ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΗΣ

ΕΚΔΟΣΗ Β'

ΕΥΑΓΓΕΛΙΑ Α. ΚΑΡΑΓΙΑΝΝΗ
Δρ. ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΟΣ ΜΗΧΑΝΙΚΟΣ - ΕΠΙΚΟΥΡΟΣ ΚΑΘΗΓΗΤΡΙΑ ΣΝΔ

ΑΝΔΡΕΑΣ Δ. ΤΣΙΓΚΟΠΟΥΛΟΣ
Δρ. ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΟΣ ΜΗΧΑΝΙΚΟΣ - ΕΠΙΚΟΥΡΟΣ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ ΣΝΔ

ΜΙΧΑΛΗΣ Η. ΦΑΦΑΛΙΟΣ
Δρ. ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΟΣ ΜΗΧΑΝΙΚΟΣ - ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ ΣΝΔ

ΣΧΟΛΗ ΝΑΥΤΙΚΩΝ ΔΟΚΙΜΩΝ
ΠΕΙΡΑΙΑΣ 2019

Πρόλογος

Η Ηλεκτρονική σήμερα έχει αλλάξει τελείως φυσιογνωμία σε σχέση με το τί ήταν πριν μερικές δεκαετίες. Μέχρι το 1950 ορίζαμε την Ηλεκτρονική ως τη σπουδή των φαινομένων της αγωγιμότητας στο κενό, στα αέρια, ή στους ημιαγωγούς, καθώς και τη χρήση των διατάξεων που βασίζονται στα φαινόμενα αυτά.

Σήμερα περιγράφεται η Ηλεκτρονική ως το σύνολο των τεχνικών που χρησιμοποιούν τις μεταβολές ηλεκτρικών μεγεθών (ηλεκτρομαγνητικών πεδίων, πληθυσμών φωτονίων και ηλεκτρικών φορέων) για να συλλάβουν, να διαβιβάσουν και να εκμεταλλευθούν μια πληροφορία. Η πληροφορία δηλ. γίνεται επικρατούσα μορφή-στόχος της νέας Ηλεκτρονικής. Εξετάζοντας τη φύση της πληροφορίας διατρέχουμε ουσιαστικά και τις διάφορες όψεις της Ηλεκτρονικής ως Επιστήμης που ερευνά ή ως Βιομηχανίας που εφαρμόζει.

Το μήνυμα, δηλ. η πληροφορία, μπορεί να είναι απευθείας προσιτό στις αισθήσεις μας, λ.χ. φωνή ή εικόνα (ραδιοφωνική εκπομπή - λήψη - τηλεφωνία - αποθήκευση, μετάδοση, και αναπαραγωγή ήχου ή εικόνας - μετάδοση δεδομένων κλπ.) ή μπορεί να είναι εκμεταλλεύσιμο μόνον από κατάλληλες διατάξεις, χαρακτηριστικές των επιδιωκόμενων εφαρμογών (Ραδιοεντοπισμός, Ραδιοπλοήγηση, Τηλεχειρισμός, Αυτόματος Έλεγχος ή Τηλεμέτρηση Μεγεθών, Επεξεργασία Δεδομένων για την ανάδειξη χαρακτηριστικών ειδικού ενδιαφέροντος, κλπ.)

Σε τούτο το σύγγραμμα επιχειρείται μια ευχερής διαπραγμάτευση των σπουδαιότερων θεμάτων της Ηλεκτρονικής από την άποψη του Ν. Δοκίμου ο οποίος ενδιαφέρεται, αφενός να κατανοήσει τις βασικές αρχές, αφετέρου δε να έρθει σε επαφή και εξοικείωση με τις εφαρμογές οι οποίες τόσο σημαντικό ρόλο θα παίξουν στη μελλοντική του σταδιοδρομία.

Η λίστα βιβλιογραφικών αναφορών περιέχει όλες εκείνες τις πηγές που χρησιμοποιήθηκαν και εμπεριέχονται στο παρόν σύγγραμμα υπό τη μορφή περικοπών, αυτούσιων ή επεξεργασμένων τμημάτων κειμένων και σχημάτων.

Περιεχόμενα

ΠΡΟΛΟΓΟΣ **3**

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ **5**

1. ΑΝΑΣΚΟΠΗΣΗ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ **9**
1.1. Ενεργειακές Καταστάσεις 9
1.2. Ενεργειακές Ζώνες 11
1.3. Μονωτές, Ημιαγωγοί, Μέταλλα 13
1.4. Ελεύθερα ηλεκτρόνια και οπές 14
1.5. Ενεργειακή κατανομή ηλεκτρονίων ενός μεταλλου 15
1.6. Θερμιονική Εκπομπή 18
1.7. Φωτοηλεκτρικά φαινόμενα 19
1.7.1. Φωτοεκπομπή 19
1.7.2. Φωτοαγωγιμότητα 20
1.7.3. Φωτοβολταϊκό φαινόμενο 20
1.8. Ενεργειακές κατανομές ηλεκτρονίων και οπών στους ημιαγωγούς 20
1.8.1. Τα ηλεκτρόνια της ζώνης αγωγιμότητας 20
1.8.2. Οι οπές της ζώνης σθένους 21
1.8.3. Η θέση της στάθμης Fermi στον καθαρό ημιαγωγό 22
1.8.4. Ο νόμος των συγκεντρώσεων ή "νόμος μαζών" 22

2. ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΣ ΜΕΤΑΛΛΩΝ ΚΑΙ ΗΜΙΑΓΩΓΩΝ **23**
2.1. Αγωγιμότης Μεταλλων 23
2.2. Αγωγιμότης Ημιαγωγων 24
2.3. Ημιαγωγοί με Προσμείξεις 25
2.3.1. Δότες - Ημιαγωγοί τύπου n 25
2.3.2. Αποδέκτες - Ημιαγωγοί τύπου p 27
2.4. Η αγωγιμότητα των ημιαγωγών τύπου p και n 27
2.4.1. Στάθμη Fermi και ενεργειακή κατανομή στους ημιαγωγούς τύπου p ή n 28
2.5. Φαινόμενο Hall 29

3. ΔΙΟΔΟΣ ΛΥΧΝΙΑ – ΚΡΥΣΤΑΛΛΟΔΙΟΔΟΣ – ΔΙΟΔΟΣ ZENER **31**
3.1. Ιστορική αναδρομή 31
3.2. Δίοδος ή διπολική λυχνία 31
3.3. Πειραματική χαρακτηριστική της διόδου 32
3.4. Θεωρητικός προσδιορισμός χαρακτηριστικής διόδου 33
3.5. Δυναμική λειτουργία της διόδου 34
3.6. Φωτοδίοδος 37
3.7. Φαινόμενα στους ημιαγωγούς - Φορτία επιφάνειας 37
3.8. Επαφή Μετάλλου-Ημιαγωγού 39
3.9. Ένωση Ημιαγωγών 42
3.9.1. Δυναμικό επαφής 42
3.10. Λειτουργία μιας ένωσης p-n 45
3.10.1. Φορτία, πεδίο και τάση γύρω από την ανοιχτοκυκλωμένη ένωση p-n 45
3.10.2. Πάχος περιοχής απογύμνωσης 49
3.10.3. Εφαρμογή ορθής πόλωσης στην ένωση p-n 51
3.10.4. Εφαρμογή ανάστροφης πόλωσης στην ένωση p-n 55
3.10.5. Καμπύλη I=f(V) της διόδου p-n 56
3.11. Θεωρητική Περιγραφή της Διόδου p-n 56
3.11.1. Αύξηση πληθυσμού φορέων μειονότητας λόγω ορθής πόλωσης 56
3.11.2. Μήκος διαχύσεως των φορέων και κατανομή του ρεύματος διαχύσεως 57
3.11.3. Ο νόμος της ένωσης 59
3.11.4. Επίδραση της θερμοκρασίας στην χαρακτηριστική I-V 61
3.12. Εσωτερική αντίσταση και χωρητικότητα διόδου p-n 62
3.12.1. Εσωτερική αντίσταση κρυσταλλοδιόδου 62
3.12.2. Ισοδύναμο κύκλωμα και τμηματική γραμμικοποίηση χαρακτηριστικής διόδου 63
3.12.3. Χωρητικότητα μεταβάσεως 64
3.12.4. Χωρητικότητα διαχύσεως 65
3.13. Δίοδος Zener 67
3.13.1. Χαρακτηριστικά μεγέθη διόδου Zener 69

3.13.2. Σταθεροποίηση τάσης με δίοδο Zener *69*
3.13.2.1. Σταθεροποίηση τάσης σε μεταβλητό φορτίο 69
3.13.2.2. Σταθεροποίηση τάσης σε μεταβλητή πηγή 71
3.14. ΑΣΚΉΣΕΙΣ – ΠΑΡΑΔΈΙΓΜΑΤΑ 73

4. ΕΙΔΙΚΕΣ ΔΙΟΔΟΙ ΚΑΙ ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ 85
4.1. ΔΊΟΔΟΣ SCHOTTKY 85
4.2. ΔΊΟΔΟΣ VARACTOR 86
4.3. ΔΊΟΔΟΣ VARISTOR 87
4.4. ΘΕΡΜΊΣΤΟΡ 88
4.5. ΔΊΟΔΟΣ ΣΉΡΑΓΓΟΣ 90
4.6. ΔΊΟΔΟΣ GUNN 93
4.7. ΦΩΤΟΔΊΟΔΟΣ 97
4.8. ΦΩΤΟΒΟΛΤΑΪΚΌ ΚΎΤΤΑΡΟ 101
4.9. ΔΊΟΔΟΙ LED ΚΑΙ LASER 103
4.10. ΟΠΤΙΚΟΊ ΕΝΙΣΧΥΤΈΣ 109
4.10.1. Οπτικοί ενισχυτές ημιαγωγού 110
4.10.2. Οπτικοί ενισχυτές ίνας προσμείξεων 110

5. ΤΡΟΦΟΔΟΤΙΚΑ 113
5.1. ΕΙΣΑΓΩΓΉ 113
5.2. ΤΟ ΔΟΜΙΚΌ ΔΙΆΓΡΑΜΜΑ ΤΟΥ ΤΡΟΦΟΔΟΤΙΚΟΎ 113
5.2.1. Ο Μετασχηματιστής Τάσης 114
5.2.2. Το κύκλωμα Ανόρθωσης 116
5.2.3. Το κύκλωμα εξομάλυσνης 116
5.2.4. Το Κύκλωμα Σταθεροποίησης 116
5.3. ΒΑΣΙΚΈΣ ΠΑΡΑΔΟΧΈΣ ΚΑΙ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΆ 117
5.3.1. Χαρακτηριστικά Τροφοδοτικού 117
5.3.2. Παραδοχές για τη δίοδο 117
5.3.3. Ποσοτική Περιγραφή Εναλλασσόμενης Τάσης 118
5.3.4. Χαρακτηριστικά Διόδων 119
5.3.5. Μετασχηματισμός Fourier 119
5.4. ΑΝΟΡΘΩΤΙΚΈΣ ΔΙΑΤΆΞΕΙΣ 120
5.4.1. Απλή Ανόρθωση 120
5.4.2. Διπλή Ανόρθωση 122
5.4.3. Ανακεφαλαίωση Ανορθωτών 126
5.4.4. Συντελεστής Απόδοσης 126
5.5. ΚΥΚΛΏΜΑΤΑ ΕΞΟΜΆΛΥΝΣΗΣ – ΦΊΛΤΡΑ 127
5.5.1. Ποσοστό κυμάτωσης 127
5.5.2. Φίλτρο RC 127
5.5.2.1. Το Φίλτρο RC στην Απλή ανόρθωση 128
5.5.2.2. Το Φίλτρο RC στη Διπλή Ανόρθωση 132
5.5.3. Φίλτρο LC 133
5.5.3.1. Το Φίλτρο LC στην απλή ανόρθωση 134
5.5.3.2. Το Φίλτρο LC στη διπλή ανόρθωση 136
5.5.4. Φίλτρο Π με αντίσταση και πυκνωτές 137
5.5.4.1. Το φίλτρο Π με αντίσταση για την απλή ανόρθωση 137
5.5.4.2. Το φίλτρο Π με αντίσταση για τη διπλή ανόρθωση 138
5.5.5. Φίλτρο Π με πηνίο και πυκνωτές 139
5.5.5.1. Φίλτρο Π με πηνίο για την απλή ανόρθωση 140
5.5.5.2. Φίλτρο Π με πηνίο για τη διπλή ανόρθωση 140
5.5.5.3. Πολλαπλό φίλτρο τύπου L 141
5.6. ΣΤΑΘΕΡΟΠΟΊΗΣΗ ΤΆΣΗΣ ΜΕ ZENER 141
5.6.1. Τροφοδοτικό με γέφυρα και σταθεροποίηση 142
5.6.2. Σταθεροποιημένο τροφοδοτικό 20 V DC / 0.5 A 143
5.7. ΓΕΝΙΚΈΣ ΠΑΡΑΤΗΡΉΣΕΙΣ 144
5.7.1. Σύγκριση Απλής – Διπλής Ανόρθωσης 144
5.7.2. Παρατηρήσεις 145
5.8. ΠΑΡΑΔΈΙΓΜΑΤΑ 145
5.8.1. Εύρεση συντελεστή κυμάτωσης δεδομένου του μετασχηματισμού Fourier της ανορθωμένης τάσης 145
5.8.2. Σχεδίαση κυματομορφών τάσης συναρτήσει του χρόνου 146
5.8.3. Εύρεση λόγου μετασχηματισμού 147
5.8.4. Εύρεση βαθμού κυμάτωσης με δεδομένες DC και AC τιμές 147
5.8.5. Υπολογισμός στοιχείων σε τροφοδοτικό με φίλτρο RC 149

6. ΤΡΑΝΖΙΣΤΟΡ ΔΙΠΟΛΙΚΩΝ ΕΝΩΣΕΩΝ 151
6.1. ΓΕΝΙΚΉ ΠΕΡΙΓΡΑΦΉ ΤΟΥ ΤΡΑΝΖΊΣΤΟΡ 151
6.1.1. Συμβατικές θετικές φορές 152

6.1.2. Κατασκευή του Τρανζίστορ ... *153*
6.2. ΛΕΙΤΟΥΡΓΊΑ ΤΟΥ ΤΡΑΝΖΊΣΤΟΡ ... 155
6.2.1. Φυσική Θεώρηση ... *155*
6.2.2. Συνιστώσες ρεύματος τρανζίστορ ... *157*
6.2.3. Μαθηματική ανάλυση της λειτουργίας του Τρανζίστορ ... *160*
6.3. ΣΤΑΤΙΚΈΣ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΈΣ ΤΟΥ ΤΡΑΝΖΊΣΤΟΡ ... 162
6.3.1. Συνδεσμολογία Κοινής Βάσης ... *163*
6.3.1.1. Χαρακτηριστικές εισόδου ... 164
6.3.1.2. Χαρακτηριστικές εξόδου ... 164
6.3.2. Συνδεσμολογία Κοινού Εκπομπού ... *166*
6.3.2.1. Χαρακτηριστικές εισόδου ... 167
6.3.2.2. Χαρακτηριστικές εξόδου ... 168
6.3.3. Συνδεσμολογία Κοινού Συλλέκτη ... *169*
6.4. ΤΟ ΤΡΑΝΖΊΣΤΟΡ ΣΑΝ ΕΝΙΣΧΥΤΉΣ ... 171
6.4.1. Ανάλυση λειτουργίας ενισχυτού κοινού εκπομπού με τη βοήθεια των στατικών χαρακτηριστικών του τρανζίστορ ... *171*
6.4.2. Στατική και δυναμική ευθεία φορτίου ... *175*
6.4.3. Επίδραση θερμοκρασίας ... *177*
6.4.4. Κυκλώματα πόλωσης και αντιστάθμισης ... *181*
6.4.5. Ασκήσεις τρανζίστορ και ενισχυτών ... *187*
6.4.6. Ισοζύγιο ισχύος ενισχυτού ... *191*

7. ΥΒΡΙΔΙΚΑ ΚΥΚΛΩΜΑΤΑ – ΑΠΟΚΡΙΣΗ ΕΝΙΣΧΥΤΩΝ ... 193
7.1. AC ΑΝΆΛΥΣΗ ... 193
7.2. ΑΝΑΠΑΡΆΣΤΑΣΗ ΔΙΘΎΡΩΝ ... 193
7.3. ΟΙ ΠΊΝΑΚΕΣ Z, Y, H ΚΑΙ ABCD ... 194
7.3.1. Ο πίνακας z παραμέτρων ... *194*
7.3.2. Ο πίνακας y παραμέτρων ... *195*
7.3.3. Ο πίνακας h παραμέτρων ... *195*
7.3.4. Ο πίνακας ABCD παραμέτρων ... *197*
7.4. ΓΕΝΙΚΕΥΜΈΝΟ ΥΒΡΙΔΙΚΌ ΠΡΌΤΥΠΟ ... 197
7.4.1. Κέρδος Ρεύματος ... *198*
7.4.2. Κέρδος Τάσης ... *198*
7.4.3. Σύνθετη αντίσταση εισόδου ... *199*
7.4.4. Σύνθετη αντίσταση εξόδου ... *199*
7.5. ΙΣΟΔΎΝΑΜΟ ΕΝΙΣΧΥΤΉ ΚΟΙΝΉΣ ΒΆΣΗΣ ... 200
7.5.1. Ισοδύναμο Ενισχυτή Κοινής Βάσης σε πολύ χαμηλές συχνότητες ... *200*
7.5.2. Ισοδύναμο Ενισχυτή Κοινής Βάσης με την επίδραση των πυκνωτών ... *201*
7.6. ΙΣΟΔΎΝΑΜΟ ΕΝΙΣΧΥΤΉ ΚΟΙΝΟΎ ΕΚΠΟΜΠΟΎ ... 203
7.6.1. Ισοδύναμο Ενισχυτή σε πολύ χαμηλές συχνότητες ... *203*
7.6.2. Ισοδύναμο Ενισχυτή σε υψηλές συχνότητες ... *205*
7.7. ΜΕΤΑΤΡΟΠΈΣ Η ΠΑΡΑΜΈΤΡΩΝ ... 206
7.8. ΦΎΛΛΑ ΔΕΔΟΜΈΝΩΝ – ΣΥΧΝΌΤΗΤΑ ΜΕΤΑΒΆΣΕΩΣ ... 208
7.9. ΕΝΙΣΧΥΤΉΣ BJT ΜΕ ΑΝΤΊΣΤΑΣΗ ΠΌΛΩΣΗΣ ΣΤΗ ΒΆΣΗ ... 209
7.10. ΕΝΙΣΧΥΤΉΣ BJT ΜΕ ΑΝΆΔΡΑΣΗ ΣΤΟΝ ΕΚΠΟΜΠΌ ... 211
7.11. ΑΚΌΛΟΥΘΟΣ ΕΚΠΟΜΠΟΎ ... 212
7.12. ΑΠΌΚΡΙΣΗ ΣΥΧΝΌΤΗΤΑΣ ΕΝΙΣΧΥΤΉ ... 212
7.12.1. Ισοδύναμο Χαμηλών Συχνοτήτων ... *212*
7.12.2. Ισοδύναμο Υψηλών Συχνοτήτων ... *213*
7.13. Ο ΔΙΑΜΟΡΦΩΤΉΣ ΑΝΤΙΔΡΆΣΕΩΣ ... 214
7.14. ΛΥΜΈΝΑ ΠΑΡΑΔΕΊΓΜΑΤΑ ... 216
7.14.1. Παράδειγμα ενισχυτή με αντίσταση στον εκπομπό ... *216*
7.14.2. Παράδειγμα ενισχυτή με αντίσταση πόλωσης στη βάση ... *217*
7.14.3. Παράδειγμα Ενισχυτή με αντιστάσεις στον εκπομπό και στη βάση ... *220*

