα 3.6 παρουσιάζεται ένας ημιαγωγός μήκους L με δύο ωμικές επαφές εμβαδού A στα δύο άκρα του. Η ολική αντίσταση θα ισούται με:

$$R_{ολ\cdot} = 2R_C + \rho \frac{L}{A} \quad (3.17)$$

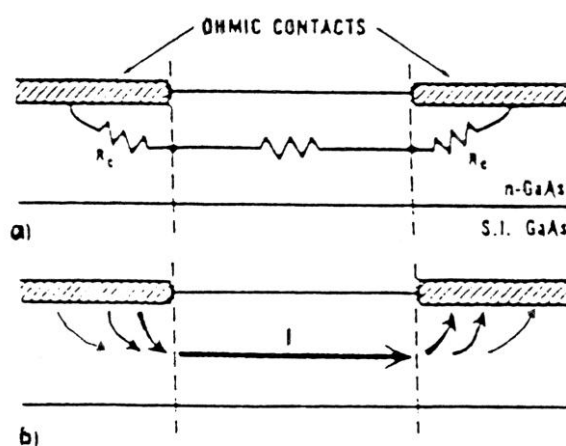
όπου ρ η ειδική αντίσταση του ημιαγωγού.



Σχήμα 3.6

Το μέγεθος που χαρακτηρίζει ακόμα καλλίτερα την ωμική επαφή είναι η *ειδική αντίσταση επαφής* (specific contact resistance) r_c , η οποία δεν εξαρτάται από την επιφάνεια, έχει μονάδες Ωcm^2 , και ορίζεται σαν η αντίσταση επαφής της μονάδας επιφανείας για ροή ρεύματος κάθετη στην επαφή. Δηλαδή για την γεωμετρία του σχήματος 3.6 “:

$$r_c = R_c A \quad (3.18)$$



Σχήμα3.7

Όμως, επειδή στην πραγματικότητα οι ωμικές επαφές είναι επίπεδες, όπως φαίνεται στο σχήμα 3.7α, το ρεύμα δεν ρέει ομοιόμορφα μέσα από όλη την επιφάνεια $A = l_c W$ (l_c το μήκος της επαφής και W το πλάτος της) της ωμικής επαφής, αλλά από το μέρος της επιφάνειας που είναι κοντά στην άλλη ωμική επαφή (σχήμα 3.7β). Μιλάμε λοιπόν για μία ενεργό επιφάνεια $A_t = l_t W$, όπου l_t είναι το ενεργό μήκος της επαφής, ονομάζεται *μήκος μεταφοράς* (transfer length) και είναι μικρότερο από το l_c . Ορίζεται έτσι μία άλλη παράμετρος η *ειδική αντίσταση μεταφοράς* η οποία συμβολίζεται με r_t που εκφράζεται σε Ωmm και ισούται με:

$$r_t = \frac{r_c}{l_t} \quad (3.19)$$

Η αντίσταση r_t είναι πρακτικά χρήσιμη για τις επίπεδες ωμικές επαφές γιατί δίνει την αντίσταση επαφής σε σχέση με το πλάτος, που είναι καλά ορισμένο και όχι σε σχέση με την επιφάνεια (όπως η r_c).

$$r_t = \frac{r_c}{l_t} = \frac{R_c A}{l_t} = \frac{R_c W l_t}{l_t} = R_c w \Rightarrow R_c = \frac{r_t}{W} \quad (3.20)$$

ΕΤΕΡΟΕΠΑΦΕΣ

Ετεροεπαφή είναι η απότομη επαφή που δημιουργείται από δύο διαφορετικούς ημιαγωγούς. Οι ετεροεπαφές χωρίζονται σε δύο μεγάλες κατηγορίες :

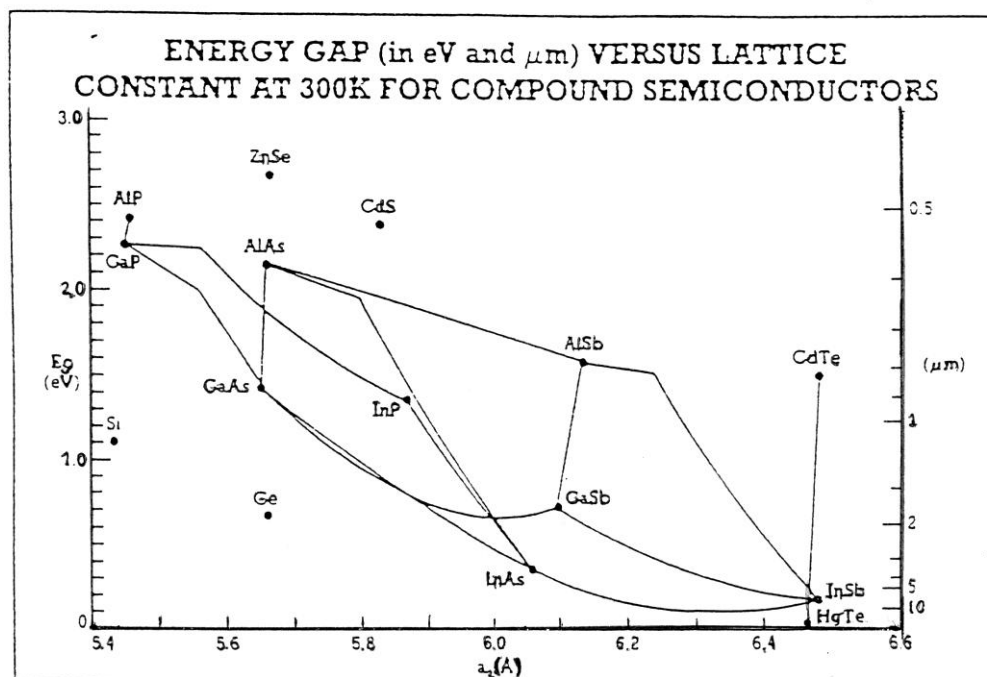
- α. Τις *ισοτοπικές επαφές (isotype heterojunctions)* όταν οι ημιαγωγοί που τις δημιουργούν είναι του ιδίου τύπου (ίδιου τύπου ελεύθερους φορείς) και
- β. Τις *ανισοτοπικές επαφές (anisotype heterojunctions)* όταν οι ημιαγωγοί που τις δημιουργούν είναι διαφορετικού τύπου.

Η οικογένεια των III-V ημιαγωγών περιλαμβάνει πολλούς ημιαγωγούς που αποτελούνται από δύο (binary), τρία (ternary) και τέσσερα (quaternary) υλικά π.χ $Al_xGa_{1-x}As$, $In_xAl_{1-x}As$, $InGaAsP$. Μεταβάλλοντας την περιεκτικότητα αυτών των στοιχείων (x), είναι δυνατόν να αναπτυχθούν επιταξιακά στρώματα με διαφορετικά ενεργειακά χάσματα, όπως φαίνεται στο σχήμα 3.8. Η δυνατότητα αυτή θα οδηγήσει στην δημιουργία των *ετεροεπαφών (heterojunction)*, *ετεροδομών (heterostructure)*.