8. ΤΡΑΝΖΙΣΤΟΡ FET ΕΠΙΔΡΑΣΕΩΣ ΠΕΔΙΟΥ ... 223
8.1. ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΚΉ ΠΕΡΙΓΡΑΦΉ ΤΟΥ JFET ... 224
8.2. ΘΕΩΡΗΤΙΚΉ ΠΕΡΙΓΡΑΦΉ ΚΑΙ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΉ ΤΟΥ JFET ... 229
8.3. ΠΡΌΤΥΠΟ ΑΣΘΕΝΟΎΣ ΣΉΜΑΤΟΣ ΤΟΥ JFET ... 233
8.4. ΤΡΑΝΖΊΣΤΟΡ FET ΜΕΤΆΛΛΟΥ-ΟΞΕΙΔΊΟΥ-ΗΜΙΑΓΩΓΟΎ (MOSFET) ... 235
8.4.1. Λειτουργική Περιγραφή MOSFET διαύλου n-πυκνώσεως ... *236*
8.4.2. Θεωρητική Περιγραφή MOSFET διαύλου n-πυκνώσεως ... *238*
8.4.3. Χαρακτηριστική MOSFET διαύλου n-πυκνώσεως ... *241*
8.4.4. Έλεγχος της τάσης κατωφλίου V_T ... *244*
8.4.5. Λειτουργική Περιγραφή MOSFET διαύλου n-αραιώσεως ... *245*
8.4.6. Πρότυπο ασθενούς σήματος MOSFET ... *248*
8.4.7. Προστασία της πύλης ενός MOSFET ... *248*
8.4.8. Σύγκριση FET διαύλων τύπου-p και τύπου-n ... *248*

8.4.9. Το MOSFET σαν διακόπτης *248*
8.4.10. Διατάξεις CMOS *251*
8.5. ΚΥΚΛΩΜΑΤΑ ΠΌΛΩΣΗΣ ΚΑΙ ΕΝΙΣΧΥΤΉ ΜΕ FET 254
8.5.1. Κύκλωμα πόλωσης MOSFET *256*
8.5.2. Κύκλωμα JFET *257*
8.5.3. Κύκλωμα ενισχυτή με αυτοπόλωση *258*
8.5.4. Ενισχυτής JFET με διαιρέτη τάσης *260*
8.5.5. Ενισχυτής JFET *263*
8.5.6. Ενισχυτής MOSFET *266*
8.5.7. Ενισχυτής MOSFET *269*

9. ΗΜΙΑΓΩΓΙΚΑ ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΔΥΟ ΚΑΤΑΣΤΑΣΕΩΝ 273
9.1. ΑΡΧΉ ΛΕΙΤΟΥΡΓΊΑΣ ΔΊΟΔΟΥ P-N-P-N ΔΎΟ ΚΑΤΑΣΤΆΣΕΩΝ 273
9.1.1. Λειτουργική Περιγραφή Θυρίστορ SCR *275*
9.1.2. Κυκλωματική Λειτουργία Θυρίστορ SCR *279*
9.2. ΤΡΑΝΖΊΣΤΟΡ ΜΙΑΣ ΕΝΏΣΕΩΣ (UNIJUNCTION TRANSISTOR, UJT) 281
9.3. ΘΥΡΊΣΤΟΡ Ή SCR (SILICON CONTROLLED RECTIFIER) 286
9.4. DIAC ΚΑΙ TRIAC 291

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α: ΜΕΘΟΔΟΙ ΚΑΤΑΣΚΕΥΗΣ ΗΜΙΑΓΩΓΙΚΩΝ ΟΛΟΚΛΗΡΩΜΕΝΩΝ ΚΥΚΛΩΜΑΤΩΝ 297
Α.1. ΑΝΆΠΤΥΞΗ ΗΜΙΑΓΩΓΙΚΩΝ ΚΡΥΣΤΆΛΛΩΝ 297
Α.2. ΟΞΕΊΔΩΣΗ (OXIDATION) 299
Α.3. ΔΙΆΧΥΣΗ (DIFFUSION) 299
Α.4. ΕΜΦΎΤΕΥΣΗ ΙΌΝΤΩΝ (ION IMPLANTATION) 301301
Α.5. ΕΝΑΠΌΘΕΣΗ ΛΕΠΤΏΝ-ΦΙΛΜ 302
Α.5.1. Εξάχνωση (Evaporation) *302*
Α.5.2. Sputtering *303*
Α.5.3. Χημική Εναπόθεση Αερίων (Chemical Vapor Deposition, CVD) *303*
Α.6. ΜΈΘΟΔΟΙ ΕΠΙΤΑΞΊΑΣ (EPITAXIAL CRYSTAL GROWTH) 304
Α.6.1. Επιταξία Υγρής Φάσης (Liquid Phase Epitaxy, LPE) *304*
Α.6.2. Επιταξία Αέριας Φάσης (Vapor Phase Epitaxy, VPE) *305*
Α.6.3. Επιταξία Μοριακής Δέσμης (Molecular Beam Epitaxy, MBE) *305*
Α.6.4. Χημική Αέρια Εναπόθεση Μεταλλικών Οργανικών Ενώσεων (Metal Organic Chemical Vapor Deposition, MOCVD) *306*
Α.7. ΛΙΘΟΓΡΑΦΊΑ 307
Α.8. ΒΉΜΑΤΑ ΓΙΑ ΤΗΝ ΚΑΤΑΣΚΕΥΉ ΜΙΑΣ ΈΝΩΣΗΣ *P-N* 310

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Β: ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΕΣ ΤΡΑΝΖΙΣΤΟΡ N-P-N 313
Β.1. ΣΥΝΙΣΤΏΣΕΣ ΡΕΎΜΑΤΟΣ ΤΡΑΝΖΙΣΤΟΡ 313
Β.2. ΣΥΝΔΕΣΜΟΛΟΓΊΑ ΚΟΙΝΉΣ ΒΆΣΗΣ 315
Β.2.1. Χαρακτηριστικές εισόδου *317*
Β.2.2. Χαρακτηριστικές εξόδου *317*
Β.3. ΣΥΝΔΕΣΜΟΛΟΓΊΑ ΚΟΙΝΟΎ ΕΚΠΟΜΠΟΎ 318
Β.3.1. Χαρακτηριστικές εισόδου *319*
Β.3.2. Χαρακτηριστικές εξόδου *319*

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΕΣ ΑΝΑΦΟΡΕΣ 323

1. Ανασκόπηση Ηλεκτρονικής Φυσικής

Στο κεφάλαιο αυτό θα γίνει μια σύντομη ανασκόπηση της Ηλεκτρονικής Φυσικής με βασικές μόνον έννοιες, όρους, και αρχές οι οποίες είναι ήδη γνωστές από τη Φυσική. Η ανασκόπηση αυτή θα φανεί ιδιαίτερα χρήσιμη στην κατανόηση του μηχανισμού αγωγιμότητας των ημιαγωγών οι οποίοι αποτελούν το θεμέλιο λίθο των ηλεκτρονικών διατάξεων που χρησιμοποιούνται σήμερα σε ευρεία κλίμακα.

Η λειτουργία των περισσότερων ηλεκτρονικών διατάξεων βασίζεται στην κίνηση ηλεκτρικών φορέων μέσα σε ημιαγωγικά υλικά. Οι φορείς που ενδιαφέρουν είναι τα *ηλεκτρόνια* και οι *οπές*, που παράγονται και κινούνται μέσα στο *κρυσταλλικό πλέγμα* του υλικού υπό την επίδραση πεδίων, τα οποία είτε επιβάλλονται εξωτερικά (πολώσεις), είτε δημιουργούνται μέσα στον ίδιο τον κρύσταλλο, λ.χ. από διαφορετικές συγκεντρώσεις φορέων. Η στιγμιαία τιμή του ρεύματος στα διάφορα σημεία της διατάξεως θα είναι συνάρτηση των ταχυτήτων και του πλήθους των φορέων αυτών. Θα επηρεάζεται επομένως από ό,τι είναι δυνατό να επηρεάσει τα μεγέθη αυτά. Μια σε βάθος μελέτη των ημιαγωγών θα απαιτούσε γνώσεις από την Κβαντομηχανική (για την κατανόηση του σχηματισμού των ενεργειακών ζωνών, του φαινομένου “σήραγγος”, κλπ.), από τη Στατιστική Φυσική (για την κατανόηση της μετάβασης από τα μικροσκοπικά φαινόμενα στα μακροσκοπικά μεγέθη), και τέλος, θα απαιτούσε γνώσεις από την Κρυσταλλική δομή της ύλης (γιατί από το ένα μέρος οι ατέλειες της δομής αυτής τροποποιούν τις ενεργειακές ζώνες και από το άλλο οι δυνατοί τύποι μηχανικών ταλαντώσεων του πλέγματος είναι καθοριστικοί για την αλληλεπίδραση μεταξύ υλικού και ηλεκτρικών φορέων). Τέλος, για την παρακολούθηση των εξελίξεων της Ηλεκτρονικής σε μερικούς νέους τομείς, όπως η Οπτικοηλεκτρονική, θα έπρεπε να έχουμε μελετήσει καλά τις οπτικές ιδιότητες ορισμένων υλικών.

Είναι εύκολα κατανοητό ότι μια τέτοια μελέτη δεν μπορεί να γίνει στα πλαίσια ενός συγγράμματος Βασικής Ηλεκτρονικής. Θα περιοριστούμε λοιπόν στη συνοπτική παρουσίαση των βασικών γνώσεων που χρειάζονται για την παρακολούθηση της λειτουργίας των ηλεκτρονικών διατάξεων. Στόχος μας θα είναι η κατανόηση των φαινομένων που σχετίζονται με την επαφή p-n, το κλασσικό τρανζίστορ, τις παραλλαγές του, καθώς και μερικές άλλες διατάξεις βασισμένες στις ιδιότητες των ημιαγωγών. Θα δώσουμε επίσης πληροφορίες που αφορούν την τεχνολογία των ηλεκτρονικών διατάξεων (δηλ. μεθόδους κατασκευής, τεχνολογικά προβλήματα που προκύπτουν και μελλοντικές δυνατότητες).

Θα ξεκινήσουμε την παρουσίασή μας υπενθυμίζοντας στο πρώτο αυτό κεφάλαιο, τις κυριότερες έννοιες της Ηλεκτρονικής Φυσικής οι οποίες αποτελούν την υποδομή της Ηλεκτρονικής.

1.1. Ενεργειακές Καταστάσεις

Είναι γνωστό από την κβαντομηχανική, ότι κάθε ηλεκτρόνιο ενός ατόμου βρίσκεται σε κάποια ενεργειακή κατάσταση η οποία αντιστοιχεί σε μια συνολική ενέργεια E. Αυτή περιλαμβάνει μια δυναμική ενέργεια U, που είναι ενέργεια θέσεως και ορίζεται από την απόσταση του ηλεκτρονίου από τον πυρήνα και μια κινητική ενέργεια W, που εξαρτάται από τη θερμοκρασιακή κατάσταση του ηλεκτρονίου.

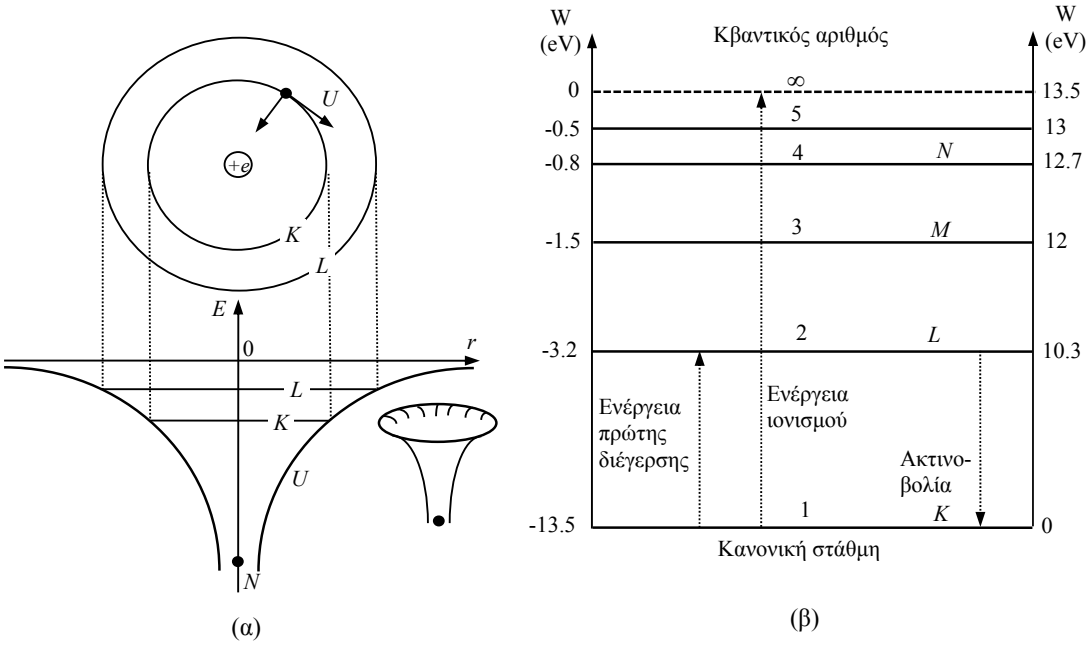
Ο N. Bohr διατύπωσε το 1913 τα δύο αξιώματά του σχετικά με τις ενεργειακές καταστάσεις των ηλεκτρονίων, ως εξής:

- Κάθε ηλεκτρόνιο μπορεί να βρεθεί σε ορισμένες μόνο κανονικές καταστάσεις. Οι καταστάσεις αυτές αντιστοιχούν σε ορισμένες τιμές συνολικής ενέργειας που δεν αποτελούν συνεχές φάσμα αλλά είναι συγκεκριμένες διακριτές τιμές. Για να είναι δυνατές οι καταστάσεις αυτές, πρέπει να αποτελούνται από ακέραιο αριθμό κβάντουμ ενέργειας, αλλά και τα ηλεκτρόνια που τις κατέχουν να έχουν ποσότητα γωνιακής στροφορμής ίση με ακέραιο πολλαπλάσιο της σταθεράς του Planck διά 2π, δηλαδή

$$m \cdot \upsilon \cdot r = n \cdot \frac{h}{2\pi}, \qquad n=1,2,3,\ldots \qquad 1.1$$

όπου m είναι η μάζα του ηλεκτρονίου, υ η ταχύτητα του ηλεκτρονίου στην κυκλική του τροχιά γύρω από τον πυρήνα, r η απόσταση του ηλεκτρονίου από τον πυρήνα, n ένας ακέραιος αριθμός, και h η σταθερά του Planck.

– Ένα ηλεκτρόνιο στην κανονική του, τη λεγόμενη και σταθερή κατάσταση, δεν ακτινοβολεί. Εάν ένα τέτοιο ηλεκτρόνιο διεγερθεί μεταβαίνει σε ασταθή κατάσταση και τείνει να επανέλθει στην κανονική του κατάσταση, απελευθερώνοντας το ποσόν της ενέργειας που απορρόφησε όταν διεγέρθηκε. Η ενέργεια αυτή εκπέμπεται σε τέτοια συχνότητα ώστε να είναι ίση με ένα ολόκληρο κβάντουμ ενεργείας, δηλ. για ενέργεια διεγέρσεως ΔΕ και συχνότητα f ισχύει ΔΕ=hf.



Σχ. 1.1. Μορφή του δυναμικού του πυρήνα, και κατανομή των ενεργειακών σταθμών στο άτομο του υδρογόνου, [16].

Στο Σχ. 1.1 φαίνεται η δυναμική ενέργεια του ηλεκτρονίου του απλούστερου ατόμου, του υδρογόνου, συναρτήσει της απόστασης r από τον πυρήνα. Η δυναμική αυτή ενέργεια σε απόσταση r από τον πυρήνα δίνεται από τη σχέση

$$U = -\frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0 r} \qquad 1.2$$

όπου q είναι το φορτίο του ηλεκτρονίου ίσο με $1.6 \cdot 10^{-19}$ Cb, και είναι όπως φαίνεται και στο σχήμα μια καμπύλη υπερβολής. Το αρνητικό πρόσημο οφείλεται στο ότι δεχθήκαμε ότι η δυναμική ενέργεια αυτή τείνει στο μηδέν όταν το ηλεκτρόνιο απομακρυνθεί τελείως από τον πυρήνα, δηλαδή όταν το r τείνει στο άπειρο.

Αυτή η καμπύλη υπερβολής της δυναμικής ενέργειας αποτελεί το φράγμα δυναμικού πέρα από το οποίο δεν μπορεί να ξεφύγει κανένα ηλεκτρόνιο και αντιπροσωπεύει την έλξη που ο θετικά φορτισμένος πυρήνας ασκεί στο αρνητικά φορτισμένο ηλεκτρόνιο. Στο σχήμα παριστάνονται επίσης οι διάφορες επιτρεπτές ενεργειακές στάθμες ενός ηλεκτρονίου με οριζόντιες γραμμές, η δε απόσταση μεταξύ τους είναι ίση με τη διαφορά της ενέργειας ανάμεσά τους. Οι τιμές των επιτρεπόμενων ενεργειακών σταθμών δίνονται από τη σχέση

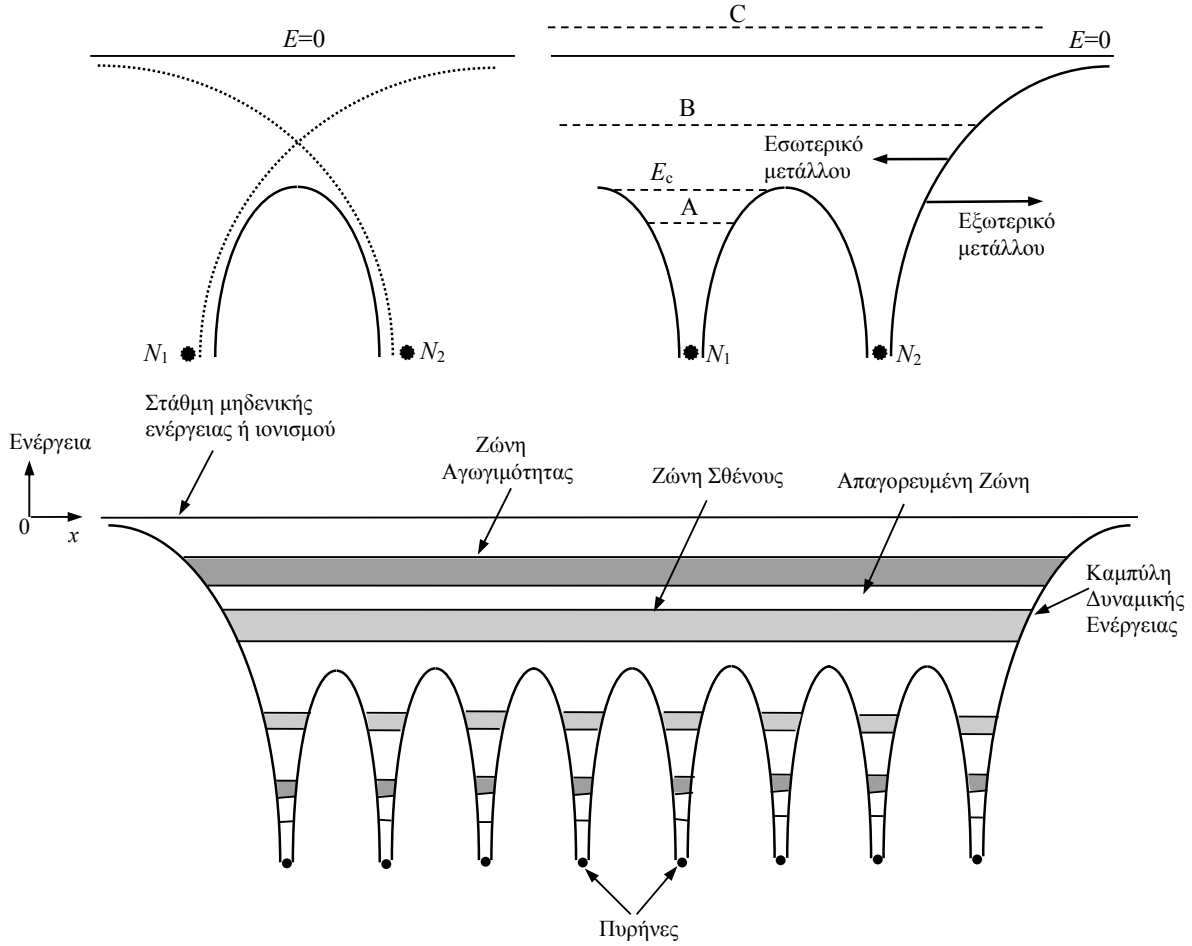
$$E_n = -\frac{mq^4}{8h^2\varepsilon_0^2}\frac{1}{n^2} \qquad n=1,2,3,\ldots \qquad 1.3$$

Στην περίπτωση του απλούστερου ατόμου, του υδρογόνου, η σταθερή κατάσταση ή βασική στάθμη είναι αυτή που βρίσκεται πλησιέστερα στον πυρήνα και αντιστοιχεί σε

ενέργεια -13.6 eV. Εάν διεγερθεί το ηλεκτρόνιο αυτό παρέχοντάς του με κάποιο τρόπο ενέργεια κατάλληλης ποσότητας όπως υπαγορεύει η εξ. 1.3, θα ανέβει αρχικά στην πρώτη στάθμη πάνω από την κανονική και εάν συνεχίσουμε μπορεί να φθάσει και μέχρι τη μηδενική στάθμη όπου και θα ελευθερωθεί τελείως από τον πυρήνα και το άτομο θα ιονιστεί. Σε οποιαδήποτε στάθμη πάνω από την κανονική το ηλεκτρόνιο βρίσκεται σε ασταθή κατάσταση και τείνει να επανέλθει στη βασική κατάσταση ακτινοβολώντας την ενέργεια που το διέγειρε.