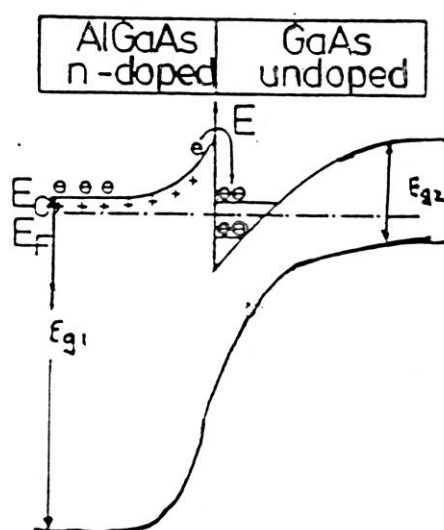
Ας θεωρήσουμε ότι έχουμε τους ημιαγωγούς n- $Al_xGa_{1-x}As$ και GaAs και θέλουμε να δημιουργήσουμε μια ετεροεπαφή. Αν τα δύο υλικά έλθουν σε επαφή θα πρέπει το επίπεδο Fermi να έλθει σε σύμπτωση και στις δύο πλευρές της διεπιφάνειας. Αυτό προκαλεί ασυνέχεια στη ζώνη αγωγιμότητας, όπως φαίνεται στο σχήμα 3.9.

Αν η ετεροεπαφή θεωρηθεί ιδανική, η ασυνέχεια στη ζώνη αγωγιμότητας (ΔE_C) είναι πολύ απότομη και κβαντομηχανικά αντιμετωπίζεται σαν ένα τριγωνικό κβαντικό πηγάδι δυναμικού με διακριτές ενεργειακές στάθμες.

Αν τα επίπεδα προσμίξεων τύπου n είναι πάνω από τις ενεργειακές στάθμες του κβαντικού πηγαδιού, τα ηλεκτρόνια (ελεύθεροι φορείς) συσσωρεύονται μέσα στο



Σχήμα 3.8



Σχήμα 3.9

πηγάδι, όπου εξαναγκάζονται να κινούνται σε δύο μόνο διαστάσεις, παράλληλα προς τη διεπιφάνεια και μιλάμε για τη δημιουργία δισδιάστατου νέφους ηλεκτρονίων (2DEG, 2-Dimensional Electron Gas). Αντίστοιχα αν το AlGaAs είχε προσμίξεις τύπου p θα είχαμε τη δημιουργία δισδιάστατου νέφους οπών.

Το παραπάνω φαινόμενο προκαλεί χωρικό διαχωρισμό των ελευθέρων ηλεκτρονίων του 2DEG από τα μητρικά άτομα που παραμένουν στο στρώμα των δοτών του AlGaAs. Δηλαδή το GaAs που είναι ενδογενής ημιαγωγός αποκτά προσμίξεις ελευθέρων φορέων (ηλεκτρόνια) χωρίς τους ιονισμένους δότες (το ονομαζόμενο Modulation Dopping, MD ή MOD). Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα τα ηλεκτρόνια του 2DEG να παρουσιάζουν υψηλή ευκινησία, γιατί περιορίζονται σημαντικά οι μηχανισμοί σκέδασης ηλεκτρονίων-δοτών που μειώνουν την ευκινησία.

Συστήματα ημιαγωγών με προσμίξεις τύπου MD μπορούν να αξιοποιηθούν με τη κατασκευή ηλεκτρονικών διατάξεων, οι οποίες εκμεταλλεύονται την υψηλή ευκινησία των ηλεκτρονίων 2DEG.

Τέτοιες διατάξεις είναι τα διπολικά τρανζίστορ με ετεροεπαφή (HBT, Heterojunction Bipolar Transistors) και τα τρανζίστορ FET με ετεροεπαφή (HFET, Heterojunction Field Effect Transistor). Τα περισσότερα διαδεδομένα τρανζίστορ ετεροεπαφής είναι αυτά που χρησιμοποιούν την ετεροεπαφή $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ και κατασκευάζονται πάνω σε υποστρώματα GaAs.

Τα τρανζίστορ HFET ονομάζονται και HEMT (High Electron Mobility Transistor) λόγω της υψηλής ευκινησίας των ηλεκτρονίων. Μερικές ακόμα ισοδύναμες ονομασίες είναι MODFET (Modulation Doped Field Effect Transistor), TEGFET (Two-Dimensional Electron GaAs Fet), SDHT (Selectively Doped Heterostructure Transistor) κ.λπ.

Το μεγάλο πλεονέκτημα τις ετεροεπαφής $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ είναι το γεγονός ότι οι σταθερές πλέγματος του AlGaAs και GaAs είναι σχεδόν ίσες. Επομένως το AlGaAs αναπτύσσεται πάνω στο GaAs με *συμφωνία πλέγματος* (*lattice matched*) που συνεπάγεται σχεδόν ιδανική ετεροεπαφή και υψηλές ευκινησίες ηλεκτρονίων, όπως αναφέρθηκε παραπάνω.

4. Τρανζίστορ Επίδρασης Πεδίου (FET)

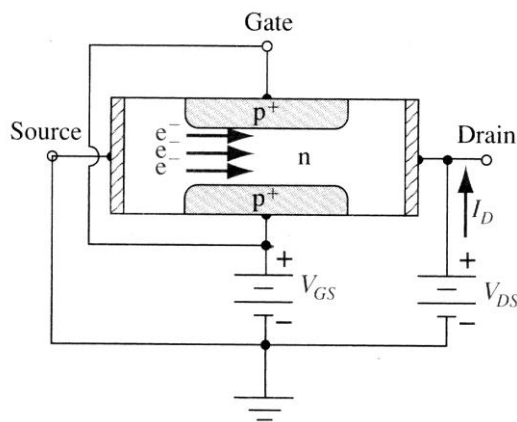
Τα τρανζίστορ FET επαφής ή JFET (Junction Field Effect Transistor) έχουν προταθεί από τον Schockley το έτος 1952, ενώ η δυνατότητα πραγματοποίησής τους αποδείχθηκε από τους Dacey και Ross το έτος 1953. Εφ' όσον η αγωγιμότητα στα τρανζίστορ FET, οφείλεται μόνο σε ένα είδος φορέων, τους φορείς πλειονότητας, αναφέρονται συνήθως σαν *μονοπολικά (unipolar)* τρανζίστορ σε αντίθεση με τα τρανζίστορ επαφών τα οποία είναι *διπολικά (bipolar)* διότι σε αυτά εμπλέκονται και τα δύο είδη φορέων στο μηχανισμό αγωγιμότητας.