1.2. Ενεργειακές Ζώνες

Είδαμε στην προηγούμενη παράγραφο, ότι τα ηλεκτρόνια ενός μεμονωμένου ατόμου είναι δυνατό να κατέχουν μόνον ορισμένες διακριτές (επιτρεπόμενες) ενεργειακές στάθμες. Οι πιο χαμηλές από αυτές τις στάθμες κατέχονται από ηλεκτρόνια ισχυρά συνδεδεμένα με τον πυρήνα, ενώ τα εξωτερικά ηλεκτρόνια κατέχουν τις ανώτερες στάθμες και είναι χαλαρότερα συνδεδεμένα με τον πυρήνα. Όταν τα άτομα βρεθούν πολύ κοντά το ένα στο άλλο, ώστε να αλληλεπιδρούν - πράγμα που συμβαίνει στην κρυσταλλική δομή της ύλης - οι ενεργειακές στάθμες των εξωτερικών ηλεκτρονίων (σθένους), που είναι τα πιο ευαίσθητα σε εξωτερικές επιδράσεις, τροποποιούνται και διαπλατύνονται οδηγώντας στον εκφυλισμό των διακριτών ενεργειακών σταθμών σε ενεργειακές ζώνες.

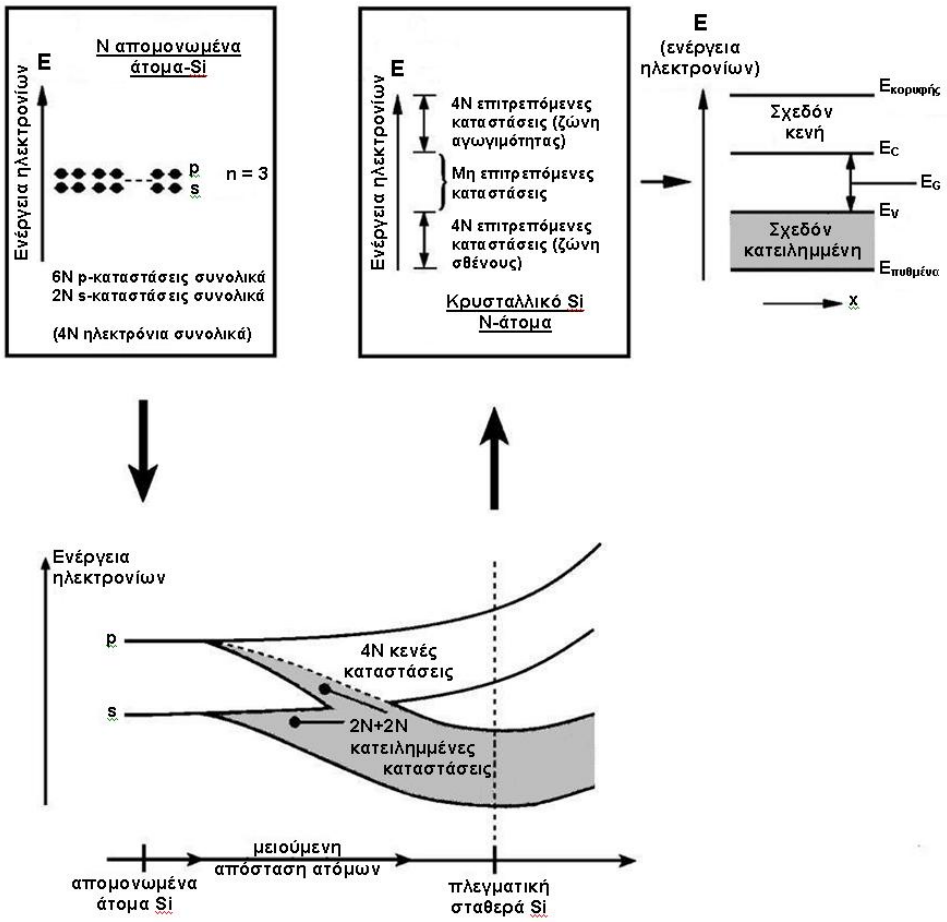


Σχ. 1.2. Σύνθεση δυναμικών ενεργειών λόγω επίδρασης γειτονικών ατόμων, και σχηματική παράσταση της δημιουργίας ζωνών όταν τα άτομα συνδέονται για το σχηματισμό κρυστάλλου. Τα ηλεκτρόνια ανήκουν σε όλο τον κρύσταλλο και δεν επιτρέπεται να έχουν την ίδια ενέργεια, [16].

Είδαμε προηγουμένως την καμπύλη δυναμικής ενέργειας ενός μεμονωμένου ατόμου. Σε έναν κρύσταλλο, υπάρχει μεγάλο πλήθος ατόμων σε μικρή απόσταση μεταξύ τους, ώστε σε κάθε ηλεκτρόνιο να επιδρούν περισσότεροι πυρήνες από έναν (η απόσταση δηλ. είναι τόση που η κυματοσυνάρτηση του ηλεκτρονίου να επηρεάζεται από την παρουσία των γειτονικών

του). Τότε, η καμπύλη δυναμικής ενέργειας του ηλεκτρονίου θα προκύπτει με σύνθεση από τις δυναμικές ενέργειες που προέρχονται από όλους τους πυρήνες που επιδρούν σ'αυτό. Η σύνθεση γίνεται όπως φαίνεται στο Σχ. 1.2, όπου έχει σχεδιαστεί η συνισταμένη καμπύλη που έχει μια κορυφή αρκετά χαμηλότερα από τη μηδενική στάθμη E=0. Αυτό βέβαια δεν συμβαίνει στην επιφάνεια του υλικού όπου εξακολουθεί να υπάρχει η αρχική καμπύλη δυναμικής ενέργειας, που φθάνει ασυμπτωτικά μέχρι τη στάθμη E=0, και εμποδίζει όπως και στο μεμονωμένο άτομο την έξοδο των ηλεκτρονίων από το υλικό.

Σε έναν κρύσταλλο δηλαδή, οι εξωτερικές ενεργειακές στάθμες του μεμονωμένου ατόμου θα υποστούν έναν εκφυλισμό από την αλληλεπίδραση των γειτονικών ατόμων και κάθε επιτρεπόμενη ενεργειακή κατάσταση θα διασπαστεί σε έναν αριθμό γειτονικών ενεργειακών σταθμών που είναι τόσο πυκνές ώστε να σχηματίζουν μια ολόκληρη ενεργειακή ζώνη. Πυκνώνουν δηλαδή και πληθαίνουν οι επιτρεπόμενες ενεργειακές καταστάσεις των ηλεκτρονίων για να ικανοποιείται η απαγορευτική αρχή του Pauli*. Για τα ηλεκτρόνια των εσωτερικών φλοιών, η διαταραχή από την παρουσία του γειτονικού ατόμου είναι πολύ μικρή και έτσι οι ενεργειακές στάθμες τροποποιούνται πολύ λίγο και οι αντίστοιχες ζώνες είναι πολύ στενές.



Σχ. 1.3. Η επικάλυψη των ενεργειακών ζωνών που προκύπτουν από τις εξωτερικές στάθμες 3s και 3p κατά το σχηματισμό κρυστάλλου πυριτίου, τροποποιεί το πλήθος των "διαθέσιμων" και "κατειλημμένων" από ηλεκτρόνια καταστάσεων στις ζώνες s, p, [5].

Ας θεωρήσουμε για παράδειγμα, τί συμβαίνει στα άτομα του πυριτίου (Si), το οποίο ανήκει στην ομάδα IV του περιοδικού συστήματος και είναι ένας από τους σημαντικότερους ημιαγωγικούς κρυστάλλους. Το άτομο του πυριτίου είναι τετρασθενές, η δε κατάληψη των

* Σύμφωνα με την απαγορευτική αρχή του Pauli, κάθε ενεργειακή κατάσταση δεν μπορεί να αντιστοιχεί σε περισσότερα από ένα ηλεκτρόνια όπως και αντίστροφα ένα ηλεκτρόνιο δεν μπορεί να βρίσκεται σε περισσότερες από μία ενεργειακές καταστάσεις.

ενεργειακών του σταθμών σε ένα μεμονωμένο άτομο είναι Si^{14}: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^2$. Στο κρυσταλλικό πυρίτιο η συσπείρωση των ατόμων στη σταθερή κατάσταση είναι τέτοια, ώστε οι ενεργειακές ζώνες που προκύπτουν από τις στάθμες 3p και 3s επικαλύπτονται. Από το σημείο αυτό και πέρα συμβαίνουν τα εξής σημαντικά γεγονότα: Το πλήθος των δυνατών καταστάσεων (θέσεων) σε κάθε μία από τις δύο διευρυμένες ζώνες γίνεται κοινό και ίσο με το ημιάθροισμα $\frac{1}{2}(2N+6N)=4N$, όπου N είναι ο αριθμός των ατόμων Si μέσα στον κρύσταλλο.

Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα να κατεβούν τα 2N ηλεκτρόνια της ζώνης 3p στις ευσταθέστερες (μικρότερης ενέργειας) δυνατές θέσεις που δημιουργήθηκαν στην κατώτερη ζώνη. Σχηματίζουν έτσι μαζί με τα 2N ηλεκτρόνια της 3s μία πλήρως κατειλημμένη ζώνη σθένους με 4N ηλεκτρόνια. Συγχρόνως, οι 4N θέσεις της ζώνης που προέρχεται από την 3p μένουν κενές αποτελώντας τη λεγόμενη ζώνη αγωγιμότητας. Τέλος, καθώς η απόσταση μεταξύ των ατόμων μικραίνει ακόμα πιο πολύ, μέχρι να γίνει ίση με τη διατομική απόσταση α του κρυσταλλικού πλέγματος, ανάμεσα στις δύο ζώνες σχηματίζεται μια απαγορευμένη ζώνη που αντιστοιχεί στο κοινό μέρος των επικαλυμμένων ζωνών σαν να απαγορευόταν στα ηλεκτρόνια να ανήκουν συγχρόνως στις ζώνες 3p και 3s. Το εύρος της απαγορευμένης ζώνης εξαρτάται από την απόσταση α του κρυσταλλικού πλέγματος και επομένως από τη φύση του υλικού. Στη θερμοκρασία του απολύτου μηδενός T=0 K, η ζώνη σθένους είναι πλήρως κατειλημμένη από ηλεκτρόνια ενώ η ζώνη αγωγιμότητας είναι κενή ηλεκτρονίων.

Στον ημιαγωγικό κρύσταλλο, αντίθετα με ό,τι συμβαίνει στα ηλεκτρόνια σθένους των μεμονωμένων ατόμων, τα ηλεκτρόνια των ενεργειακών ζωνών δεν είναι δεσμευμένα ούτε συνδεδεμένα με ένα συγκεκριμένο άτομο. Κατά μέσο όρο, υπάρχουν τέσσερα ηλεκτρόνια τα οποία μοιράζεται από κοινού κάθε άτομο Si με τα τέσσερα γειτονικά του. Όμως, η ταυτότητα αυτών των κοινών ηλεκτρονίων μεταβάλλεται χρονικά, και τα ηλεκτρόνια μετακινούνται από σημείο σε σημείο μέσα στον κρύσταλλο, είναι δηλ. ελεύθερα ηλεκτρόνια. Με άλλα λόγια, οι επιτρεπόμενες ηλεκτρονικές καταστάσεις δεν είναι πλέον ατομικές καταστάσεις αλλά αφορούν τον κρύσταλλο σαν σύνολο. Ανεξάρτητα από το σημείο παρατήρησης, σε έναν τέλειο κρύσταλλο αντιλαμβάνεται κανείς την ίδια δομή επιτρεπόμενων ενεργειακών καταστάσεων. Άρα, για έναν τέλειο κρύσταλλο, υπό συνθήκες ισορροπίας, το διάγραμμα επιτρεπόμενων ενεργειακών καταστάσεων ηλεκτρονίων κατά μήκος οποιασδήποτε διεύθυνσης μέσα στον κρύσταλλο, θα είναι όπως στο δεξιό μέρος του Σχ. 1.3. Το σχήμα αυτό, των επιτρεπόμενων δηλαδή ενεργειακών καταστάσεων συναρτήσει της θέσης x, είναι το βασικό μοντέλο ενεργειακών ζωνών των ημιαγωγών. Η στάθμη E_c είναι η χαμηλότερη δυνατή ενεργειακή στάθμη αγωγιμότητας και η στάθμη E_v είναι η υψηλότερη δυνατή ενεργειακή στάθμη σθένους, και $E_G = E_c - E_v$ είναι το ενεργειακό χάσμα.

1.3. Μονωτές, Ημιαγωγοί, Μέταλλα

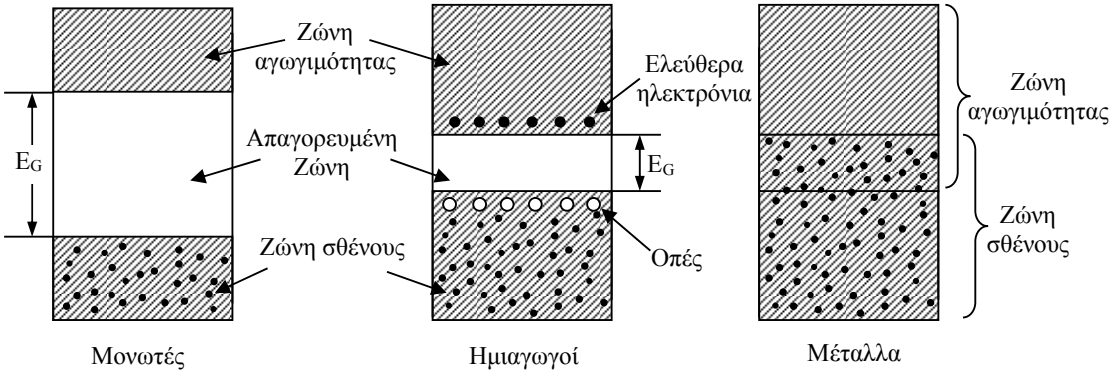
Δεδομένου ότι, όπως είδαμε, η ζώνη αγωγιμότητας είναι κενή από ηλεκτρόνια, η εφαρμογή τάσης στα άκρα του υλικού δεν θα οδηγήσει στη ροή ρεύματος διαμέσου αυτού, λόγω έλλειψης φορέων αγωγιμότητας. Είναι δυνατόν όμως, εάν το εύρος της απαγορευμένης ζώνης είναι σχετικά μικρό, να προσδώσουμε αρκετή ενέργεια στα ηλεκτρόνια της ζώνης σθένους, δηλ. να τα διεγείρουμε, ώστε να υπερπηδήσουν την απαγορευμένη ζώνη και να φθάσουν στη ζώνη αγωγιμότητας. Θα έχουμε έτσι μια ζώνη σθένους εν μέρει άδεια, και μια ζώνη αγωγιμότητας εν μέρει κατειλημμένη, με αποτέλεσμα, όπως θα δούμε σε λίγο, να συμβάλλουν και οι δύο στην εμφάνιση αγωγιμότητας στον κρύσταλλο. Τέτοια υλικά επομένως, τα οποία άγουν το ρεύμα κάτω από ορισμένες συνθήκες (π.χ. αυξημένη θερμοκρασία, πρόσπτωση φωτός κλπ.), ονομάζονται για το λόγο αυτό ημιαγωγοί.

Συμπεραίνουμε επομένως ότι, από τη δομή των ενεργειακών ζωνών και από τη θερμοκρασία, εξαρτώνται οι ηλεκτρικές ιδιότητες των διαφόρων υλικών. Μπορούμε να ταξινομήσουμε τα υλικά με βάση τη σχετική θέση και συγκρότηση των ζωνών αγωγιμότητας και σθένους και την τιμή του εύρους E_G της απαγορευμένης ζώνης. Έτσι, όπως φαίνεται στο Σχ. 1.4 διακρίνουμε τρεις κατηγορίες υλικών:

– **Καλοί Αγωγοί ή Μέταλλα**, στα οποία το εύρος της απαγορευμένης ζώνης είναι πολύ μικρό ή μηδενικό. Στα μέταλλα, αμέσως μετά τις κατειλημμένες ενεργειακές καταστάσεις της ζώνης σθένους, υπάρχουν κενές ενεργειακές καταστάσεις της ζώνης αγωγιμότητας, συχνά δε οι ζώνες σθένους και αγωγιμότητας επικαλύπτονται μερικώς και η E_G

μηδενίζεται. Τότε είναι εύκολο κάτω από την επίδραση ενός ηλεκτρικού πεδίου, π.χ. με εφαρμογή μιας τάσης στον αγωγό, να προκληθεί ανύψωση της ενέργειας ηλεκτρονίων σε κενές περιοχές της ζώνης αγωγιμότητας. Αυτό γίνεται με πρόσληψη κινητικής ενέργειας από τα ηλεκτρόνια αυτά, τα οποία έτσι αρχίζουν να κινούνται προς κατεύθυνση αντίθετη προς την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου που έχει επιβληθεί και τελικά έχουμε ροή ρεύματος. Στα μέταλλα είναι εύκολο να κινηθούν τα ηλεκτρόνια επειδή μπορούν να προσλάβουν κινητική ενέργεια, όσο μικρή και αν είναι αυτή, αφού υπάρχουν κενές ενεργειακές καταστάσεις πολύ κοντά στις συμπληρωμένες. Για το λόγο αυτό τα μέταλλα λέγονται καλοί αγωγοί. Στους καλούς αγωγούς η ανύψωση της θερμοκρασίας δυσχεραίνει την κίνηση των ηλεκτρονίων και μικραίνει την αγωγιμότητα. Αυτό συμβαίνει διότι όσο μεγαλύτερη είναι η θερμοκρασία τόσο περισσότερο πυκνώνουν τα ηλεκτρόνια στη ζώνη αγωγιμότητας και πληθαίνουν έτσι τα εμπόδια.

– **Μονωτές**, στους οποίους το εύρος ζώνης E_G είναι πολύ μεγάλο, της τάξης των 6 eV, και υπάρχει ελάχιστη δυνατότητα μεταβολής της ενεργειακής κατάστασης των ηλεκτρονίων της ζώνης σθένους κατά μικρά ποσά ενέργειας, γιατί για να μεταβούν αυτά στη ζώνη αγωγιμότητας πρέπει να υπερπηδήσουν ένα μεγάλο σχετικά ενεργειακό χάσμα. Επομένως, η διαθέσιμη θερμική ενέργεια στη θερμοκρασία δωματίου μπορεί να διεγείρει πολύ λίγα ηλεκτρόνια από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας με αποτέλεσμα ο αριθμός των διαθέσιμων φορέων αγωγιμότητας να είναι πολύ μικρός και το υλικό να είναι κακός αγωγός του ρεύματος.



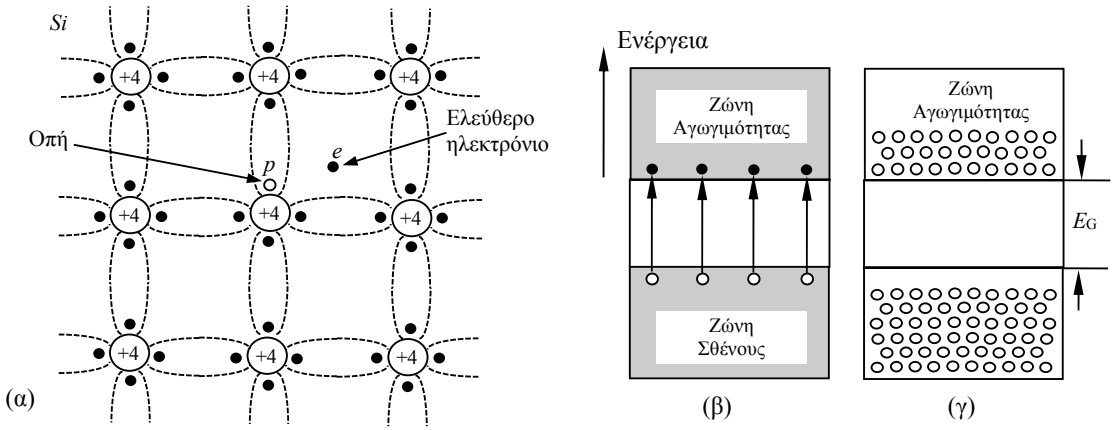
Σχ. 1.4. Ταξινόμηση των ηλεκτρικών ιδιοτήτων των κρυστάλλων με βάση το ενεργειακό τους διάγραμμα, [14].

– **Ημιαγωγοί**, στους οποίους η απαγορευμένη ζώνη E_G έχει εύρος της τάξης του 1 eV. Οι κυριότεροι ημιαγωγοί που χρησιμοποιούνται σήμερα είναι το Si, το Ge, καθώς και οι ημιαγωγοί από κράμα τρισθενών και πεντασθενών στοιχείων όπως το GaAs, και το InP. Στους ημιαγωγούς, τα ηλεκτρόνια της ζώνης σθένους μεταβαίνουν στη ζώνη αγωγιμότητας με θερμική μόνο διέγερση από τη θερμοκρασία του περιβάλλοντος, αφήνοντας αντίστοιχα κενά στη ζώνη σθένους. Τα ηλεκτρόνια αυτά μπορούν, μέσα στη ζώνη αγωγιμότητας, όπου είναι αραιά, να προσλάβουν μικρά ποσά κινητικής ενέργειας και να αρχίσουν να κινούνται υπό την επίδραση ηλεκτρικού πεδίου όπως αναφέραμε και πιο πάνω. Στους ημιαγωγούς, η επίδραση της θερμοκρασίας στην ηλεκτρική αντίσταση έχει αντίθετο αποτέλεσμα από ότι στους καλούς αγωγούς. Αυτό συμβαίνει διότι στους ημιαγωγούς κύρια επίδραση στην αγωγιμότητα έχει η μεταφορά ηλεκτρονίων από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας όπου εξαιτίας αυτού πληθαίνουν τα ηλεκτρόνια και υπάρχουν έτσι περισσότεροι φορείς για να συνεισφέρουν στη δημιουργία ηλεκτρικού ρεύματος ευκολότερα. Βεβαίως, όπως και στα μέταλλα έτσι και εδώ, όταν αυξάνεται η πυκνότητα των ηλεκτρονίων αυξάνονται και τα εμπόδια στην κίνησή τους, αλλά επειδή στους ημιαγωγούς η πυκνότητα αυτή είναι μικρή, υπερέχει το φαινόμενο που αναφέρθηκε πρώτο και τελικά αυξάνεται η αγωγιμότητα.

1.4. Ελεύθερα ηλεκτρόνια και οπές

Αναφέρθηκε στην προηγούμενη παράγραφο ότι ο ημιαγωγός εμφανίζει ηλεκτρική αγωγιμότητα. Είδαμε ότι η ζώνη σθένους είναι γεμάτη και η ζώνη αγωγιμότητας κενή στη

θερμοκρασία απολύτου μηδενός. Ένα ηλεκτρόνιο της ζώνης σθένους είναι ένα “δεσμευμένο” ηλεκτρόνιο αφού συμμετέχει σε έναν ομοιοπολικό δεσμό σθένους μεταξύ δύο γειτονικών ατόμων του κρυσταλλικού πλέγματος, όπως φαίνεται στο Σχ. 1.5. Στο ίδιο σχήμα φαίνεται και ένα “ελεύθερο” ηλεκτρόνιο, ένα ηλεκτρόνιο δηλαδή το οποίο έχει αποσυνδεθεί από τον πυρήνα του και έχει λύσει τον ομοιοπολικό του δεσμό χάρη σε θερμική, κινητική ή οπτική (φωτόνιο) ενέργεια την οποία προσέλαβε, αφήνοντας τη θέση του κενή. Την κενή αυτή θέση (έλλειψη ηλεκτρονίου) ονομάζουμε *οπή.* Η οπή αντιπροσωπεύει μια θετική ανωμαλία στην ουδέτερη δομή του πλέγματος, και συμπεριφέρεται σαν θετικό φορτίο. Καθώς το ελεύθερο ηλεκτρόνιο κινείται αδέσμευτο μέσα στο πλέγμα, συμβάλλει στην αγωγιμότητα του κρυστάλλου. Αλλά και η οπή μπορεί να συμπληρωθεί εύκολα από ένα γειτονικό ηλεκτρόνιο γιατί τα ηλεκτρόνια ταλαντώνονται γύρω από τη θέση ισορροπίας τους στον ομοιοπολικό δεσμό, και ένα από αυτά μπορεί να εγκατασταθεί στη θέση της οπής συμπληρώνοντας τον ατελή δεσμό. Τότε βέβαια, μια άλλη οπή θα εμφανισθεί στη δική του προηγούμενη θέση και αυτό ισοδυναμεί με μετακίνηση της αρχικής οπής. Αν τώρα εφαρμοσθεί ηλεκτρικό πεδίο $\mathcal{E}$ θα έχουμε μετακίνηση φορτίου για δύο λόγους: από την προσανατολισμένη κίνηση των ελεύθερων ηλεκτρονίων και από την προσανατολισμένη μετατόπιση των οπών (το πεδίο ευνοεί τη συμπλήρωση οπής κατά τη φορά του). Εύκολα γίνεται αντιληπτό ότι οι δύο μετακινήσεις φορτίων γίνονται κατ’ αντίθετη φορά και επομένως τόσο οι οπές όσο και τα ελεύθερα ηλεκτρόνια συμβάλλουν στην αγωγιμότητα του κρυστάλλου κατά την ίδια φορά.



Σχ. 1.5. α) Κρυσταλλική δομή του πυριτίου σε δύο διαστάσεις, β) Ενεργειακό διάγραμμα. Η γένεση ζευγών οπών-ηλεκτρονίων οδηγεί σε δύο ημιπλήρεις ζώνες που και οι δύο συμβάλλουν στην αγωγιμότητα του κρυστάλλου, γ) παραλλαγή του (β), [14].

Σε επίπεδο ενεργειακών ζωνών ο μηχανισμός αυτός μεταφράζεται ως εξής: ακόμα και στη συνηθισμένη θερμοκρασία, ένα πλήθος ηλεκτρονίων της συμπληρωμένης ζώνης σθένους απελευθερώνονται και μεταπηδούν στην κενή ζώνη αγωγιμότητας, σύμφωνα με το Σχ. 1.5. Έχουμε έτσι δύο ημιπλήρεις ζώνες που συμβάλλουν και οι δύο στην αγωγιμότητα. Η ζώνη αγωγιμότητας με την ελεύθερη μετακίνηση ηλεκτρονίων και η ζώνη σθένους με τη μετατόπιση οπών. Τονίζουμε, ότι η δεύτερη αυτή συνιστώσα αγωγιμότητας, πραγματοποιείται μέσα στη ζώνη σθένους αφού τα ηλεκτρόνια που μεταπηδούν από δεσμό σε δεσμό παραμένουν μέσα στη ζώνη σθένους.

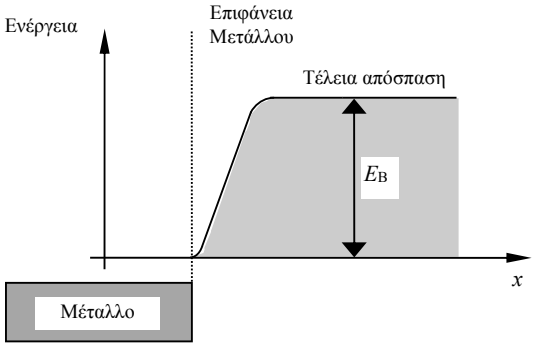
Δεδομένου ότι η εικόνα που δώσαμε πιο πάνω φαίνεται στατική, εν τούτοις η μετακίνηση των πληθυσμών φορέων είναι καθαρά δυναμική και το συνολικό της αποτέλεσμα που μόλις περιγράφηκε είναι απλώς η απεικόνιση μιας στατιστικής ισορροπίας. Για το λόγο αυτό και πριν προχωρήσουμε στον ποσοτικό υπολογισμό των παραμέτρων της αγωγιμότητας, θα εξετάσουμε τη στατιστική συμπεριφορά των ηλεκτρονίων στα μέταλλα και στη συνέχεια τη στατιστική συμπεριφορά των ηλεκτρονίων και των οπών στους ημιαγωγούς.

1.5. Ενεργειακή κατανομή ηλεκτρονίων ενός μετάλλου

Στα μέταλλα μας ενδιαφέρει να γνωρίζουμε την πιθανότητα που έχει ένα ηλεκτρόνιο να κατέχει ενέργεια γύρω από μια τιμή Ε. Η πιθανότητα αυτή περιγράφεται από μία συνάρτηση κατανομής των ενεργειών των ηλεκτρονίων του μετάλλου. Μπορούμε προσεγγιστικά να

θεωρήσουμε, ότι για τα ελεύθερα ηλεκτρόνια, το εσωτερικό του μετάλλου είναι ένας χώρος σταθερού δυναμικού (βλ. Σχ. 1.2). Αμελούμε έτσι τη λεπτή υφή του δυναμικού που οφείλεται στην περιοδικότητα δομής του πλέγματος και θεωρούμε ότι το ηλεκτρόνιο μέσα στον κρύσταλλο (και όχι κοντά στην επιφάνεια του κρυστάλλου όπου το φράγμα δυναμικού φθάνει μέχρι τη στάθμη E=0) μπορεί να κινηθεί ανεμπόδιστα, εκτός βέβαια από τις συγκρούσεις με τα άτομα του κρυστάλλου.

Όταν ένα τέτοιο ηλεκτρόνιο πρόκειται να αποσπαστεί από την επιφάνεια του μετάλλου θα πρέπει, όπως φαίνεται και στο Σχ. 1.6, να του προσφερθεί μια ορισμένη ενέργεια E_B αναγκαία για να μπορέσει το ηλεκτρόνιο να υπερνικήσει το φράγμα δυναμικού της επιφάνειας του μετάλλου και να ξεφύγει τελείως από το υλικό. Εάν γνωρίζαμε την κατανομή των ενεργειών των ηλεκτρονίων, λ.χ. από θερμική κίνηση, θα μπορούσαμε να υπολογίσουμε το πλήθος των ηλεκτρονίων που μπορούν να ξεφύγουν και επομένως να προβλέψουμε την πυκνότητα ρεύματος “θερμιονικής εκπομπής”.



Σχ. 1.6. Το φράγμα δυναμικού που θα πρέπει να υπερπηδήσει ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο όταν, φθάνοντας στην επιφάνεια, πρόκειται να εγκαταλείψει το μέταλλο, [14].

Η πυκνότητα ρ(E) ηλεκτρονίων ανά μονάδα όγκου θα εξαρτάται από την πυκνότητα N(E) των δυνατών ενεργειακών καταστάσεων στην περιοχή γύρω από την ενεργειακή τιμή E, και από την πιθανότητα f(E) για κατάληψη των καταστάσεων αυτών από ηλεκτρόνια, δηλ. θα είναι

$$\rho(E) = N(E) \cdot f(E) \qquad 1.4$$

Αποδεικνύεται ότι ισχύει

$$N(E) = \frac{m^* \sqrt{2m^* E}}{\pi^2 \hbar^3} \qquad 1.5$$

όπου m^* είναι η ισοδύναμη μάζα του ηλεκτρονίου (που θα εξηγηθεί παρακάτω) και $\hbar = h/2\pi$.

Η συνάρτηση f(E) της πιθανότητας κατάληψης των ενεργειών μέσα σε μια ζώνη δίνεται από τη συνάρτηση κατανομής Fermi-Dirac, σύμφωνα με την οποία, τα ηλεκτρόνια δεν είναι τυχαία κατανεμημένα στις διάφορες ενεργειακές καταστάσεις, η κατανομή δε αυτή περιγράφεται από τη σχέση

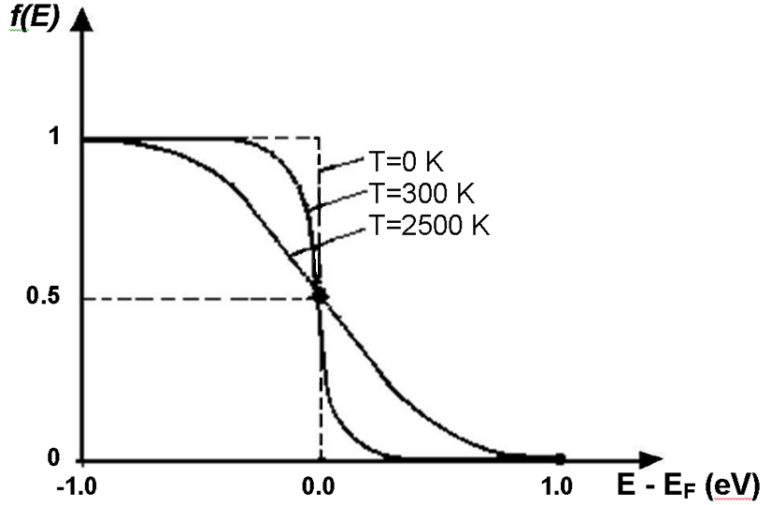
$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_F}{kT}}} \qquad 1.6$$

όπου k η σταθερά του Boltzmann ($1.381 \cdot 10^{-23}$ J/K ή $8.617 \cdot 10^{-5}$ eV/K) και T η θερμοκρασία σε °K. E_F είναι η στάθμη Fermi η οποία αντιπροσωπεύει την ανώτερη κατειλημμένη ενεργειακή στάθμη στη θερμοκρασία του απολύτου μηδενός. Δηλαδή στη θερμοκρασία αυτή όλες οι ενεργειακές καταστάσεις κάτω από στάθμη Fermi είναι κατειλημμένες και όλες οι ενεργειακές στάθμες πάνω από αυτήν κενές. Η γραφική παράσταση της f(E) για διαφορετικές θερμοκρασίες φαίνεται στο Σχ. 1.7.

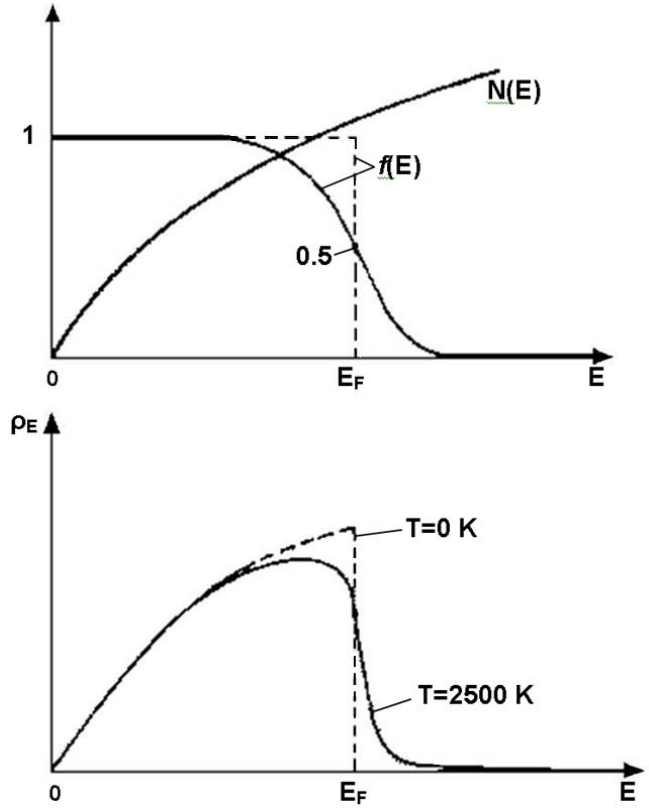
Η στάθμη Fermi αντιστοιχεί στην ενεργειακή κατάσταση που έχει πιθανότητα 50% να είναι κατειλημμένη, αν φυσικά δεν υπάρχει εκεί απαγορευμένη ζώνη. Αυτό συμβαίνει ανεξάρτητα από την τιμή της θερμοκρασίας, αφού για $E=E_F$, η εξ. 1.6 δίνει πάντα τιμή $f(E_F)=1/2$. Για T=0 υπάρχουν μόνο δύο δυνατές περιπτώσεις:

$f(E_F)=1$ όταν $E-E_F<0$

$f(E_F)=0$ όταν $E-E_F>0$



Σχ. 1.7. Η συνάρτηση κατανομής Fermi-Dirac για διαφορετικές θερμοκρασίες, [14].



Σχ. 1.8. Η ενεργειακή κατανομή ρ(Ε) των ηλεκτρονίων ανά μονάδα όγκου ενός μετάλλου, προκύπτει σαν γινόμενο των N(E) και f(E) και μεταβάλλεται λίγο, ακόμα και για σημαντικές μεταβολές της θερμοκρασίας, [14].

Αυτό σημαίνει, ότι στο απόλυτο μηδέν οι ενεργειακές στάθμες κάτω από την E_F θα είναι οπωσδήποτε κατειλημμένες, ενώ οι στάθμες πάνω από E_F υποχρεωτικά κενές, δηλ. η ανώτερη δυνατή τιμή του Ε για Τ=0 είναι η E_F.

Η ενεργειακή κατανομή ρ(Ε) των ηλεκτρονίων ανά μονάδα όγκου θα δίνεται τελικά από τον πολλαπλασιασμό της καμπύλης N(E) με την καμπύλη f(E), όπως φαίνεται και στο Σχ. 1.8.

Αποδεικνύεται ότι η ενέργεια Fermi E_F στα μέταλλα δίνεται από τη σχέση

$$E_F = \frac{h^2}{2m^*}\left(\frac{3N}{8\pi}\right)^{2/3} \qquad 1.7$$

όπου N είναι το πλήθος των ελεύθερων ηλεκτρονίων ανά μονάδα όγκου.

Θα κλείσουμε δίνοντας μια εξήγηση, όπως υποσχεθήκαμε πιο πάνω, για την ισοδύναμη μάζα του ηλεκτρονίου. Όταν σε ένα τελείως ελεύθερο ηλεκτρόνιο ασκείται εξωτερικό πεδίο $\mathcal{E}$ εμφανίζεται δύναμη $\bar{F}=-e\cdot\mathcal{E}$. Σε ένα όμως ηλεκτρόνιο, που βρίσκεται στο εσωτερικό του μετάλλου, δρα επιπλέον και το περιοδικό πεδίο του ίδιου του κρυστάλλου, με αποτέλεσμα να μην συμπεριφέρεται ακριβώς όπως θα περιμέναμε. Ένας εύχρηστος τρόπος για να λάβουμε υπόψη την επίδραση αυτή είναι ο εξής: Θεωρούμε πάντοτε το ηλεκτρόνιο σαν ελεύθερο, αλλά αντί για τη μάζα του m χρησιμοποιούμε στη θεμελιώδη εξίσωση της δυναμικής, μια άλλη μάζα που την ονομάζουμε ισοδύναμη μάζα m^* και της οποίας η τιμή είναι ίση με

$$m^* = \frac{\hbar^2}{(d^2E/dk^2)} \qquad 1.8$$

όπου *k* είναι το μέτρο του κυματανύσματος του ηλεκτρονίου

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{p}{\hbar} \qquad 1.9$$

Αποδεικνύεται ότι αποδίδοντας στα ηλεκτρόνια, που βρίσκονται στο περιοδικό πεδίο του κρυστάλλου, την ισοδύναμη μάζα m^* μπορούμε να τα θεωρούμε σαν τελείως ελεύθερα και να περιγράφουμε την κίνησή τους κάτω από την επίδραση εξωτερικών πεδίων όπως και για τα κανονικά ελεύθερα ηλεκτρόνια. Αντίστοιχα βεβαίως πράγματα ισχύουν και για τις οπές, στις οποίες επίσης αντιστοιχούμε μια ισοδύναμη μάζα. Στον επόμενο Πίνακα 1.1 δίνονται οι ισοδύναμες μάζες ηλεκτρονίου και οπής για τρεις χαρακτηριστικές περιπτώσεις ημιαγωγών.