Τα τρανζίστορ FET μετάλλου-ημιαγωγού (MESFET) προτάθηκαν από τον Mead το 1966. Η αρχή λειτουργίας τους είναι η ίδια με αυτή των τρανζίστορ επαφής, όμως στα MESFET χρησιμοποιείται αντί για επαφή p-n, επαφή Schottky στην πύλη.

Μία τρίτη οικογένεια τρανζίστορ FET περιλαμβάνει τα τρανζίστορ MOSFET, στα οποία η πύλη δημιουργείται εισάγοντας ένα στρώμα μονωτή ανάμεσα στον ημιαγωγό και το μέταλλο. Στην συνέχεια θα αναφερθούμε μόνο στα τρανζίστορ JFET και MESFET.

Βασική λειτουργία

A) Τρανζίστορ JFET



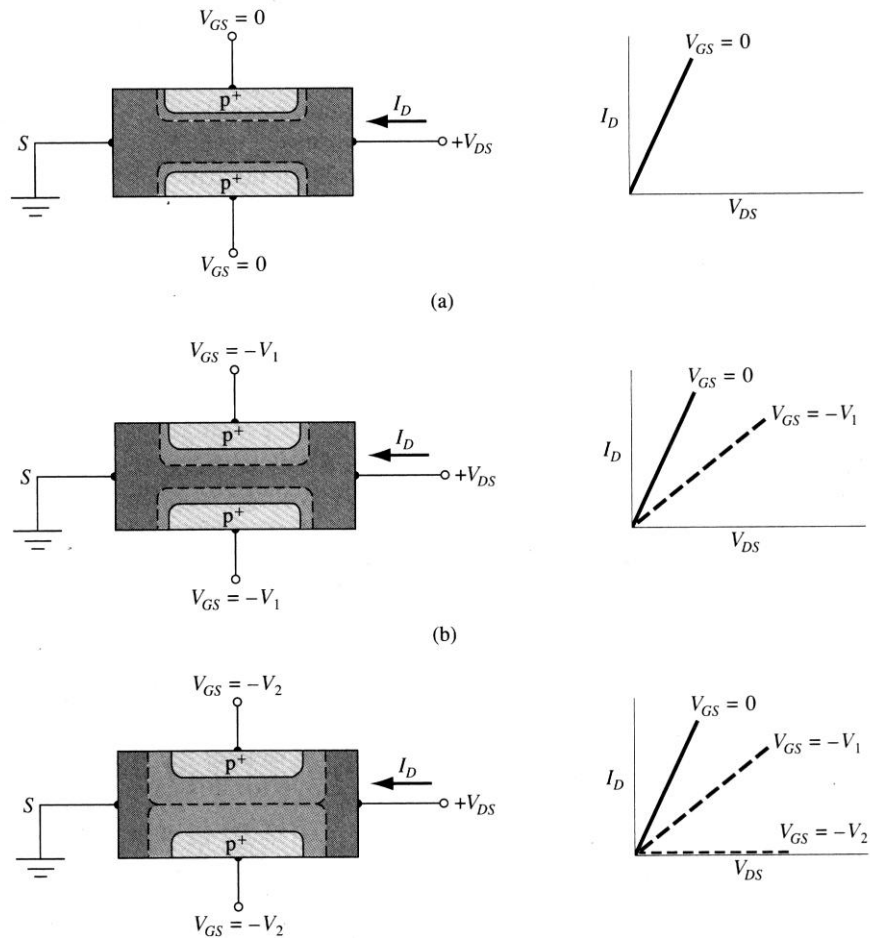
Σχήμα 4.1 Τομή συμμετρικού τρανζίστορ JFET με κανάλι τύπου n

Μία τομή ενός συμμετρικού JFET με κανάλι τύπου n παρουσιάζεται στο σχήμα 4.1. Το τρανζίστορ αυτό αποτελείται από ένα *αγωγίμο δίαυλο ή κανάλι (channel)* (που είναι η περιοχή n) ανάμεσα σε δύο ωμικές επαφές, εκ των οποίων η μία λειτουργεί σαν *πηγή S (Source)* και η άλλη σαν *απαγωγός D (Drain)*. Όταν μια θετική τάση εφαρμοσθεί στον *απαγωγό* σε σχέση με την *πηγή*, ηλεκτρόνια ρέουν από την *πηγή* προς τον *απαγωγό*. Το τρίτο ηλεκτρόδιο η *πύλη G (Gate)* (στο σχήμα φαίνονται δύο ακροδέκτες πύλης που όμως ενώνονται για να δημιουργήσουν ένα ηλεκτρόδιο) δημιουργεί μία ανορθωτική επαφή p^+n με τον δίαυλο και ελέγχει την αγωγιμότητα του διαύλου, δηλαδή η όλη διάταξη συμπεριφέρεται σαν μία αντίσταση ελεγχόμενη από τάση και η οποία μεταβάλλεται καθώς μεταβάλλεται το πλάτος της περιοχής απογύμνωσης μέσα στον δίαυλο.

Αντίστοιχα θα σχεδιαστεί ένα JFET με κανάλι τύπου p αν αλλάξουν οι περιοχές p (n) με n (p) του σχήματος 4.1 . Οπές θα ρέουν τώρα στο p-κανάλι μεταξύ της *πηγής* και του *απαγωγού* . Η φορά του ρεύματος και οι πολικότητες της τάσης θα είναι αντίθετες απ ότι στο τρανζίστορ με κανάλι τύπου n. Τα JFET με τύπου p κανάλι είναι γενικά διατάξεις χαμηλότερης συχνότητας απ ότι τα JFET με κανάλι τύπου n λόγω της μικρότερης ευκινησίας των οπών.

Στο σχήμα 4.2 παρουσιάζονται οι μορφές της περιοχής απογύμνωσης και τα $I_D - V_{DS}$ χαρακτηριστικά του τρανζίστορ σε διάφορες τάσεις πόλωσης της πύλης όταν το V_{DS} παίρνει μικρές τιμές. Στο σχήμα 4.2.α η τάση V_{GS} είναι μηδέν η *πηγή* είναι γειωμένη και μία μικρή θετική πόλωση εφαρμόζεται στον *απαγωγό*. Θα δημιουργηθεί επομένως ένα ρεύμα I_D μεταξύ της *πηγής* και του *απαγωγού* και επειδή το κανάλι είναι ουσιαστικά μία αντίσταση τα χαρακτηριστικά $I_D - V_{DS}$ θα είναι γραμμικά, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.2.α.