Πίνακας 1.1

Υλικό	m_n^*/m_0	m_p^*/m_0
Si	1.18	0.81
Ge	0.55	0.36
GaAs	0.066	0.52

1.6. Θερμιονική Εκπομπή

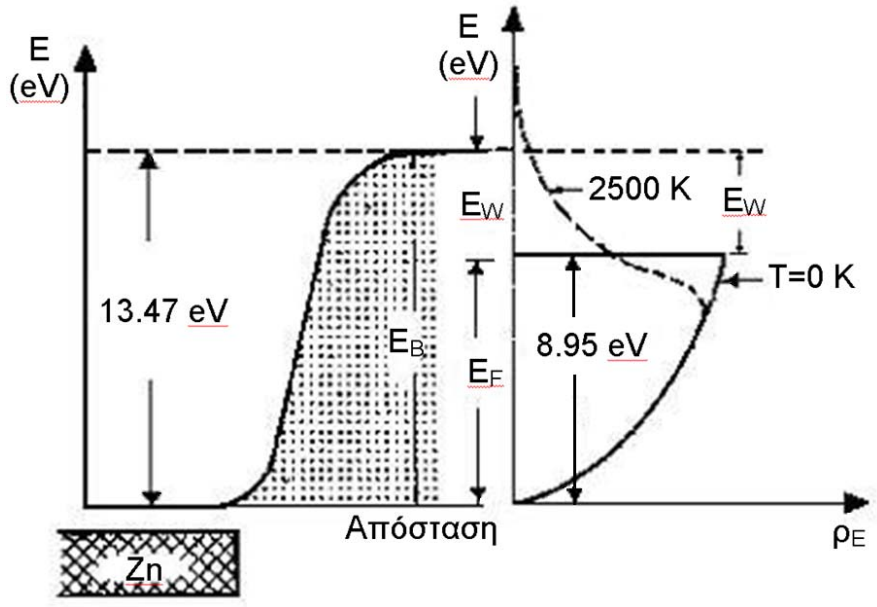
Όπως αναφέραμε παραπάνω, είναι δυνατό θερμαίνοντας ένα μέταλλο, να δώσουμε τόση ενέργεια στα ηλεκτρόνιά του ώστε ορισμένα από αυτά να ανέβουν σε τόσο υψηλή ενεργειακή στάθμη ώστε να φθάσουν και να υπερβούν το φράγμα δυναμικού της επιφάνειας και να ελευθερωθούν περνώντας στον ελεύθερο χώρο. Αυτό το φαινόμενο ονομάζεται θερμιονική εκπομπή, και είναι μεγάλης σπουδαιότητας για διατάξεις εκπομπής δέσμης ηλεκτρονίων, όπως λ.χ. σε μια καθοδική λυχνία παλμογράφου, ραντάρ, κλπ. Η κατάσταση που προκύπτει σε ένα θερμαινόμενο μέταλλο, γίνεται εύκολα αντιληπτή αν συνδυαστεί το φράγμα δυναμικού του Σχ. 1.6 με την ενεργειακή κατανομή ηλεκτρονίων του Σχ. 1.8. Φαίνεται αμέσως ότι σε αυξημένη θερμοκρασία η "ουρά" της κατανομής εκτείνεται αρκετά πέρα από τη στάθμη της ενέργειας διαφυγής E_B, πράγμα που δείχνει τη δυνατότητα για ένα σημαντικό αριθμό ηλεκτρονίων να ξεφύγουν από το μέταλλο. Στο ίδιο σχήμα φαίνεται ότι για πολύ μικρές θερμοκρασίες ($T\approx 0$ K) μια τέτοια εκπομπή θα ήταν αδύνατη, αφού $E_F<E_B$. Θα αρκούσε όμως η προσφορά ενέργειας τουλάχιστον ίσης με το λεγόμενο έργο εξόδου (work function) E_W

$$E_W = E_B - E_F \qquad 1.10$$

για να αποσπαστεί ένα ηλεκτρόνιο του μετάλλου, που βρίσκεται ήδη σε κατάσταση μέγιστης κινητικής ενέργειας E_F. Την αναγκαία για τη διάσπαση διαφορά ενέργειας (της τάξης λίγων eV) μπορούν να την αποκτήσουν μερικά ηλεκτρόνια, με έναν από τους εξής τρόπους:

- Θερμική διέγερση: Θερμιονική εκπομπή
- Φωτεινή διέγερση: Φωτοηλεκτρική εκπομπή
- Ηλεκτρονική διέγερση: Δευτερογενής εκπομπή

Το τελευταίο φαινόμενο αναφέρεται στην περίπτωση όπου ταχέα ηλεκτρόνια (ή ιόντα) βομβαρδίζουν την επιφάνεια του μετάλλου και κάθε πρωτογενές ηλεκτρόνιο μπορεί να δώσει την αναγκαία ενέργεια για την απόσπαση ενός ή περισσοτέρων δευτερογενών ηλεκτρονίων από το μέταλλο.



Σχ. 1.9. Φράγμα επιφανειακού δυναμικού και ενεργειακή κατανομή για τον ψευδάργυρο, [14].

Επανερχόμενοι στη θερμιονική εκπομπή, πρέπει να επισημάνουμε ότι τελικά δεν ξεφεύγουν από την επιφάνεια του μετάλλου όλα τα ηλεκτρόνια που φαίνονται στο Σχ. 1.9, αλλά μόνον εκείνα που έχουν συνιστώσα ταχύτητας κάθετη στην επιφάνεια, τα υπόλοιπα κατευθύνονται προς τα μέσα. Ο υπολογισμός της πυκνότητας του ρεύματος ηλεκτρονίων που εκπέμπεται από την επιφάνεια ενός θερμού μετάλλου έχει γίνει από τους Richardson-Dushman και δίνεται από τη σχέση

$$\boxed{J_s = \frac{4\pi m^* k^2 Q_e}{h^3} \cdot T^2 \cdot e^{-E_W/kT}} \qquad 1.11$$

όπου k η σταθερά του Boltzmann και Q_e το φορτίο του ηλεκτρονίου.

1.7. Φωτοηλεκτρικά φαινόμενα

Τρεις είναι οι κατηγορίες των φωτοηλεκτρικών φαινομένων:

- Το φαινόμενο της φωτοεκπομπής
- Το φαινόμενο της φωτοαγωγιμότητας
- Το φωτοβολταϊκό φαινόμενο

1.7.1. Φωτοεκπομπή

Όπως γίνεται θερμιονική εκπομπή με πρόσδοση θερμικής ενέργειας στα ηλεκτρόνια ενός μετάλλου, έτσι μπορεί να γίνει και φωτοεκπομπή με πρόσδοση φωτεινής ενέργειας στα ηλεκτρόνια ενός υλικού, αρκεί το υλικό αυτό να μπορεί να την απορροφήσει. Το φαινόμενο εξηγήθηκε πρώτα από τον Einstein το 1905 με τη βοήθεια της θεωρίας του Planck.

Όταν προσδίδεται στα ηλεκτρόνια ενέργεια με ακτινοβολία, κάθε ένα από αυτά μπορεί να απορροφήσει ένα φωτόνιο. Αν το υλικό που χρησιμοποιείται για τη φωτοεκπομπή, έχει έργο εξόδου μικρότερο από την ενέργεια του φωτονίου που απορροφά, γίνεται μετάθεση ολόκληρης της ενεργειακής κατανομής των ηλεκτρονίων προς τα πάνω, κατά ποσό ίσο με την ενέργεια του φωτονίου hf. Όπως φαίνεται και από το Σχ. 1.9, η μετάθεση αυτή δίνει ένα

πληθυσμό ηλεκτρονίων πάνω από τη στάθμη E=0, οπότε ορισμένα από αυτά ξεφεύγουν από την επιφάνεια του υλικού και δίνουν το φαινόμενο της φωτοεκπομπής. Υπάρχει συνεπώς μια οριακή συχνότητα f_{op} πάνω από την οποία το αντίστοιχο φωτόνιο θα προκαλέσει οπωσδήποτε φωτοεκπομπή αν απορροφηθεί, είναι δε

$$hf_{op} = E_W \qquad 1.12$$

1.7.2. Φωτοαγωγιμότητα

Με τη φωτοαγωγιμότητα αυξάνουμε την αγωγιμότητα ενός ημιαγωγού διεγείροντας με φωτισμό τα ηλεκτρόνια της ζώνης σθένους. Τα ηλεκτρόνια αυτά ανεβαίνουν στη ζώνη αγωγιμότητας και αυξάνουν την πυκνότητα των φορέων του ηλεκτρικού ρεύματος. Τούτο σημαίνει, ότι το μικρότερο ποσόν ενέργειας που μπορεί να προκαλέσει το φαινόμενο της φωτοαγωγιμότητας, είναι ίσο με το πλάτος της απαγορευμένης ζώνης E_G, δηλαδή

$$hf_{min} = E_G \qquad 1.13$$

Το φαινόμενο είναι επιλεκτικό, επειδή τη μεγαλύτερη πιθανότητα διεγέρσεως την έχει μια συχνότητα που αντιστοιχεί στο φωτόνιο που είναι ίσο με την απόσταση μεταξύ του μέσου της ζώνης σθένους και του μέσου της ζώνης αγωγιμότητας.

1.7.3. Φωτοβολταϊκό φαινόμενο

Το φαινόμενο αυτό διαφέρει από τα δύο προηγούμενα. Στα φαινόμενα που εξετάστηκαν, χρειάζεται εξωτερική πηγή για να διαπιστωθεί το φαινόμενο. Η πηγή αυτή συνδέεται σε σειρά με το στοιχείο και προκαλεί το ηλεκτρικό ρεύμα που ελέγχεται από τη φωτεινή ροή.

Στο φωτοβολταϊκό φαινόμενο, αυτό το ίδιο το φωτοευπαθές στοιχείο αποτελεί την πηγή του κυκλώματος και η τάση που αυτό παράγει είναι συνάρτηση της φωτεινής ροής. Σήμερα χρησιμοποιούνται διάφορα υλικά για την κατασκευή φωτοβολταϊκών στοιχείων. Αυτά συναρμολογούνται σε συστοιχίες και τροφοδοτούν με ηλεκτρική ενέργεια τις συσκευές των δορυφόρων. Εκτός από το στοιχείο σελίνιο, χρησιμοποιούνται επίσης και το πυρίτιο, το αρσενικούχο γάλλιο κ.ά.

1.8. Ενεργειακές κατανομές ηλεκτρονίων και οπών στους ημιαγωγούς

Στους ημιαγωγούς η κατάσταση είναι αντίστοιχη με αυτή των μετάλλων, μόνο που η στάθμη Fermi βρίσκεται σ' αυτούς ανάμεσα στις δύο επιτρεπόμενες ζώνες σθένους και αγωγιμότητας. Στους ιδανικούς μάλιστα ημιαγωγούς που δεν έχουν στο κρυσταλλικό τους πλέγμα παρά μόνο άτομα Si ή Ge, και που ονομάζονται 'αμιγείς" ή "καθαροί" ημιαγωγοί, η στάθμη Fermi βρίσκεται στο μέσον περίπου της απαγορευμένης ζώνης. Στη συνέχεια, θα εξετάσουμε τις ενεργειακές κατανομές των ηλεκτρονίων στη ζώνη αγωγιμότητας και των οπών στη ζώνη σθένους για έναν καθαρό ημιαγωγό.

1.8.1. Τα ηλεκτρόνια της ζώνης αγωγιμότητας

Οι εξ. 1.4 και 1.5 ισχύουν εκτός από τα μέταλλα και για τα ελεύθερα ηλεκτρόνια των ημιαγωγών, ισχύει δηλαδή

$$\rho(E)= N(E)\cdot f(E) \qquad 1.14$$

με τη μόνη διαφορά ότι κατά τον υπολογισμό της πυκνότητας των δυνατών ενεργειακών καταστάσεων, ενώ στα μέταλλα οι ενέργειες E μετρήθηκαν από τη βάση της ζώνης αγωγιμότητας, την οποία και θεωρούμε ως στάθμη μηδενικής ενέργειας, στους ημιαγωγούς η βάση της ζώνης αγωγιμότητας βρίσκεται ήδη σε ενέργεια E_c. Επομένως, θα πρέπει να γράψουμε την εξ. 1.5, για τα ελεύθερα ηλεκτρόνια του ημιαγωγού, στην πιο γενική της μορφή

$$N(E) = \frac{m^* \sqrt{2m^*(E - E_c)}}{\pi^2 \hbar^3} \qquad 1.15$$

Η έκφραση όμως της f(E) δεν αλλάζει. Μόνο που, όπως θα αναφέρουμε και παρακάτω, στον καθαρό ημιαγωγό όπου πάντα n=p , η στάθμη Fermi βρίσκεται στο μέσον περίπου της απαγορευμένης ζώνης. Τα πιο πάνω φαίνονται παραστατικά στο Σχ. 1.10 και οδηγούν στην ενεργειακή κατανομή ρ(E) των ηλεκτρονίων της ζώνης αγωγιμότητας. Η συγκέντρωση τότε

των ηλεκτρονίων ανά μονάδα όγκου στη ζώνη αγωγιμότητας υπολογίζεται από το ολοκλήρωμα

$$n = \int_{E_c}^{\infty} N(E)f(E)dE \qquad 1.16$$

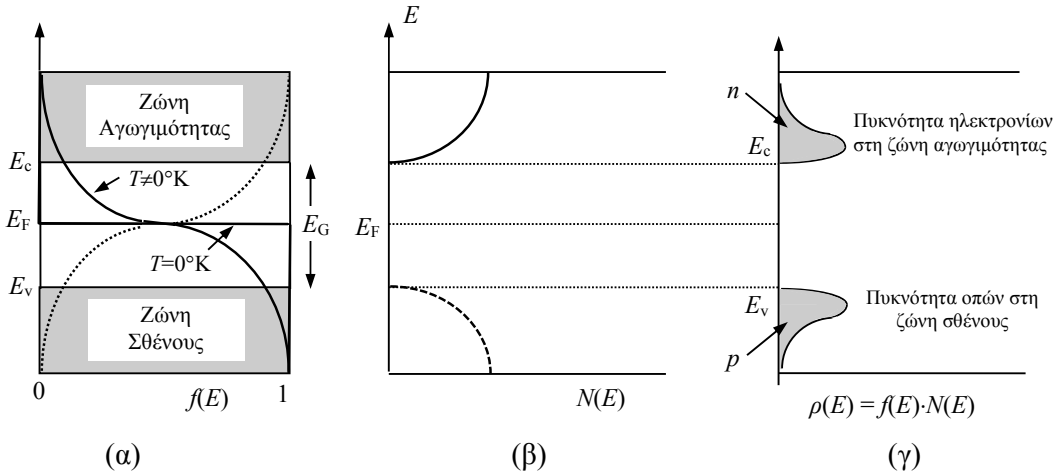
και τελικά παίρνουμε

$$n = N_c e^{-(E_c - E_F)/kT} \qquad 1.17$$

με

$$N_c = \frac{2}{h^3}(2\pi m_n^* kT)^{3/2} \qquad 1.18$$

και m_n^* η ενεργός μάζα του ηλεκτρονίου.



Σχ. 1.10. Συνάρτηση κατανομής και ενεργειακό διάγραμμα για καθαρό ημιαγωγό, [14].

1.8.2. Οι οπές της ζώνης σθένους

Η κατανομή των οπών προκύπτει τελείως αντίστοιχα με τη βοήθεια δύο παρατηρήσεων:

– Οι οπές σαν θετικοί φορείς θα βλέπουν αντίστροφα τις ενεργειακές στάθμες αρχίζοντας από την E_v. Δηλαδή η N(E) θα δίνεται από την

$$N_p(E) = \frac{m^* \sqrt{2m^*(E_v - E)}}{\pi^2 \hbar^3} \qquad 1.19$$

– Εφόσον οπή σημαίνει έλλειψη ηλεκτρονίου, η συνάρτηση κατανομής πιθανότητας των οπών θα είναι συμπληρωματική εκείνης των ηλεκτρονίων, δηλ.

$$f_p(E) = 1 - f(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E_F - E}{kT}}} \qquad 1.20$$

Κατά εντελώς αντίστοιχο λοιπόν τρόπο με τα ηλεκτρόνια, προκύπτει ότι η συγκέντρωση οπών στη μονάδα όγκου θα είναι

$$p = \int_{-\infty}^{E_v} N_p(E) f_p(E) dE \qquad 1.21$$

ή

$$p = N_v e^{-(E_F - E_v)/kT} \qquad 1.22$$

με

$$N_v = \frac{2}{h^3}(2\pi m_p^* kT)^{3/2} \qquad 1.23$$

και m_p^* η ενεργός μάζα της οπής.

1.8.3. Η θέση της στάθμης Fermi στον καθαρό ημιαγωγό

Αφού σε έναν καθαρό (intrinsic) ημιαγωγό, για κάθε οπή στη ζώνη σθένους, θα υπάρχει ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο στη ζώνη αγωγιμότητας, θα έχουμε στην ισορροπία $n=p=n_i$, οπότε εξισώνοντας τις εξ. 1.17 και 1.22 θα έχουμε μετά τη λογαρίθμηση

$$\ln\frac{N_c}{N_v} = \frac{E_c + E_v - 2E_{F_i}}{2} \qquad 1.24$$

και επομένως

$$\boxed{E_{F_i} = \frac{E_c + E_v}{2} - \frac{kT}{2}\ln\frac{N_c}{N_v}} \qquad 1.25$$

Βλέπουμε ότι αν οι ενεργές μάζες ήταν ίσες, θα είχαμε

$$N_c = N_v \quad , \quad \ln\frac{N_c}{N_v} = 0$$

και επομένως

$$E_{F_i} = \frac{E_c + E_v}{2} \qquad 1.26$$

ανεξάρτητα από τη θερμοκρασία. Επειδή όμως $m_p^* \neq m_n^*$ η στάθμη E_{F_i} δεν βρίσκεται ακριβώς στο μέσον του χάσματος, παρά μόνο για T=0°K, και καθώς αυξάνεται η θερμοκρασία μετατοπίζεται προοδευτικά προς τη ζώνη που έχει φορείς μικρότερης ισοδύναμης μάζας.

1.8.4. Ο νόμος των συγκεντρώσεων ή "νόμος μαζών"

Πολλαπλασιάζοντας τις εξ. 1.17 και 1.22 έχουμε για το γινόμενο των συγκεντρώσεων

$$\boxed{np = N_c N_v e^{-(E_c - E_v)/kT} = N_c N_v e^{-E_G/kT}} \qquad 1.27$$

και επειδή για τους καθαρούς ημιαγωγούς $np = n_i^2$

$$n_i^2 = N_c N_v e^{-E_G/kT} = 4\left(\frac{2\pi k}{h^2}\right)^3 \cdot (m_n^* m_p^*)^{3/2} \cdot T^3 \cdot e^{-\frac{E_G}{kT}} \qquad 1.28$$

Από την εξ. 1.28 φαίνεται η ισχυρή εξάρτηση της συγκέντρωσης φορέων στον καθαρό ημιαγωγό από τη θερμοκρασία. Η σχέση

$$\boxed{np = n_i^2 = \text{σταθερά για δοσμένη θερμοκρασία}} \qquad 1.29$$

είναι πολύ πιο γενική στατιστική σχέση, ισχύει και για ημιαγωγούς με προσμείξεις και γενικότερα τη συναντάμε στη φυσική και φυσικοχημεία σε όλες τις καταστάσεις θερμοδυναμικής ισορροπίας αντιδράσεων και είναι γνωστή σαν "νόμος μαζών". Έτσι λ.χ. αν σε έναν ημιαγωγό αυξήσουμε με κατάλληλες προσμείξεις τη συγκέντρωση ηλεκτρονίων *n*, θα μειωθεί ανάλογα η συγκέντρωση *p*, γιατί λόγω της αφθονίας των ηλεκτρονίων θα συμπληρώνονται σύντομα οι οπές. Τελικά, στην ισορροπία θα ισχύει και πάλι η εξ. 1.29.

Δίνονται οι ακόλουθες τυπικές τιμές της πυκνότητας φορέων καθαρών ημιαγωγών.

Πίνακας 1.2

Υλικό	n_i
Si	$1\cdot10^{10}$ /cm^3
Ge	$2\cdot10^{13}$ /cm^3
GaAs	$2\cdot10^{6}$ /cm^3

2. Αγωγιμότης Μετάλλων και Ημιαγωγών

Ο όρος ημιαγωγός χρησιμοποιήθηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο για να χαρακτηρίσει ένα σώμα του οποίου η αντίσταση είναι πολύ μεγαλύτερη από εκείνη ενός μετάλλου (λ.χ. χαλκού) αλλά πολύ μικρότερη από εκείνη ενός μονωτικού (λ.χ. πλαστικού, πορσελάνης, κλπ.). Η αντίσταση του ημιαγωγού μπορεί να μεταβληθεί πολύ από διάφορους παράγοντες. Όπως αναφέραμε στο πρώτο κεφάλαιο, η θερμοκρασία επιδρά στην αγωγιμότητα των ημιαγωγών, το ίδιο συμβαίνει και με την ακτινοβολία υπό ορισμένες συνθήκες. Υπάρχει εκτός από αυτούς και ένας τρόπος μόνιμης μεταβολής της αγωγιμότητας αυτής, με προσθήκη ατόμων ξένων στοιχείων, τρισθενών ή πεντασθενών, στη θέση μερικών ατόμων του ημιαγωγού. Τα άτομα αυτά τα λέμε προσμείξεις (impurities) και με αυτά μπορούμε να μεταβάλλουμε τις ηλεκτρικές ιδιότητες των ημιαγωγών από τη στιγμή της κατασκευής τους.

Πριν να διερευνήσουμε τα φαινόμενα της αγωγής ηλεκτρικού ρεύματος από τους ημιαγωγούς, θα εξετάσουμε το απλούστερο θέμα της αγωγής ηλεκτρικού ρεύματος από τα μέταλλα.

2.1. Αγωγιμότης Μετάλλων

Όπως αναφέραμε στα προηγούμενα, τα ελεύθερα ηλεκτρόνια των μετάλλων μπορούν να μετακινηθούν μέσα στο κρυσταλλικό πλέγμα του υλικού από το ένα άτομο στο άλλο. Τα ηλεκτρόνια αυτά κάνουν τυχαίες κινήσεις που μοιάζουν με εκείνες των μορίων των αερίων και τελικά η συνισταμένη των κινήσεων αυτών είναι μηδενική. Όπως φαίνεται στο Σχ. 2.1, οι τροχιές των ηλεκτρονίων αυτών είναι “τεθλασμένες” γραμμές, επειδή αυτές διακόπτονται από τις συγκρούσεις των ηλεκτρονίων με τα διάφορα εμπόδια (ιόντα) που συναντούν.

Εάν όμως στα άκρα του αγωγού επιβάλλουμε μια τάση V, θα αναπτυχθεί ένα ηλεκτρικό πεδίο εντάσεως $\mathcal{E} = -\frac{dV}{dx}$, και από αυτό θα προσδοθεί κινητική ενέργεια στα ηλεκτρόνια τα οποία θα κινηθούν προς το θετικό πόλο της πηγής. Εάν υ_m είναι η μέση ταχύτης των ηλεκτρονίων αυτών, υπάρχει μια γραμμική αναλογία μεταξύ της μέσης αυτής ταχύτητας και της εντάσεως του πεδίου

$$\bar{\upsilon}_m = -\mu\,\mathcal{E} \qquad 2.1$$

όπου μ είναι ο συντελεστής αναλογίας που ονομάζεται κινητικότητα (mobility) των ηλεκτρονίων, εξαρτάται από το υλικό, και εκφράζεται σε μονάδες $cm^2/(V\cdot sec)$.

Εάν τώρα ένας αγωγός με διατομή S και συνολική χωρική πυκνότητα ηλεκτρονίων n, διαρρέεται από ρεύμα εντάσεως I, με μέση ταχύτητα ηλεκτρονίων υ_m, θα ισχύει η σχέση

$$I = nQ_e S\upsilon_m \qquad 2.2$$

όπου Q_e το φορτίο του ηλεκτρονίου. Αν διαιρέσουμε διά του S και αντικαταστήσουμε το υ_m από την παραπάνω σχέση 2.1, θα έχουμε

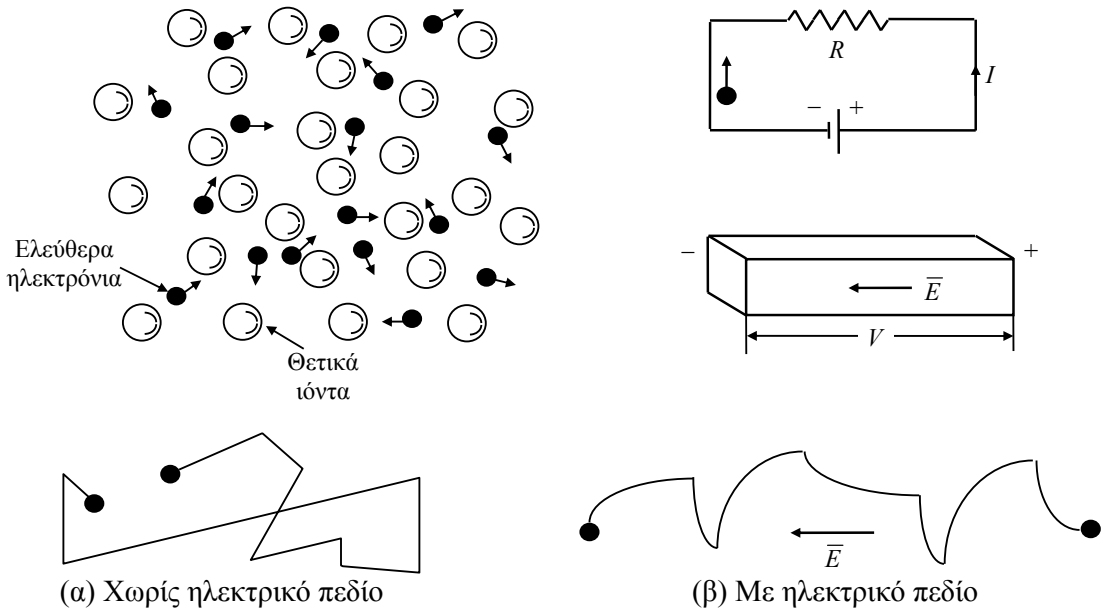
$$J = nQ_e\mu\,\mathcal{E} \qquad 2.3$$

Το γινόμενο $nQ_e\mu$ έχει, όπως προκύπτει από τη σχέση, διαστάσεις αγωγιμότητας $\left(\frac{1}{\Omega\cdot cm}\right)$ και εκφράζει την ειδική αγωγιμότητα του μετάλλου σ.

$$\boxed{J = \sigma\mathcal{E} \quad , \quad \sigma = nQ_e\mu} \qquad 2.4$$

Η παραπάνω σχέση δεν είναι άλλη από το νόμο του Ohm ανηγμένο στη μονάδα της επιφάνειας.

Όπως ήδη αναφέρθηκε, η αντίσταση ενός μετάλλου αυξάνεται με τη θερμοκρασία, δηλαδή η ειδική αγωγιμότητα σ μειώνεται παρ’ όλον ότι αυξάνεται η πυκνότητα n των ηλεκτρονίων. Τούτο συμβαίνει διότι αυξάνονται ακόμη περισσότερο οι κρούσεις και συνεπώς μειώνεται η κινητικότητα περισσότερο από ότι αυξάνεται η πυκνότητα των ηλεκτρονίων του αγωγού.



Σχ. 2.1. Κίνηση ηλεκτρονίων σε μέταλλο α) χωρίς πόλωση, β) με πόλωση, [16].

Η αντίσταση ενός αγωγού σε συνάρτηση με τη θερμοκρασία είναι ίση με

$$R_t = (\alpha t + 1)R_0 \qquad 2.5$$

όπου R_0 η αντίσταση του αγωγού στους 0°C και α ο συντελεστής θερμοκρασίας του μετάλλου. Στα περισσότερα μέταλλα ο α είναι θετικός, π.χ. για το χαλκό είναι α_{Cu}=0.004.

2.2. Αγωγιμότης Ημιαγωγών

Στο Σχ. 1.10 είδαμε τις ενεργειακές καταστάσεις των φορέων ενός "καθαρού" ημιαγωγού. Οι καθαροί ημιαγωγοί δεν υπάρχουν στην πράξη, αλλά υπάρχουν ημιαγωγοί που συμπεριφέρονται σαν καθαροί. Στους ημιαγωγούς αυτούς οι ξένες προσμείξεις υπάρχουν, αφού στην πράξη δεν είναι δυνατόν να αφαιρεθούν τελείως, βρίσκονται όμως μέσα στον ημιαγωγό σε ίδιες ποσότητες και τρισθενείς και πεντασθενείς προσμείξεις. Έτσι, ο ημιαγωγός αυτός έχει τις ιδιότητες του καθαρού.

Η στάθμη Fermi, στους καθαρούς ημιαγωγούς, βρίσκεται στο μέσον περίπου της απαγορευμένης ζώνης και η πυκνότητα των ηλεκτρονίων *n* είναι ίση με την πυκνότητα των οπών *p*.

Η αγωγιμότητα στους καθαρούς ημιαγωγούς οφείλεται και στους δύο φορείς, ηλεκτρόνια και οπές. Επομένως ο νόμος του Ohm γράφεται

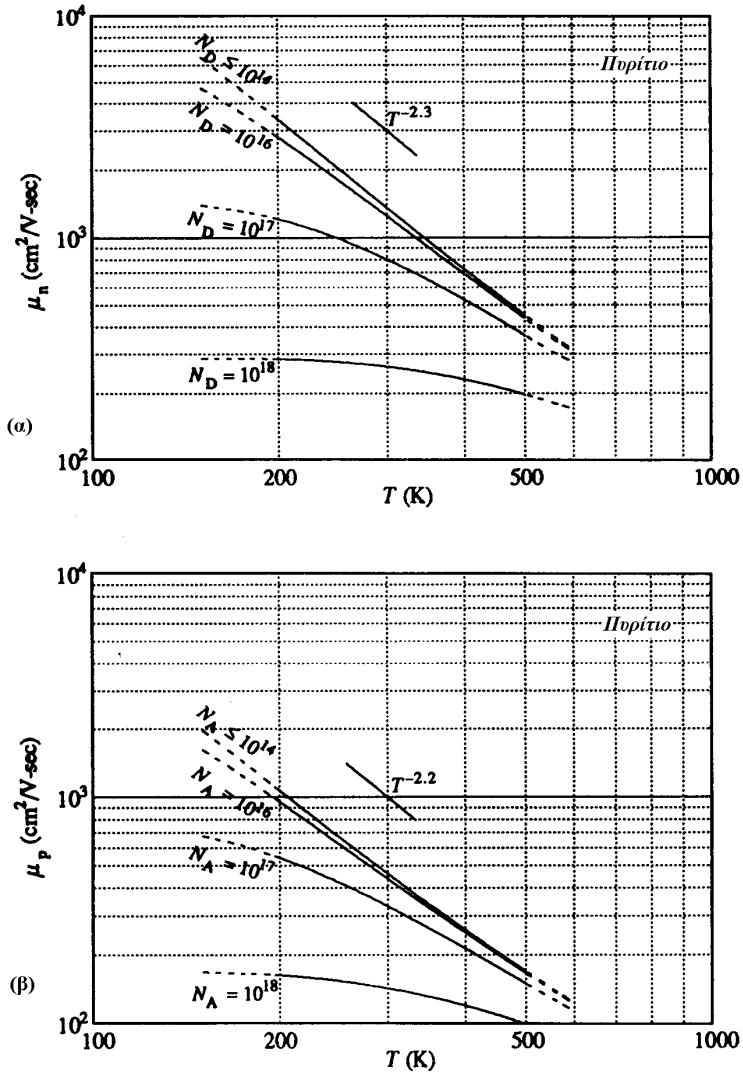
$$J = \sigma E = (n\mu_n + p\mu_p)Q_e E \qquad 2.6$$

όπου n και p είναι η πυκνότητα ηλεκτρονίων και οπών αντιστοίχως. Η ειδική αγωγιμότητα λοιπόν σ ενός ημιαγωγού θα δίνεται από

$$\boxed{\sigma = Q_e n\mu_n + Q_e p\mu_p = \sigma_n + \sigma_p} \qquad 2.7$$

Η συνεισφορά των δύο φορέων στην αγωγιμότητα θα εξαρτηθεί κατά κύριο λόγο από τις συγκεντρώσεις n και p. Στο Σχ. 2.2 φαίνονται παραστατικά η εξάρτηση από τη θερμοκρασία, της κινητικότητας μ_n ηλεκτρονίων και μ_p οπών στο πυρίτιο Si, για διάφορα επίπεδα προσμείξεων.

Στον καθαρό ημιαγωγό, η αγωγιμότητα αυξάνεται με τη θερμοκρασία, επειδή η αύξηση της πυκνότητας των φορέων παίζει σημαντικότερο ρόλο από την αύξηση των κρούσεων. Δηλαδή η κινητικότητα μειώνεται λιγότερο από ότι αυξάνεται η πυκνότητα των φορέων και οι ημιαγωγοί έχουν αρνητικό συντελεστή θερμοκρασίας.



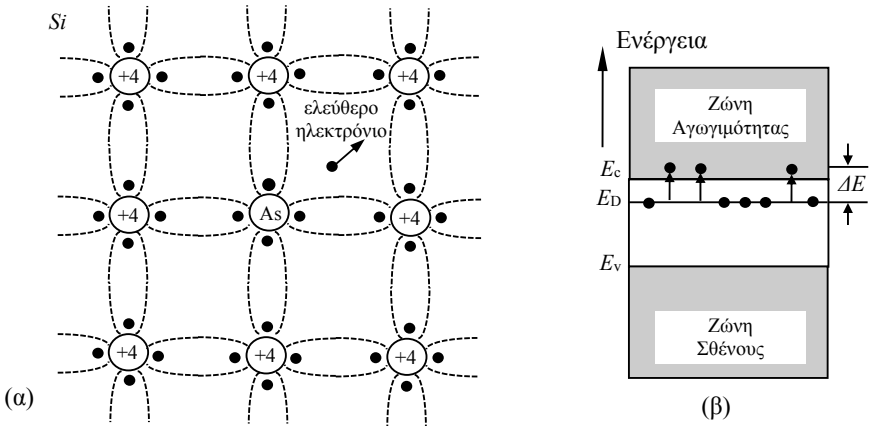
Σχ. 2.2. Θερμοκρασιακή εξάρτηση της κινητικότητας α) ηλεκτρονίων και β) οπών στο Si για προσμείξεις από $\leq 10^{14}$ /cm^3 μέχρι 10^{18} /cm^3. Οι διακεκομμένες γραμμές δείχνουν την προέκταση των θεωρητικών καμπυλών στην περιοχή θερμοκρασιών 200 K$\leq T \leq$ 500 K, [5].

2.3. Ημιαγωγοί με Προσμείξεις

Όπως προαναφέρθηκε, όσο και αν επιδιώξουμε την καθαρότητα του ημιαγωγού, αναγκαστικά αυτός θα περιέχει και άτομα προσμείξεων, τα οποία θα δημιουργούν τις δικές τους ενεργειακές στάθμες. Οι πρόσθετες αυτές στάθμες λέγονται στάθμες προσμείξεων και μπορεί να βρίσκονται είτε μέσα σε επιτρεπόμενη ενεργειακή ζώνη είτε μέσα στην απαγορευμένη ζώνη του υλικού και σε διάφορες αποστάσεις από τις βάσεις E_c και E_v. Πιο συχνά όμως, προσθέτουμε εμείς οι ίδιοι προσμείξεις κατάλληλου υλικού για να προσδώσουμε στον αρχικό ημιαγωγό ορισμένες επιθυμητές ιδιότητες.

2.3.1. Δότες - Ημιαγωγοί τύπου n

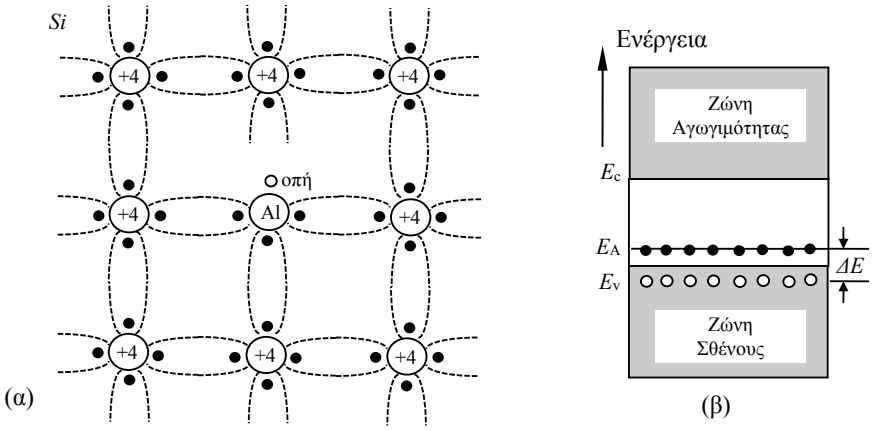
Ας υποθέσουμε, ότι στον κρύσταλλο πυριτίου, μερικά άτομα Si έχουν αντικατασταθεί από πεντασθενή άτομα, λ.χ. αρσενικού (As). Είναι φανερό ότι, ενώ τα 4 ηλεκτρόνια σθένους κάθε ατόμου As θα μετέχουν σε ένα δεσμό, το πέμπτο ηλεκτρόνιο, αμέτοχο σε δεσμό, θα συγκρατείται πολύ χαλαρά και αρκεί επομένως η προσφορά πολύ μικρής ενέργειας ΔΕ για να αποσπαστεί και να γίνει ηλεκτρόνιο αγωγιμότητας.



Σχ. 2.3. Η προσθήκη πεντασθενών προσμείξεων δημιουργεί "στάθμη δοτών" κοντά στην E_c και δίνει ηλεκτρόνια αγωγιμότητας και σε χαμηλές ακόμα θερμοκρασίες, [14].

Η φυσική αυτή κατάσταση, που φαίνεται στο Σχ. 2.3α, αντιστοιχεί στο ενεργειακό διάγραμμα του Σχ. 2.3β. Φαίνεται δηλαδή, ότι αφού με λίγη ενέργεια ΔΕ αποκτάμε ηλεκτρόνια αγωγιμότητας, η πεντασθενής πρόσμειξη δημιουργεί νέες δυνατές στάθμες μέσα στη απαγορευμένη ζώνη και πολύ κοντά στην E_c. Η πρόσμειξη αυτή λέγεται δότης, γιατί δίνει ηλεκτρόνια. Η νέα στάθμη δεν είναι τίποτα άλλο από την ενεργειακή κατάσταση των πέμπτων ηλεκτρονίων. Την λέμε στάθμη δοτών και την συμβολίζουμε με E_D (από το Donor). Επειδή η ενέργεια $\Delta E \geq E_c - E_D$ είναι πολύ μικρή (για As ~ 0.05 eV), πολλές δεκάδες φορές μικρότερη του E_G, αρκεί η συνηθισμένη θερμική διαταραχή για την απόσπαση πρακτικά όλων των πέμπτων ηλεκτρονίων των δοτών. Αυτό σημαίνει αθρόα παροχή ηλεκτρονίων στη ζώνη αγωγιμότητας, αλλά συγχρόνως μείωση του πλήθους p των οπών, λόγω του νόμου των μαζών $pn = n_i^2$.

Έτσι τελικά θα επικρατήσουν οι αρνητικοί φορείς, δηλ. τα ηλεκτρόνια που θα είναι φορείς πλειονότητας ή πλειοψηφίας, και γι' αυτό μιλάμε πια για ημιαγωγό τύπου n και για προσμείξεις τύπου n.



Σχ. 2.4. Η προσθήκη τρισθενών προσμείξεων δημιουργεί "στάθμη αποδεκτών" κοντά στην E_v και τροφοδοτεί τη ζώνη σθένους με οπές και σε χαμηλές ακόμα θερμοκρασίες, [14].

2.3.2. Αποδέκτες - Ημιαγωγοί τύπου p

Έστω τώρα, ότι μερικά άτομα πυριτίου έχουν αντικατασταθεί στο κρυσταλλικό πλέγμα από άτομα τρισθενούς, λ.χ. Αλουμινίου (Al). Κάθε άτομο Al δημιουργεί έναν ασυμπλήρωτο δεσμό σθένους, πράγμα που είναι μια ανωμαλία στην ομοιομορφία του πλέγματος, όπως φαίνεται στο Σχ. 2.4α, και γίνεται έδρα γένεσης μιας οπής. Πραγματικά, η ανωμαλία αυτή καταργείται εύκολα από ένα γειτονικό ηλεκτρόνιο σθένους. Αρκεί γι'αυτό, η προσφορά πολύ μικρής ενέργειας ΔΕ σε ένα ηλεκτρόνιο που έχει ήδη αρκετή ενέργεια ~ E_v. Για το Al ΔΕ~ 0.06 eV.

Σε ενεργειακό πεδίο αυτό σημαίνει τη δυνατότητα μετακίνησης ενός ηλεκτρονίου από τη ζώνη σθένους και την εγκατάστασή του μέσα στην απαγορευμένη ζώνη με ταυτόχρονη δημιουργία μιας οπής.