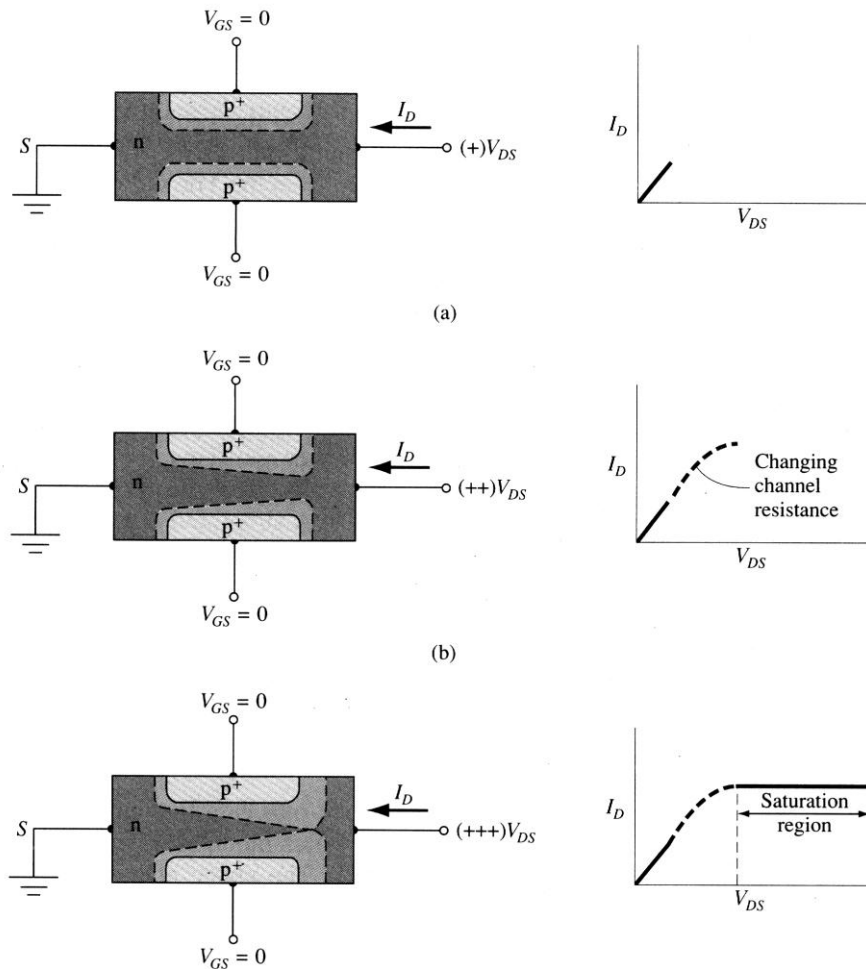
Όταν εφαρμοστεί μία τάση στην πύλη σε σχέση με την *πηγή* και τον *απαγωγό* μεταβάλλεται η αγωγιμότητα του καναλιού. Αν εφαρμοστεί μία αρνητική τάση πόλωσης στην πύλη, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.2.β, η επαφή p^+n πύλης-καναλιού πολώνεται ανάστροφα , η περιοχή φορτίων χώρου αυξάνεται και το κανάλι στενεύει με αποτέλεσμα να αυξηθεί η αντίσταση του .Η κλίση της $I_D - V_{DS}$ μικραίνει. Αν αυξηθεί ακόμα περισσότερο η αρνητική τάση πόλωσης της πύλης θα ελαττωθεί και η κλίση της $I_D - V_{DS}$ χαρακτηριστικής. Σε κάποια τιμή αρνητικής τάσης πόλωσης τη περιοχή φορτίων χώρου θα έχει κλείσει τελείως το κανάλι και το ρεύμα I_D γίνεται ουσιαστικά μηδέν.(σχήμα 4.2.γ)



Σχήμα 4.2 Περιοχή φορτίων χώρου και I-V χαρακτηριστικά

Αυτή η συνθήκη είναι γνωστή σαν *στραγγαλισμός του καναλιού (pinch off)* και η τάση της πύλης ονομάζεται τάση στραγγαλισμού V_p .

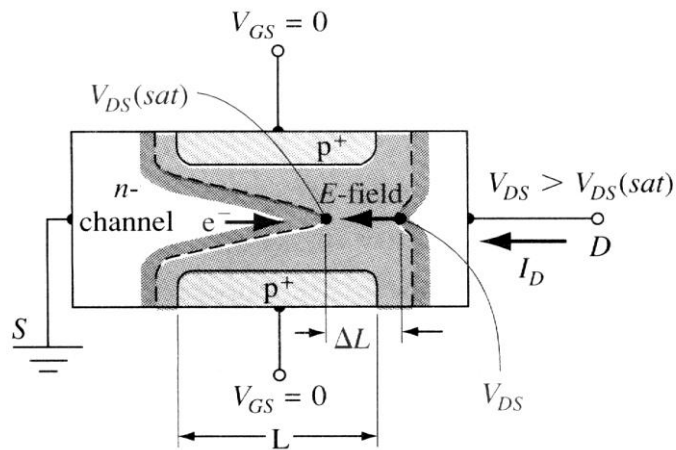
Στη συνέχεια θα μελετήσουμε (σχήμα 4.3) τι συμβαίνει όταν η τάση πύλης παραμένει σταθερή, έστω μηδέν και μεταβάλλεται η τάση V_{DS} . Για μικρές τιμές V_{DS} παίρνουμε τα I_D - V_{DS} χαρακτηριστικά που φαίνονται στο σχήμα 4.3.α. Καθώς η V_{DS} αυξάνει η επαφή p^+ η πύλης – καναλιού πολώνεται ανάστροφα στην περιοχή κοντά στον απαγωγό με αποτέλεσμα να εξαπλώνεται περισσότερο μέσα στο κανάλι στην περιοχή αυτή (σχήμα 4.3.β). Η εξάπλωση της περιοχής φορτίων χώρου θα αυξάνει την αντίσταση του καναλιού και επομένως η κλίση της I_D - V_{DS} χαρακτηριστικής θα ελαττώνεται, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.3.β. Αν αυξηθεί ακόμα περισσότερο η τάση V_{DS} θα φτάσουμε κάποια στιγμή στο σχήμα 4.3.γ, όπου το κανάλι έχει στραγγαλιστεί στην περιοχή κοντά στον απαγωγό. Οποιαδήποτε επιπλέον αύξηση της τάσης V_{DS} δεν θα μπορεί να προκαλέσει αύξηση του ρεύματος I_D , η χαρακτηριστική I_D - V_{DS} θα πάρει την μορφή που φαίνεται στο σχήμα 4.3.γ..



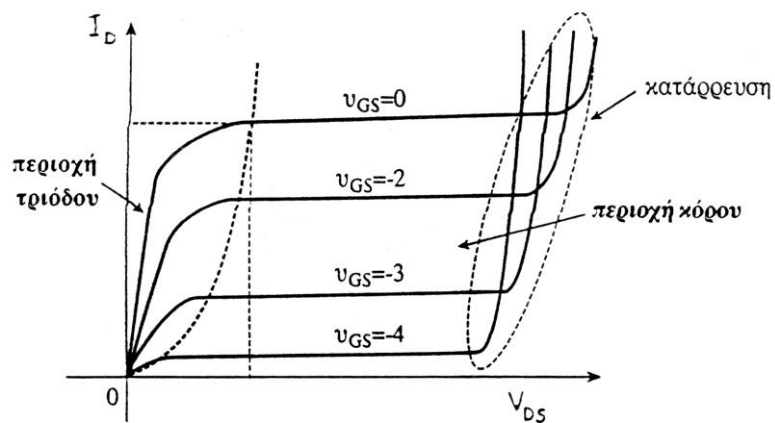
Σχήμα 4.3 Διαμόρφωση καναλιού και I-V χαρακτηριστικά

Η τάση V_{DS} που προκαλεί τον στραγγαλισμό του καναλιού ονομάζεται *τάση κόρου* $V_{DS(sat)}$. Για τις τιμές $V_{DS} > V_{DS(sat)}$ το τρανζίστορ βρίσκεται στην *περιοχή κόρου* (*saturation region*) και το ρεύμα I_D είναι ανεξάρτητο από την τάση V_{DS} στην ιδανική περίπτωση.

Στο σχήμα 4.4 παρουσιάζεται μία λεπτομερής εικόνα της μορφής του καναλιού στον κόρο. Το κανάλι τύπου n και η περιοχή κοντά στον απαγωγό χωρίζονται τώρα με μία περιοχή φορτίων χώρου που έχει μήκος ΔL . Τα ηλεκτρόνια που κινούνται μέσα στο κανάλι από την πηγή προς τον απαγωγό εγχύονται μέσα στην περιοχή φορτίων χώρου, όπου βρίσκουν ευνοϊκό ηλεκτρικό πεδίο E με αποτέλεσμα να σαρωθούν πολύ γρήγορα στη περιοχή κοντά στον απαγωγό. Αν θεωρήσουμε ότι το $\Delta L \ll L$ τότε το ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή του n καναλιού παραμένει αμετάβλητο και το ρεύμα I_D παραμένει σταθερό και ανεξάρτητο από το V_{DS} .



Σχήμα 4.4 Περιοχή φορτίων χώρου στο κανάλι όταν $V_{DS} > V_{DS(sat)}$



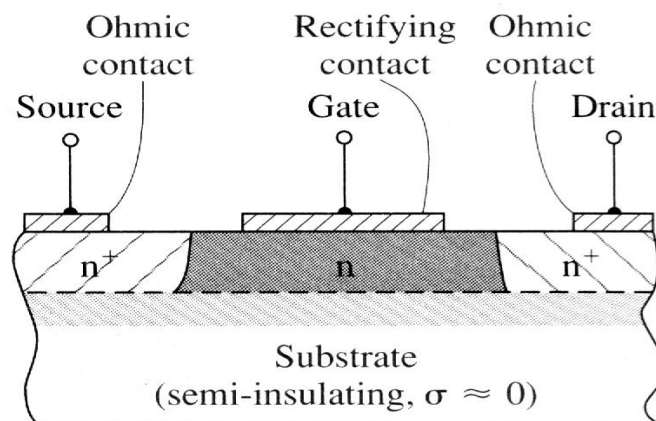
Σχήμα 4.5 Τυπικές I-V χαρακτηριστικές τρανζίστορ JFET

Δηλαδή στην περιοχή κόρου το τρανζίστορ συμπεριφέρεται σαν μία πηγή σταθερού ρεύματος.

Στο σχήμα 4.5 παρουσιάζονται τα βασικά I-V χαρακτηριστικά ενός JFET για διάφορες πολώσεις της πύλης. Μπορούμε να διακρίνουμε την γραμμική περιοχή ή περιοχή τριόδου (linear region), την περιοχή κόρου (saturation region) καθώς και την περιοχή κατάρρευσης (breakdown region).