Επειδή και σε συνηθισμένη ακόμα θερμοκρασία, σχεδόν όλα τα άτομα προσμείξεων δέχονται από ένα ηλεκτρόνιο, λέγονται *αποδέκτες*, η νέα επιτρεπόμενη στάθμη *στάθμη αποδεκτών* και συμβολίζεται με E_A (από το Acceptor). Η αθρόα αύξηση του πλήθους οπών, που οδηγεί συγχρόνως και σε μείωση των ηλεκτρονίων, κάνει ώστε τελικά οι θετικοί φορείς, δηλ. οι οπές, να είναι οι *φορείς πλειονότητας* ή *πλειοψηφίας* και μιλάμε πια για ημιαγωγό τύπου *p* και για προσμείξεις τύπου *p.*

2.4. Η αγωγιμότητα των ημιαγωγών τύπου p και n

Πρέπει να τονιστεί ότι η προσθήκη ελάχιστου ποσοστού προσμείξεων τύπου p ή n, λ.χ. ποσοστού 10^{-8} αρκεί για να αυξήσει κατά πολύ, π.χ. κατά 10 φορές, την αγωγιμότητα του υλικού στη συνηθισμένη θερμοκρασία. Οι προσμείξεις έχουν συνήθως πυκνότητα N πολύ μεγαλύτερη από την πυκνότητα των φορέων του καθαρού ημιαγωγού και σχεδόν κάθε ένα από τα άτομά τους, είτε δίνει είτε παίρνει ένα ηλεκτρόνιο προς ή από τις επιτρεπόμενες ζώνες του ημιαγωγού.

Για παράδειγμα, δίνουμε παρακάτω ορισμένες χαρακτηριστικές πυκνότητες ισορροπίας των ευρύτατα χρησιμοποιούμενων ημιαγωγών, στη θερμοκρασία περιβάλλοντος:

Si: $n_i \sim 1 \times 10^{10}$ /cm^3
Ge: $n_i \sim 2 \times 10^{13}$ /cm^3
GaAs: $n_i \sim 2 \times 10^{6}$ /cm^3

Η πυκνότητα του υλικού Si είναι n ~ 5 × 10^{22} άτομα/cm^3, πράγμα που σημαίνει ότι στη θερμοκρασία περιβάλλοντος, μόνο ένα άτομο πυριτίου στα 10^{12} έχει ιονιστεί και έχει δώσει ηλεκτρόνιο της ζώνης αγωγιμότητας!!!

Στην περίπτωση του ημιαγωγού τύπου n, η πυκνότητα των δοτών N_D είναι $N_D >> n_i$. Εξ' άλλου, επειδή κάθε άτομο προσμείξεως δίνει ένα ηλεκτρόνιο στη ζώνη αγωγιμότητας του ημιαγωγού, θα είναι

$$n \cong N_D \qquad 2.8$$

Στην περίπτωση ημιαγωγού τύπου p, η πυκνότητα των αποδεκτών N_A είναι $N_A >> n_i$ και επειδή και εδώ κάθε άτομο προσμείξεως παίρνει ένα ηλεκτρόνιο από τη ζώνη σθένους του ημιαγωγού δημιουργώντας μια οπή, θα είναι

$$p \cong N_A \qquad 2.9$$

Βεβαίως, οι πυκνότητες αυτές είναι πάντοτε εκθετική συνάρτηση της θερμοκρασίας. Η αγωγιμότητα των ημιαγωγών με προσμείξεις θα είναι τελικά

$$\boxed{\begin{array}{ll} \sigma_n \cong Q_e N_D \mu_n \ \text{ για τον ημιαγωγό τύπου n} & 2.10 \\ \sigma_p \cong Q_e N_A \mu_p \ \text{ για τον ημιαγωγό τύπου p} & 2.11 \end{array}}$$

Αν N_D είναι η συγκέντρωση των δοτών και αν υποθέσουμε ότι είναι όλοι ιονισμένοι, θα έχουμε από αυτούς και μόνο N_D ηλεκτρόνια αγωγιμότητας στη μονάδα του όγκου. Τότε, η θερμική παραγωγή ζευγών ηλεκτρονίων-οπών από τον υπόλοιπο καθαρό ημιαγωγό-υποδοχής θα περιοριστεί σε $n_i' = p_i'$, έτσι ώστε σύμφωνα με το νόμο των μαζών να έχουμε

$$(N_D + n_i')p_i' = n_i^2 \qquad 2.12$$

ή παραλείποντας το n_i' ($<<N_D$) παίρνουμε τη συγκέντρωση $p_n = p_i'$ των οπών (μειονότητας) μέσα στον ημιαγωγό τύπου n:

$$p_n = \frac{n_i^2}{N_D} \qquad 2.13$$

Εντελώς αντίστοιχα παίρνουμε τη συγκέντρωση των ηλεκτρονίων (μεινότητας) μέσα στον ημιαγωγό τύπου p

$$n_p = \frac{n_i^2}{N_A} \qquad 2.14$$

όπου N_A, η συγκέντρωση ατόμων αποδεκτών από τα οποία αποτελείται τώρα η πρόσμειξη.

Ας συγκρίνουμε τώρα την αγωγιμότητα μετά και πριν την προσθήκη προσμείξεων σε ημιαγωγό τύπου n, για δοσμένη θερμοκρασία. Για τον καθαρό ημιαγωγό ($p_i = n_i$), έχουμε από την εξ. 2.7

$$\sigma_i = Q_e(n_i\mu_n + p_i\mu_p) = Q_e n_i(\mu_n + \mu_p) \qquad 2.15$$

Για τον ημιαγωγό τύπου n ισχύει

$$n_n = N_D \quad , \quad p_n = \frac{n_i^2}{N_D}$$

και έχουμε

$$\sigma_n = Q_e(N_D\mu_n + \frac{n_i^2}{N_D}\mu_p) \qquad 2.16$$

Διαιρώντας τις εξ. 2.15 και 2.16 παίρνουμε

$$\frac{\sigma_n}{\sigma_i} = \frac{N_D\mu_n + \frac{n_i^2}{N_D}\mu_p}{n_i(\mu_n + \mu_p)} = \frac{\frac{N_D}{n_i} + \frac{n_i}{N_D}\frac{\mu_p}{\mu_n}}{1 + \frac{\mu_p}{\mu_n}} \qquad 2.17$$

Οι κινητικότητες μ_n και μ_p ηλεκτρονίων και οπών είναι γνωστές στις διάφορες θερμοκρασίες. Λ.χ. για το Si στους T=300°K είναι $\mu_n \cong 2.6\ \mu_p$. Παρατηρούμε ότι και για μικρές ακόμα προσμείξεις $N_D >> n_i$ δηλ. $\frac{n_i}{N_D} << 1$ έχουμε, λ.χ. για το πυρίτιο,

$$\frac{\sigma_n}{\sigma_i} \cong 0.72\frac{N_D}{n_i}$$

2.4.1. Στάθμη Fermi και ενεργειακή κατανομή στους ημιαγωγούς τύπου p ή n

Η παρουσία δοτών ή αποδεκτών τροποποιεί, όπως είδαμε, τους πληθυσμούς των ζωνών αγωγιμότητας και σθένους. Οι πληθυσμοί όμως αυτοί δίνονται και πάλι από τα ολοκληρώματα 1.16 και 1.21 και τελικά από τις σχέσεις 1.17 και 1.22. Η μόνη διαφορά είναι ότι τώρα $n \neq p$. Αυτό δεν επηρεάζει τις πυκνότητες καταστάσεων N(E), μετακινεί όμως την f(E) γιατί η στάθμη Fermi δεν έχει πια την τιμή E_{F_i} του καθαρού ημιαγωγού. Ας υπολογίσουμε τη νέα της θέση, παίρνοντας το λογάριθμο του πηλίκου $\frac{n}{p}$ από τις 1.17, 1.22

$$\ln\frac{n}{p} = \ln\frac{N_c}{N_v} - \frac{E_c + E_v - 2E_F}{kT} \qquad 2.18$$

από όπου

$$\boxed{E_F = \frac{E_c + E_v}{2} - \frac{kT}{2}\ln\frac{N_c}{N_v} + \frac{kT}{2}\ln\frac{n}{p}}$$

και τελικά

$$\boxed{E_F = E_{F_i} + \frac{kT}{2}\ln\frac{n}{p}} \qquad 2.19$$

Δηλ. η στάθμη Fermi είναι μετατοπισμένη από τη θέση E_{F_i} προς το μέρος της ζώνης που έχει τους πολυπληθέστερους φορείς, ή, όπως λέμε, τους φορείς πλειονότητας. Τα πιο πάνω φαίνονται για ημιαγωγό τύπου n στο Σχ. 2.5. Αποτέλεσμα της μετατόπισης της f(E) είναι η τροποίηση της ενεργειακής κατανομής ρ(E) των ηλεκτρονίων και των οπών.

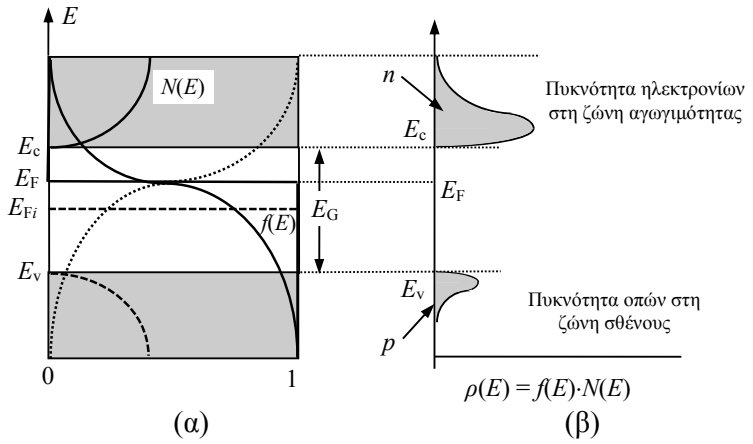
Εάν ο ημιαγωγός είναι τύπου n με N_D συγκέντρωση ατόμων δοτών, μπορούμε να θεωρήσουμε ότι $n_n \cong N_D$ οπότε από την 1.17 έχουμε

$$E_{F_n} = E_c - kT\ln\frac{N_c}{N_D} \qquad 2.20$$

Εντελώς ανάλογα από την 1.22 έχουμε για ημιαγωγό τύπου p, θεωρώντας $p_p \cong N_A$:

$$E_{F_p} = E_v + kT\ln\frac{N_v}{N_A} \qquad 2.21$$

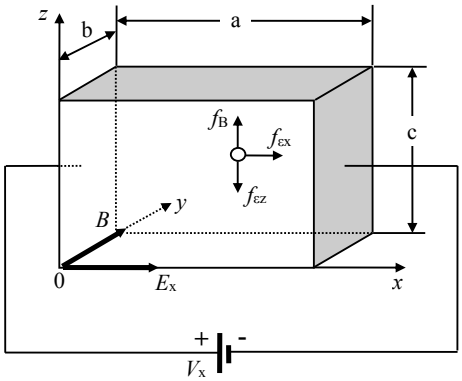
Οι εξ. 2.20 και 2.21 δίνουν τη θέση της στάθμης Fermi E_F για ημιαγωγό τύπου n και p αντίστοιχα ως προς τις στάθμες E_c και E_v.



Σχ. 2.5. Η μετατόπιση της στάθμης Fermi συνοδεύεται από την τροποποίηση της ενεργειακής κατανομής των ηλεκτρονίων και των οπών. Εδώ φαίνεται η περίπτωση ημιαγωγού τύπου *n*, [14].

2.5. Φαινόμενο Hall

Υπάρχει μια πειραματική μέθοδος που βασίζεται στο λεγόμενο φαινόμενο Hall για τον προσδιορισμό του τύπου ενός ημιαγωγού n ή p καθώς και για τη μέτρηση της πυκνότητας των φορέων ή της κινητικότητάς τους μ_n ή μ_p.



Σχ. 2.6. Το φαινόμενο Hall. Οι φορείς (οπές) υφίστανται μαγνητική δύναμη κατά την κατεύθυνση των θετικών *z*, [16].

Στο Σχ. 2.6 φαίνεται ένα δοκίμιο (πρίσμα) από ημιαγωγό τύπου p, στο οποίο έχει επιβληθεί μια τάση V_x κατά μήκος του άξονα x. Από την τάση αυτή προκύπτει ένα ηλεκτρικό πεδίο $\mathcal{E}_x$ κατά τον x και μια δύναμη ίση με

$$\overline{f_{Ex}} = Q_e \cdot \mathcal{E}_x \qquad 2.22$$

Η δύναμη αυτή ενεργεί πάνω στους θετικούς φορείς “οπές” του ημιαγωγού. Κάθετα στη ροή των φορέων και κατά τον άξονα των y επιβάλλεται ένα μαγνητικό πεδίο εντάσεως $\overline{B}$. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα, λόγω της ταχύτητας των θετικών φορέων κατά τον x, να επιβληθεί πάνω στους φορείς αυτούς μια δύναμη, που σύμφωνα με το νόμο του εξωτερικού γινομένου θα είναι ίση με

$$\overline{f_B} = Q_e(\overline{\upsilon} \times \overline{B}) \qquad 2.23$$

Η δύναμη αυτή είναι στην περίπτωσή μας κάθετη πάνω στην $\overline{f_{Ex}}$ και έχει κατεύθυνση κατά τον z. Αυτή θα προκαλούσε μια συνιστώσα κίνησης κατά τον z, αλλά τελικά προκαλεί μόνο μια πύκνωση της ροής των φορέων προς τα πάνω και μια αντίστοιχη αραίωση από κάτω. Με τον τρόπο αυτό προκύπτει μια διαφορά δυναμικού V_H κατά μήκος του z και από αυτήν ένα πεδίο $\mathcal{E}_z$ και μια δύναμη $\overline{f_{Ez}}$ κατά την αντίθετη προς τον z φορά. Η δύναμη αυτή είναι ίση κατά μέτρο με την $\overline{f_B}$ και την αντισταθμίζει. Η εξίσωση των δύο αυτών δυνάμεων μας δίνει με ορισμένες παραδοχές

$$\overline{f_{Ez}} = Q_e \cdot \mathcal{E}_z = -Q_e \frac{V_H}{c} \qquad 2.24$$

$$\overline{f_B} = Q_e(\overline{\upsilon} \times \overline{B}) \qquad 2.25$$

και επειδή το ρεύμα I ισούται με

$$I = pQ_e bc\upsilon_x \qquad 2.26$$

απαλείφουμε το υ_x μεταξύ της 2.25 και 2.26, και εξισώνοντας την 2.24 με την 2.25 παίρνουμε το μέγεθος $R_p^* = \frac{1}{pQ_e}$ που ονομάζεται σταθερά του Hall και ισούται θεωρητικά με

$$R_p^* = \frac{V_H b}{BI} = \frac{1}{pQ_e} \qquad 2.27$$

Η σταθερά αυτή προκύπτει από μετρούμενα μεγέθη, δηλαδή την τάση V_H που επικρατεί ανάμεσα στις οριζόντιες επιφάνειες του ημιαγωγού, το πάχος b, το ρεύμα I, και την ένταση του μαγνητικού πεδίου B. Η παραπάνω σχέση βγήκε με την παραδοχή ότι όλοι οι φορείς (οπές) κινούνται με τη μέση ταχύτητα ολισθήσεως υ_x. Στην πραγματικότητα οι φορείς έχουν ταχύτητες, τυχαίας θερμικής κατανομής. Εάν ληφθεί υπόψη η κατανομή αυτή, βρίσκεται ότι η 2.27 εξακολουθεί να ισχύει αλλά διορθωμένη κατά ένα πολλαπλασιαστικό παράγοντα, δηλαδή

$$\boxed{\begin{aligned} R_p^* &= \frac{V_H b}{BI} = \frac{3\pi}{8}\frac{1}{pQ_e} \\ R_n^* &= \frac{V_H b}{BI} = -\frac{3\pi}{8}\frac{1}{nQ_e} \end{aligned}}$$

(m^3/Cb) για οπές 2.28

(m^3/Cb) για ηλεκτρόνια 2.29

Από τους συντελεστές αυτούς υπολογίζεται και η κινητικότητα όταν γνωρίζουμε την ειδική αγωγιμότητα *σ* και από τις σχέσεις 2.8, 2.9, 2.10, και 2.11

$$\mu_n = -\frac{8}{3\pi}\sigma_n R_n \qquad 2.30$$

$$\mu_p = \frac{8}{3\pi}\sigma_p R_p \qquad 2.31$$

Εφαρμογές: Εφόσον η V_H είναι ανάλογη της μαγνητικής έντασης B (για δεδομένο ρεύμα I), το φαινόμενο Hall χρησιμοποιείται σε όργανα μέτρησης του μαγνητικού πεδίου. Υπάρχει επίσης και άλλο όργανο, που ονομάζεται πολλαπλασιαστής φαινομένου Hall, το οποίο δίνει έξοδο ανάλογη προς το γινόμενο δύο σημάτων. Εάν το I γίνει ανάλογο προς τη μία είσοδο και εάν το B είναι γραμμική συνάρτηση του δεύτερου σήματος, τότε από τις εξ. 2.24, 2.25 και 2.26 προκύπτει ότι η V_H είναι ανάλογη του γινομένου των δύο εισόδων.

3. Δίοδος λυχνία – Κρυσταλλοδίοδος – Δίοδος Zener

3.1. Ιστορική αναδρομή

Η χρήση του ηλεκτρικού ρεύματος σαν μέσου μεταφοράς ενέργειας από τα τέλη του 19ου αιώνα βασίστηκε σε καλούς αγωγούς, σε μέταλλα όπως ο χαλκός και το αλουμίνιο και σε μονωτές όπως το γυαλί και η πορσελάνη. Η ηλεκτρική αγωγιμότητα στα στερεά αυτά δεν είχε κατανοηθεί καλά αλλά το γεγονός αυτό δεν εμπόδισε την χρήση τους σε αρκετά πολύπλοκες ηλεκτρικές διατάξεις. Σχεδόν αμέσως με την χρήση του ηλεκτρισμού για την μεταφορά ενέργειας, ο τηλέγραφος ανοίγει την εποχή της μεταφοράς πληροφορίας μεγάλης ταχύτητας σε όλο τον πλανήτη. Τον Δεκέμβριο του 1902 ο G. Marconi, με χρήση μόνο ηλεκτρικών, όχι ηλεκτρονικών, διατάξεων ελευθερώνει την τηλεπικοινωνία μεγάλων αποστάσεων από τον δεσμό του σύρματος, γεφυρώνοντας τον Ατλαντικό με ραδιοκύματα. Η ηλεκτρονική εποχή ανοίγει λίγο αργότερα το 1906 από τον Lee DeForest και την τρίοδο λυχνία του. Για πρώτη φορά είναι δυνατός ο καθορισμός του ρεύματος σε ένα κύκλωμα από ένα άλλο κύκλωμα πολύ μικρότερης ισχύος. Στα επόμενα 40 χρόνια, που σημαδεύονται από δύο παγκόσμιους πόλεμους, τα ηλεκτρονικά κυκλώματα με βάση τις λυχνίες κενού φέρνουν ανάμεσα σε άλλα, το ραδιόφωνο, την τηλεόραση και το ραντάρ αλλά και τους πρώτους υπολογιστές χωρίς γρανάζια.

Παράλληλα έχει αρχίσει η προσπάθεια να αξιοποιηθούν οι περίεργες και ενδιαφέρουσες ιδιότητες αγωγιμότητας μιας άλλης κατηγορίας στερεών σωμάτων: των ημιαγωγών, με την ελπίδα ότι θα αντικαταστήσουν, στα ηλεκτρονικά κυκλώματα, τις ογκώδεις και ενεργοβόρες λυχνίες που καίγονται πολύ συχνά. Εδώ η τεχνολογία χρειάζεται να περιμένει την καλύτερη κατανόηση των φαινομένων μεταφοράς φορτίου στους ημιαγωγούς για τους οποίους η τελειότητα της κρυσταλλικής δομής φαίνεται να έχει άμεσο αντίκρισμα στις εφαρμογές.

Έτσι, σταδιακά, η ηλεκτρική συμπεριφορά (χαρακτηριστικές) και επιδόσεις ανώτερες των διόδων λυχνιών, αρχίζουν να επιτυγχάνονται με τη χρήση των ημιαγωγών. Στο κεφάλαιο που ακολουθεί περιγράφεται η κατασκευή και λειτουργία της απλής διόδου λυχνίας και στη συνέχεια αναλύεται η κατασκευή και λειτουργία των ημιαγωγικών διόδων. Η μετάβαση από τις ενεργοβόρες, υψηλού κόστους και περιορισμένου χρόνου ζωής λυχνίες γίνεται απλά με αντικατάστασή τους στα κυκλώματα με χαμηλής κατανάλωσης, χαμηλού κόστους και απεριόριστου χρόνου ζωής ημιαγωγικές διόδους.