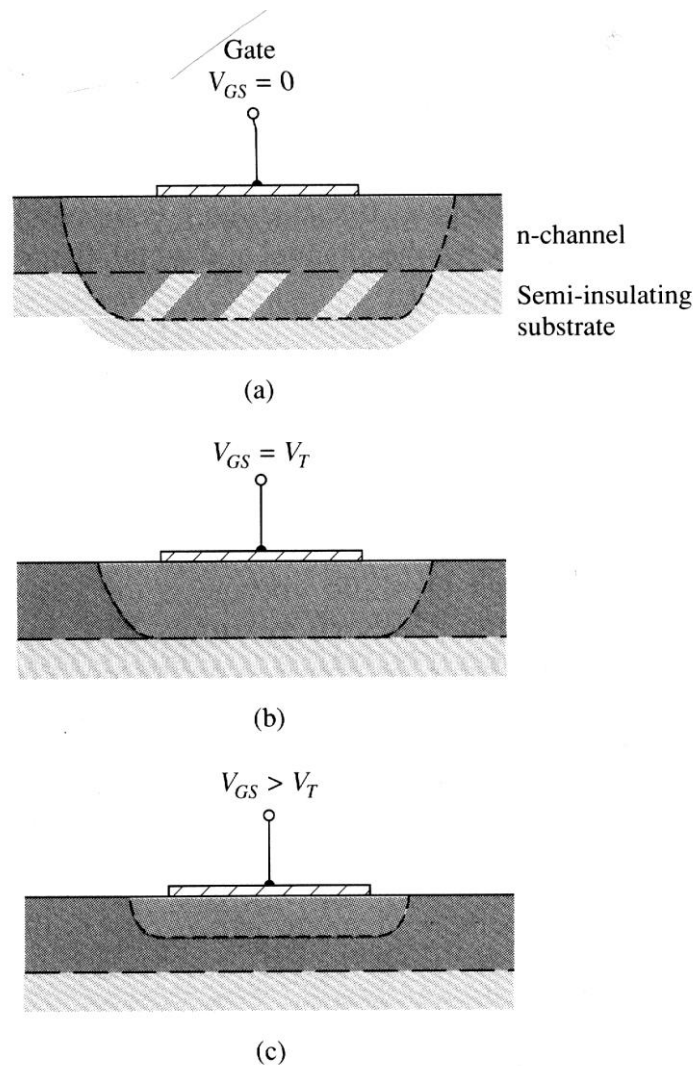
Β) Τρανζίστορ MESFET

Στα τρανζίστορ MESFET η πύλη είναι μία επαφή Schottky. Αν και τρανζίστορ MESFET κατασκευάζονται και σε Si περισσότερο χρησιμοποιούνται στο GaAs και τους σύνθετους ημιαγωγούς. Μία απλή τομή ενός τρανζίστορ MESFET φαίνεται στο σχήμα 4.6. Το υπόστρωμα είναι υψηλής αντίστασης GaAs που αναφέρεται σαν *ημιμονωτής (semi-insulator)* και πάνω σε αυτό έχει αναπτυχθεί επιταξιακά ένα λεπτό στρώμα GaAs τύπου n που θα χρησιμοποιηθεί για την ενεργό περιοχή. Τα πλεονεκτήματα αυτής της διάταξης οφείλονται στην υψηλότερη ευκινησία των ηλεκτρονίων στο GaAs από ότι στο Si, που συνεπάγεται μικρότερο χρόνο διέλευσης των ηλεκτρονίων και επομένως γρηγορότερη απόκριση της διάταξης. Επίσης τα ημιμονωτικά υποστρώματα του GaAs παρέχουν ευκολότερη διαδικασία κατασκευής και μικρότερη παρασιτική χωρητικότητα.



Σχήμα 4.6 Τομή MESFET με κανάλι τύπου n

Αν εφαρμοστεί μία ανάστροφη πόλωση στην πύλη του MESFET σε σχέση με την πηγή θα δημιουργηθεί μία περιοχή φορτίων χώρου κάτω από την μεταλλική πύλη που θα διαμορφώσει την αγωγιμότητα του καναλιού όπως και στην περίπτωση του JFET. Σε κάποια τιμή ανάστροφης τάσης πόλωσης, την τάση στραγγαλισμού V_p , θα κλείσει τελείως το κανάλι δηλαδή όπως φαίνεται στο σχήμα 4.6 η περιοχή φορτίων χώρου θα φτάσει μέχρι το υπόστρωμα και το τρανζίστορ θα έχει υποστεί στραγγαλισμό του διαύλου.



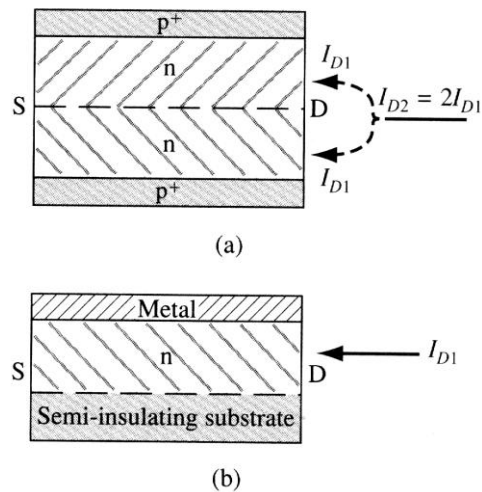
Σχήμα 4.7 Τρανζίστορ MESFET normally-off

Τα τρανζίστορ FET χωρίζονται σε δύο κατηγορίες, τα *normally-on (depletion mode)* στα οποία χωρίς καμία πόλωση στην πύλη υπάρχει αγωγίμο κανάλι (όπως φαινότανε στα σχήματα 4.2 και 4.6) και στα *normally-off (enhancement mode)* στα οποία για $V_G=0$, δεν υφίσταται αγωγίμο κανάλι, δηλαδή το δυναμικό V_{bi} της πύλης είναι ικανό να έχει απογυμνώσει όλο τον δίαυλο (σχήμα 4.7). Στην περίπτωση αυτή θα χρειαστεί να εφαρμοστεί ορθή πόλωση στην πύλη σε σχέση με την πηγή για να ελαττωθεί το πλάτος της περιοχής φορτίων χώρου και να “ανοίξει” το κανάλι. Για τιμές τάσεις πόλωσης μεγαλύτερες από μία ορισμένη τιμή V_T για κάθε τρανζίστορ, θα υφίσταται κανάλι όπως φαίνεται στο σχήμα 4.7.c. Η τιμή αυτή της τάσης ονομάζεται *τάση κατωφλίου (threshold voltage)* V_T του τρανζίστορ και προφανώς θα ισούται με την τάση στραγγαλισμού V_P .

Χαρακτηριστικά των διατάξεων

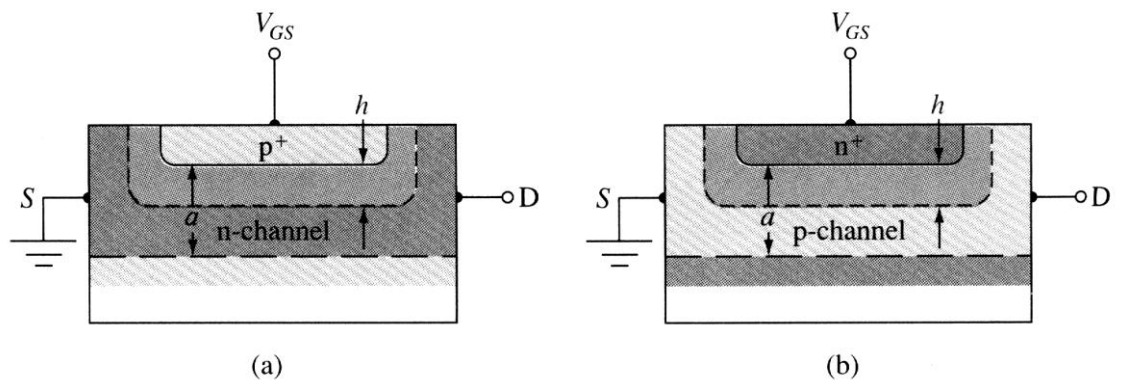
Α) Τρανζίστορ JFET

Στο σχήμα 4.8 φαίνονται ένα συμμετρικό τρανζίστορ JFET και ένα τρανζίστορ MESFET. Μπορούμε να θεωρήσουμε ότι το τρανζίστορ JFET δύο



Σχήμα 4.8 (α) Συμμετρικό JFET δύο πλευρών (β) MESFET

πλευρών ισοδυναμεί με δύο τρανζίστορ JFET παράλληλα ώστε το ρεύμα I_{D2} να ισούται με το διπλάσιο του I_{D1} και να χρησιμοποιήσουμε το ίδιο σχήμα και για τα δύο τρανζίστορ στην ανάλυση μας.



Σχήμα 4.9 Απλοποιημένες γεωμετρίες JFET
(α) με κανάλι τύπου n (β) με κανάλι τύπου p

Στο σχήμα 4.9.α παρουσιάζεται η απλοποιημένη μορφή ενός τρανζίστορ JFET normally-on με κανάλι τύπου n . Βασικά χαρακτηριστικά του τρανζίστορ είναι η απόσταση ανάμεσα στην περιοχή p^+ και στο υπόστρωμα που ονομάζεται *βάθος του διαύλου α (channel depth)*, το *πλάτος της περιοχής απογύμνωσης h (depletion-layer width)* και το *μήκος πύλης L (gate length)*. Αν θεωρήσουμε ότι το V_{DS} είναι μηδέν και ότι η επαφή είναι ιδανική τότε το πλάτος της περιοχής φορτίων χώρου θα δίνεται από τη σχέση :

$$h = \left\{ \frac{2 \epsilon_s (V_{bi} - V_{GS})}{eN_d} \right\}^{1/2} \quad (4.1)$$

όπου το V_{GS} θα είναι αρνητικός αριθμός εφόσον έχουμε επαφή p^+n .

Στραγγαλισμό του καναλιού θα έχουμε όταν $h=\alpha$ και η τάση πόλωσης της πύλης θα ισούται με την τάση στραγγαλισμού ($V_{GS}=V_P$). Το ολικό εφαρμοζόμενο δυναμικό στην επαφή p^+n ονομάζεται *εσωτερική τάση στραγγαλισμού V_{P0}* και είναι θετικός αριθμός. Αρα θα ισχύει:

$$\alpha = \left\{ \frac{2 \epsilon_s V_{P0}}{eN_d} \right\}^{1/2} \quad (4.2)$$

ή

$$V_{P0} = \frac{e\alpha^2 N_d}{2 \epsilon_s} \quad (4.3)$$

Με βάση της σχέσεις 4.2 και 4.3 μπορεί να υπολογιστεί η τάση στραγγαλισμού V_P ή τάση κατωφλίου V_T που πρέπει να εφαρμοστεί στην πύλη

$$V_{bi} - V_P = V_{P0} \quad \text{ή} \quad V_P = V_{bi} - V_{P0} \quad (4.4)$$

Η τάση στραγγαλισμού θα πρέπει να έχει τιμή μικρότερη από την τάση κατάρρευσης της επαφής p^+n για την προστασία της επαφής και πρέπει να ληφθεί υπόψη στο σχεδιασμό οποιoδήποτε κυκλώματος

Στο σχήμα 4.9.β παρουσιάζεται ένα τρανζίστορ JFET normally-on με κανάλι τύπου p με την ίδια γεωμετρία του παραπάνω τρανζίστορ. Για να πολωθεί ανάστροφα η πύλη θα πρέπει το V_{GS} να είναι θετικός αριθμός. Το πλάτος της περιοχής απογύμνωσης θα δίνεται από την σχέση :

$$h = \left\{ \frac{2 \epsilon_s (V_{bi} + V_{GS})}{e N_\alpha} \right\}^{1/2} \quad (4.5)$$

και στραγγαλισμό του καναλιού θα έχουμε όταν $h=a$ και θα ισχύει:

$$\alpha = \left\{ \frac{2 \epsilon_s V_{p0}}{e N_\alpha} \right\}^{1/2} \quad (4.6)$$

ή

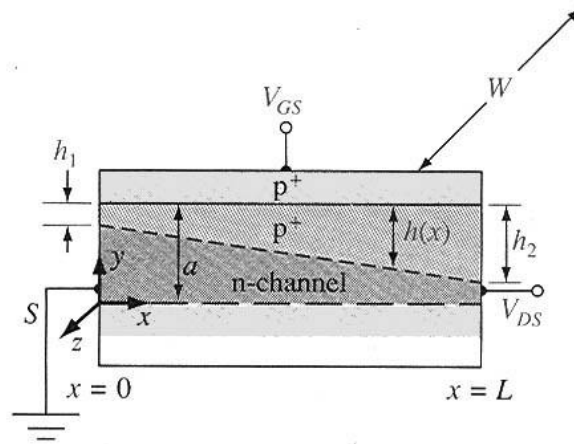
$$V_{p0} = \frac{e \alpha^2 N_\alpha}{2 \epsilon_s} \quad (4.7)$$

Αντίστοιχα με παραπάνω η τάση στραγγαλισμού ή τάση κατωφλίου για κανάλι τύπου p θα δίνεται από τη σχέση :

$$V_{bi} + V_p = V_{p0} \quad \text{ή} \quad V_p = V_{p0} - V_{bi} \quad (4.8)$$

και θα είναι θετικός αριθμός.

Στη συνέχεια θα μελετήσουμε τις διατάξεις όταν η τάση V_{DS} δεν είναι μηδενική. Όπως είδαμε παραπάνω η περιοχή φορτίων χώρου δεν εξαπλώνεται συμμετρικά μέσα στο κανάλι αλλά εκτείνεται περισσότερο στην περιοχή κοντά στον απαγωγό όσο αυξάνεται η V_{DS} . Στο σχήμα 4.10 παρουσιάζεται μία απλοποιημένη γεωμετρία ενός τρανζίστορ με κανάλι τύπου n.



Σχήμα 4.10 Απλοποιημένη γεωμετρία JFET με κανάλι τύπου n

Το πλάτος της περιοχής απογύμνωσης κοντά στην πηγή h_1 είναι συνάρτηση του V_{bi} και του V_{GS} αλλά δεν εξαρτάται από το V_{DS} . Αντίθετα το πλάτος της περιοχής απογύμνωσης κοντά στον απαγωγό θα δίνεται από τη σχέση :

$$h_2 = \left\{ \frac{2 \epsilon_s (V_{bi} + V_{DS} - V_{GS})}{e N_d} \right\}^{1/2} \quad (4.9)$$

Στραγγαλισμός του καναλιού θα συμβεί όταν $h_2 = a$ και το τρανζίστορ θα βρεθεί στον κόρο. Αρα :

$$\alpha = \left\{ \frac{2 \epsilon_s (V_{bi} + V_{DS}(\text{sat}) - V_{GS})}{e N_d} \right\}^{1/2} \quad (4.10)$$

που μπορεί να γραφεί :

$$V_{bi} + V_{DS}(\text{sat}) - V_{GS} = \frac{e \alpha^2 N_d}{2 \epsilon_s} = V_{p0} \quad (4.11)$$

ή

$$V_{DS}(\text{sat}) = V_{p0} - (V_{bi} - V_{GS}) \quad (4.12)$$

που μας δίνει την τιμή V_{DS} πάνω από την οποία το τρανζίστορ βρίσκεται σε κόρο.

Σε JFET με κανάλι τύπου ρ όλες οι πολικότητες των τάσεων είναι αντίθετες από αυτές του καναλιού τύπου η και θα ισχύει:

$$V_{SD}(\text{sat}) = V_{p0} - (V_{bi} + V_{GS}) \quad (4.13)$$

όπου τώρα η πηγή είναι θετική σε σχέση με τον απαγωγό.

Η σχέση τάσης – ρεύματος ενός τρανζίστορ JFET στην ιδανική περίπτωση περιγράφεται ικανοποιητικά από την:

$$I_D = I_{DSS} \left(1 - \frac{V_{GS}}{V_P} \right)^2 \quad (4.14)$$

όπου I_{DSS} είναι το ρεύμα κόρου όταν $V_{GS}=0$.

Οι βασικοί παράμετροι που χαρακτηρίζουν ένα τρανζίστορ FET είναι η *διαγωγιμότητα* g_m και η *αγωγιμότητα του διαύλου* g_D , οι οποίες υπολογίζονται από τις σχέσεις:

$$g_m = \frac{\partial I_D}{\partial V_{GS}} \quad (4.15)$$

$$g_D = \frac{\partial I_D}{\partial V_D} \quad (4.16)$$

καθώς και η δυνατότητα στραγγαλισμού του καναλιού (pinch off) που την χαρακτηρίζει η τάση στραγγαλισμού V_P .

Αν χρησιμοποιήσουμε την σχέση 4.14 προκύπτει ότι:

$$g_m = \frac{-2I_{DSS}}{V_P} \left(1 - \frac{V_{GS}}{V_P} \right) \quad (4.16)$$

Μεταξύ του ακροδέκτη της πηγής και του άκρου της πύλης κοντά στη πηγή, υπάρχει μια πτώση δυναμικού $I_D r_S$, όπου r_S η ενεργός αντίσταση της πηγής που

οφείλεται στις αντιστάσεις της επιμετάλλωσης, της επαφής και του GaAs μεταξύ πύλης και πηγής. Η αντίσταση αυτή έχει σαν αποτέλεσμα η εξωτερικά μετρούμενη διαγωγιμότητα $g_{m(e)}$ να είναι μικρότερη από την ενδογενή τιμή g_m της διάταξης, σύμφωνα με τη σχέση:

$$g_{m(e)} = \frac{g_m}{1 + r_s g_m} \quad (4.17)$$

Η διαγωγιμότητα g_m είναι ουσιαστικά ένας δείκτης ποιότητας των FETs αφού από τη τιμή της εξαρτάται η ενίσχυση του FET σε σύνδεση κοινής πηγής και η συχνότητα λειτουργίας του. Οι υψηλότερες τιμές g_m , ή ισοδύναμα οι συντομότεροι χρόνοι τ διέλευσης των ηλεκτρονίων στο δίαυλο αυξάνουν την ενίσχυση ρεύματος και ισχύος και τη συχνότητα αποκοπής f_T του FET.

B) Τρανζίστορ MESFET

Όπως είδαμε και παραπάνω το τρανζίστορ MESFET είναι η ίδια διάταξη με το JFET με μόνη διαφορά στην πύλη όπου έχει αντικατασταθεί η επαφή pn με δίοδο Schottky. Επομένως όλη η παραπάνω ανάλυση θα είναι ίδια και για τα MESFET.

Τα MESFET συνήθως κατασκευάζονται σε GaAs και εφόσον η ευκινησία των ηλεκτρονίων στο GaAs είναι πολύ μεγαλύτερη από την ευκινησία των οπών συνήθως κατασκευάζονται MESFET με κανάλι τύπου n. Η εσωτερική τάση στραγγαλισμού θα δίνεται πάλι από την σχέση 4.3 και η τάση στραγγαλισμού ή τάση κατωφλίου που χρησιμοποιείται περισσότερο στα MESFET θα δίνεται από τη σχέση 4.4. δηλαδή :

$$V_{bi} - V_T = V_{p0} \quad \text{ή} \quad V_T = V_{bi} - V_{p0} \quad (4.18)$$

Για MESFET normally on με κανάλι τύπου n $V_T < 0$ ενώ για normally off $V_T > 0$.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. P.Y.Yu, M.Cardona, “Fundamentals of Semiconductors”, New York Springer, 1996
2. S.M.Sze, “Physics of Semiconductor Devices”, John Wiley & Sons, 1981
3. S.Wang, “Fundamentals of Semiconductor Theory and Device Physics”, Prentice-Hall International, 1989
4. D.A.Neamen , “Semiconductor Physics & Devices”, IRWIN, 1997
5. B.G.Streetman, “Solid State Electronic Devices”, Prentice-Hall International, 1995
6. M.Shur, “Physics of Semiconductor Devices”, Prentice-Hall International, 1990

APPENDIX B • System of Units, Conversion Factors, and General Constants

B.4 Silicon, gallium arsenide, and germanium properties ($T = 300^\circ\text{K}$)

Property	Si	GaAs	Ge
Atoms (cm^{-3})	5.0×10^{22}	4.42×10^{22}	4.42×10^{22}
Atomic weight	28.09	144.63	72.60
Crystal structure	Diamond	Zincblende	Diamond
Density (g/cm^{-3})	2.33	5.32	5.33
Lattice constant ($\text{\AA}$)	5.43	5.65	5.65
Melting point ($^\circ\text{C}$)	1415	1238	937
Dielectric constant	11.7	13.1	16.0
Bandgap energy (eV)	1.12	1.42	0.66
Electron affinity, χ , (volts)	4.01	4.07	4.13
Effective density of states in conduction band, N_c , (cm^{-3})	2.8×10^{19}	4.7×10^{17}	1.04×10^{19}
Effective density of states in valence band, N_v , (cm^{-3})	1.04×10^{19}	7.0×10^{18}	6.0×10^{18}
Intrinsic carrier concentration (cm^{-3})	1.5×10^{10}	1.8×10^6	2.4×10^{13}
Mobility ($\text{cm}^2/\text{V-s}$)			
Electron, μ_n	1350	8500	3900
Hole, μ_p	480	400	1900
Effective mass, $\left(\frac{m^*}{m_0}\right)$			
Electrons	$m_t^* = 0.98$	0.067	1.64
	$m_l^* = 0.19$		0.082
Holes	$m_{th}^* = 0.16$	0.082	0.044
	$m_{hh}^* = 0.49$	0.45	0.28
Effective mass (density of states)			
Electrons, $\left(\frac{m_n^*}{m_0}\right)$	1.08	0.067	0.55
Holes, $\left(\frac{m_p^*}{m_0}\right)$	0.56	0.48	0.37

B.5 Other semiconductor parameters

Material	$E_g(\text{eV})$	$a(\text{\AA})$	ϵ_r	χ	$\bar{n}$
Aluminum arsenide	2.16	5.66	12.0	3.5	2.97
Gallium phosphide	2.26	5.45	10	4.3	3.37
Aluminum phosphide	2.43	5.46	9.8		3.0
Indium phosphide	1.35	5.87	12.1	4.35	3.37