Δεν πρέπει να ξεχνούμε ότι πολλές από τις "σύγχρονες" ηλεκτρονικές διατάξεις όπως η τηλεόραση και το Radar λειτούργησαν με λυχνίες σε μία εποχή που οι ημιαγωγικές διατάξεις ή δεν υπήρχαν καθόλου ή ήταν ακόμα αντικείμενο έρευνας στα εργαστήρια, γι' αυτό κρίνεται απαραίτητο να ξεκινήσουμε την εισαγωγή στο κεφάλαιο με μια μικρή αναδρομή στις διόδους λυχνίες.

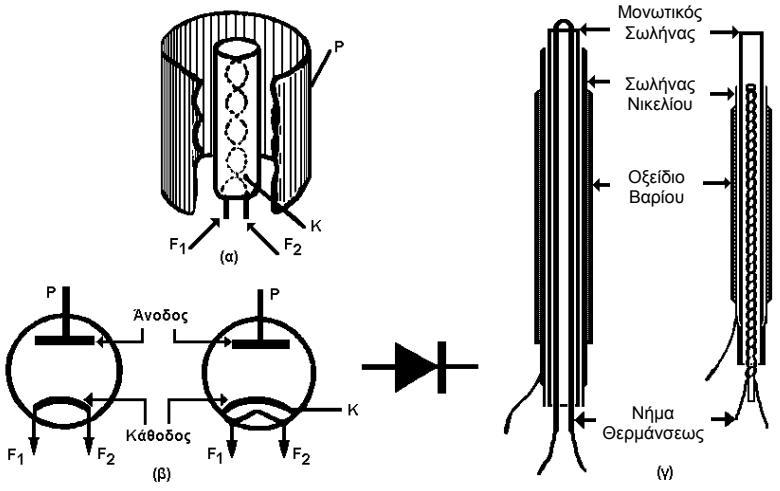
3.2. Δίοδος ή διπολική λυχνία

Η διπολική λυχνία ή απλά δίοδος αποτελείται από δύο ηλεκτρόδια, μία κάθοδο θερμαινόμενη και μία άνοδο, τοποθετημένα μέσα σε ένα γυάλινο περίβλημα κενό από αέρα. Σχεδιαστικά η δίοδος παριστάνεται όπως στο σχήμα 3.1β. Το αριστερό σχήμα παρουσιάζει λυχνία με απ' ευθείας θερμαινόμενη κάθοδο, δηλαδή το ίδιο το νήμα που θερμαίνεται από το ρεύμα χρησιμεύει σαν κάθοδος.

Το δεξί σχήμα παρουσιάζει μια έμμεσα θερμαινόμενη κάθοδο όπου το νήμα είναι τοποθετημένο στο εσωτερικό της καθόδου και είναι ηλεκτρικά μονωμένο από αυτήν. Στην πράξη η δίοδος αποτελείται από δύο ομοαξονικά ηλεκτρόδια, από τα οποία το κεντρικό είναι η κάθοδος K πού έχει μέσα το νήμα θερμάνσεως F και το εξωτερικό είναι η άνοδος P όπως φαίνεται στο σχήμα 3.1α.

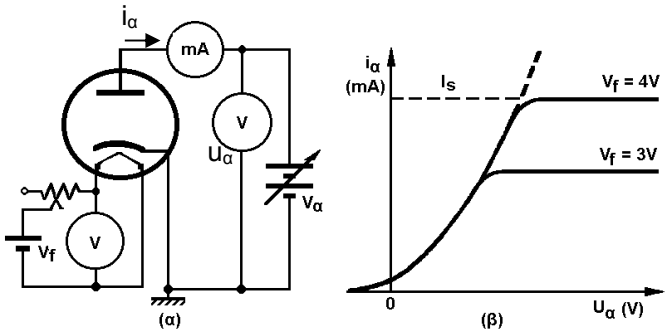
Στο σχήμα 3.1γ, φαίνονται διάφορα είδη καθόδων εμμέσου θερμάνσεως. Οι κάθοδοι αυτές έχουν ένα εξωτερικό επίχρισμα οξειδίου του Βαρίου το οποίο μειώνει το έργο εξόδου των ηλεκτρόνιων και αυξάνει τη θερμιονική εκπομπή. Όταν μετά από παρατεταμένη χρήση

“ξεφλουδίσει” το οξείδιο αυτό τότε μειώνεται η θερμιονική εκπομπή, πράγμα πού φαίνεται στην πράξη από τη μείωση του ρεύματος το οποίο παίρνουμε στην άνοδο. Αυτό χαρακτηρίζεται ως γήρανση της λυχνίας ή λέμε ότι η λυχνία είναι “πεσμένη”.



Σχ. 3.1. Δίοδος λυχνία: α) κατασκευαστική δομή, β) κυκλωματική απεικόνιση, και γ) κατασκευαστική δομή θερμαινόμενης καθόδου, [16].

3.3. Πειραματική χαρακτηριστική της διόδου



Σχ. 3.2. α) Πειραματική διάταξη και, β) χαρακτηριστική ρεύματος-τάσης διόδου λυχνίας, [16].

Αν συνδέσουμε τη δίοδο σε ένα κύκλωμα όπως αυτό του σχήματος 3.2α, θα παρατηρήσουμε από τα όργανα του κυκλώματος ανόδου ότι αυξάνοντας την τάση ανόδου V_α, ξεκινώντας από το μηδέν, αυξάνεται παράλληλα και το ρεύμα ανόδου i_α και αν χαράξουμε μία καμπύλη πάνω σε δύο άξονες i_α και V_α θα προκύψει η καμπύλη του σχήματος 3.2β η οποία έχει εκθετική μορφή. Μετά όμως από μία ορισμένη τιμή του ρεύματος ανόδου, αυτό παύει να αυξάνεται έστω και αν συνεχίσει να αυξάνεται η τάση ανόδου. Αυτό σημαίνει ότι φτάσαμε στο ρεύμα κόρου I_s του κυκλώματος ανόδου. Το ρεύμα κόρου είναι εκείνο πού υπολόγισε ο Richardson και είναι συνάρτηση της θερμοκρασίας. Δηλαδή αν αυξήσουμε το ρεύμα θερμάνσεως των νημάτων, τότε αυξάνεται η θερμοκρασία και μαζί μ' αυτήν και το ρεύμα κόρου.

Αν στο ίδιο κύκλωμα επιβάλουμε ανάστροφη τάση στην άνοδο, δηλαδή συνδέσουμε τον αρνητικό πόλο της πηγής στην άνοδο, το ρεύμα μηδενίζεται.

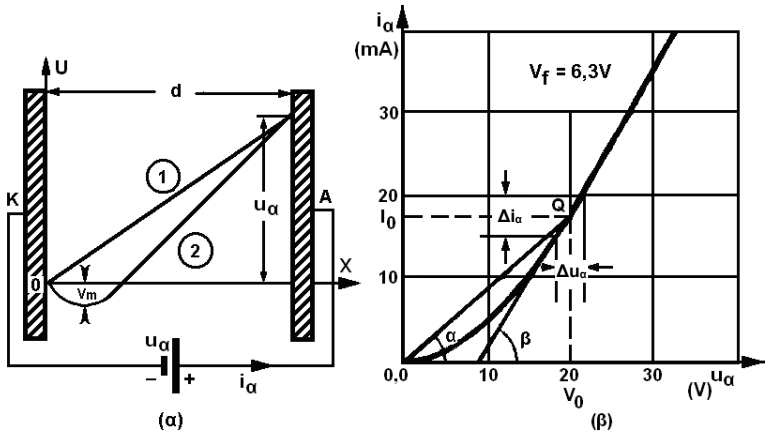
Η συμπεριφορά αυτή της διόδου στο κύκλωμα οφείλεται στο ότι λόγω της θερμιονικής εκπομπής σχηματίζεται γύρω από την κάθοδο ένα νέφος ηλεκτρονίων το οποίο αναχαιτίζει τη θερμιονική εκπομπή. Ένα μέρος από τα ηλεκτρόνια αυτά έλκονται προς την άνοδο μόνον όταν αυτή έχει δυναμικό θετικότερο της καθόδου και αυτά είναι τόσο περισσότερα όσο μεγαλύτερη είναι η θετική τάση της ανόδου. Το φαινόμενο αυτό συνεχίζει να παρατηρείται μέχρις ότου εξαντληθεί το νέφος των ηλεκτρονίων οπότε όλα τα ηλεκτρόνια πού βγαίνουν στη συνέχεια από την κάθοδο πηγαίνουν κατ' ευθείαν στην άνοδο και άρα έχουμε φθάσει στον

κόρο. Αν ή άνοδος έχει αρνητική τάση τότε τα ηλεκτρόνια απωθούνται και το ρεύμα μηδενίζεται.

3.4. Θεωρητικός προσδιορισμός χαρακτηριστικής διόδου

Θεωρούμε τη διάταξη του σχήματος 3.3α όπου άνοδος και κάθοδος θεωρούνται για απλοποίηση σαν δύο επίπεδα ηλεκτρόδια. Η απόσταση μεταξύ των δύο ηλεκτροδίων έστω d και η τάση μεταξύ ανόδου και καθόδου V_α. Στο σχήμα θεωρούμε επίσης ένα κατακόρυφο άξονα δυναμικών φ με αρχή στην επιφάνεια της καθόδου, όπου αρχίζει και ένας οριζόντιος άξονας αποστάσεων των X.

Αν το ηλεκτρόδιο της καθόδου είναι ψυχρό η κατανομή του δυναμικού μεταξύ καθόδου και ανόδου ακολουθεί την ευθεία 1, είναι δηλαδή 0 στην κάθοδο και u_α στην άνοδο, γιατί δεν θα υπάρχουν ηλεκτρικά φορτία ανάμεσά τους. Αν θερμανθεί η κάθοδος εμφανίζονται αμέσως ανάμεσα στα ηλεκτρόδια αρνητικά ηλεκτρικά φορτία (ηλεκτρόνια) τα οποία κατεβάζουν το δυναμικό του σημείου πού βρίσκονται και παίρνουμε έτσι την καμπύλη κατανομής δυναμικού 2 .



Σχ. 3.3. α) Θεωρητική διάταξη λυχνίας, β) χάραξη χαρακτηριστικής με θεωρητικό υπολογισμό, [16].

Η ροή των ηλεκτρόνιων προς την άνοδο είναι συνάρτηση του φορτίου αυτού στο χώρο μεταξύ καθόδου και ανόδου και συνεπώς της τάσης u_α πού το ελέγχει.

Το φαινόμενο περιγράφεται με τη βοήθεια της εξίσωσης του Poisson

$$\nabla^2\varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon_0} \qquad 3.1$$

πού εκφράζει στο χώρο τη σχέση ανάμεσα στο δυναμικό φ(X,Y,Z), το οποίο είναι συνάρτηση της θέσης (X,Y,Z) στο χώρο, και την πυκνότητα ρ(X,Y,Z) η οποία είναι και αυτή συνάρτηση της θέσης στο χώρο.

Αν για απλοποίηση κάνουμε την παραδοχή, ότι το δυναμικό και το φορτίο μεταβάλλονται μόνο κατά τον άξονα των X στο χώρο, τότε η εξίσωση 3.1 γίνεται

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon_0} \qquad 3.2$$

Τα ηλεκτρόνια πού ξεκινούν από την κάθοδο, δηλαδή από τη θέση x=0, φ=0 μπορούμε επίσης να παραδεχθούμε ότι έχουν μηδενική αρχική ταχύτητα, οπότε στην τυχούσα θέση x, θα έχουν ταχύτητα

$$v = \sqrt{2Q_e\varphi / m_e} \qquad 3.3$$

και στη θέση x=d, φ=u_α θα έχουν ταχύτητα

$$v_d = \sqrt{2Q_e u_\alpha / m_e} \qquad 3.4$$

επίσης είναι γνωστό ότι η πυκνότητα ρεύματος ηλεκτρονίων ισούται με

$$J = -\rho v \qquad 3.5$$

τότε αντικαθιστώντας την 3.3 στην 3.5 και αυτές στην 3.1 βγαίνει μία διαφορική εξίσωση

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{J}{\varepsilon_0\sqrt{2Q_e/m_e}\,\varphi^{1/2}} \qquad 3.6$$

η οποία ολοκληρώνεται στα όρια

$$x = 0\,,\ \varphi = 0$$
$$x = d\,,\ \varphi = u_\alpha$$

και δίνει την πυκνότητα ρεύματος της διόδου συναρτήσει της τάσης ανόδου

$$J = Ku_\alpha^{3/2} \qquad 3.7$$

Αν πολλαπλασιάσουμε την πυκνότητα ρεύματος J με την επιφάνεια της καθόδου A, τότε προκύπτει το ρεύμα ανόδου i_α που εκφράζεται από τη σχέση

$$i_\alpha = AKu_\alpha^{3/2} \qquad 3.8$$

Στο σχήμα 3.3β έχει χαραχθεί η καμπύλη αυτή η οποία συμπίπτει με την πειραματική του σχήματος 3.2β. Η δίοδος λοιπόν σαν στοιχείο κυκλώματος είναι μη γραμμικό στοιχείο, γι' αυτό και παρατηρούμε ότι παρουσιάζει διαφορετική αντίσταση στο συνεχές από ότι στο εναλλασσόμενο ρεύμα. Εκτός αυτού η αντίστασή του δεν είναι σταθερή και ανεξάρτητη από το ρεύμα ή την τάση όπως συμβαίνει με τα γραμμικά στοιχεία.

Αν θεωρήσουμε ένα σημείο Q πάνω στην χαρακτηριστική καμπύλη μιας διόδου και το σημείο αυτό το προβάλουμε στους άξονες ρεύματος και τάσης, αυτό θα αντιστοιχεί σ' ένα ρεύμα I_0 και σε μία τάση V_0. Το πηλίκο αυτών των δύο μεγεθών είναι η αντίσταση συνεχούς ρεύματος στο σημείο Q, δηλαδή

$$\rho_{\Sigma P} = \frac{V_0}{I_0} = K_\rho \sigma\varphi\,\alpha \quad (\Omega) \qquad 3.9$$

Η αντίσταση συνεχούς εκφράζεται από το αντίστροφο της κλίσης της ευθείας 0Q, πού είναι η σφ α της γωνίας α και η οποία σχηματίζεται από την ευθεία 0Q και τον άξονα των u_α . Ο συντελεστής K_ρ χρησιμεύει για την μετατροπή της αδιάστατης σφ α σε διαστάσεις αντίστασης (Ω) και ισούται με το λόγο της κλίμακας τάσης προς την κλίμακα ρεύματος.

Αν στη συνέχεια υπερθέσουμε πάνω στην τάση V_0 ένα εναλλασσόμενο σήμα με τάση από κορυφή σε κορυφή Δu_α, τότε το ρεύμα στην άνοδο θα αρχίσει να κυμαίνεται και αυτό μέσα στην περιοχή Δi_α. Το πηλίκο αυτών των δύο μεταβολών είναι η αντίσταση εναλλασσομένου ρεύματος της διόδου στο σημείο Q. Η αντίσταση εναλλασσομένου εκφράζεται με το αντίστροφο της κλίσης της εφαπτομένης της καμπύλης στο σημείο αυτό, δηλαδή

$$\rho = \rho_{EP} = \frac{\Delta V_\alpha}{\Delta I_\alpha} = K_\rho \sigma\varphi\,\beta \quad (\Omega) \qquad 3.10$$

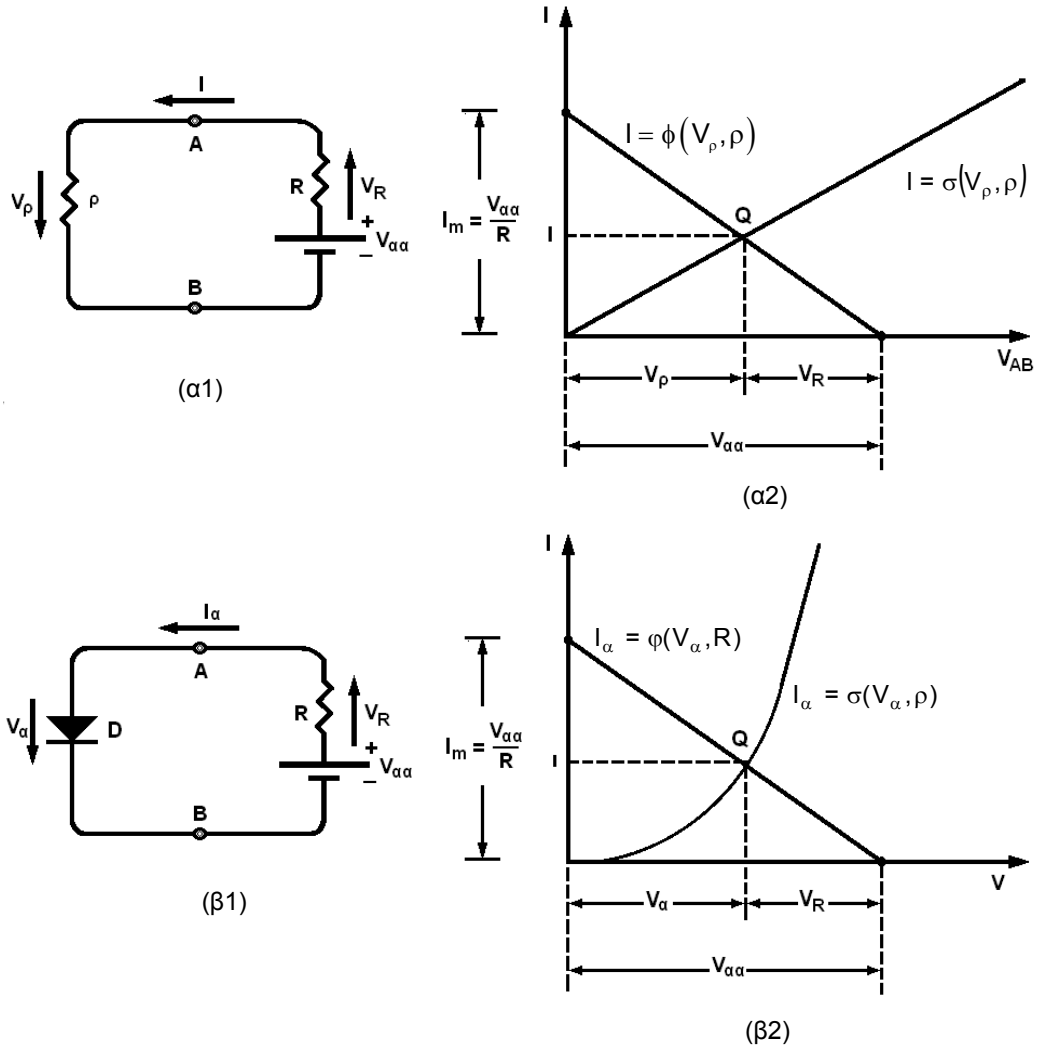
Το μέγεθος αυτό συμβολίζεται με το ρ απλώς, και λέγεται εσωτερική αντίσταση της λυχνίας στο σημείο Q.

Με την αντίσταση συνεχούς ρεύματος υπολογίζουμε τη σχέση ανάμεσα στις συνεχείς συνιστώσες τάσης και ρεύματος πάνω στη λυχνία, ενώ με την εσωτερική αντίσταση υπολογίζουμε τη σχέση ανάμεσα στις εναλλασσόμενες συνιστώσες τάσης και ρεύματος πάνω σ' αυτή.

3.5. Δυναμική λειτουργία της διόδου

Όταν ένα μη γραμμικό στοιχείο όπως η δίοδος περιλαμβάνεται μέσα σε κύκλωμα, δεν μπορούμε να επιλύσουμε το κύκλωμα αυτό με τις γνωστές μεθόδους της ηλεκτροτεχνίας. Στην περίπτωση αυτή η επίλυση γίνεται είτε γραφικά είτε προσεγγιστικά αναλυτικά. Γραφικά γίνεται με τη βοήθεια της χαρακτηριστικής καμπύλης του στοιχείου και προσεγγιστικά με τη βοήθεια ενός ισοδύναμου κυκλώματος το οποίο αντικαθιστά κατά προσέγγιση τη λυχνία με ένα γραμμικό κύκλωμα. Η πρώτη λύση χρησιμοποιείται όταν το πεδίο μεταβολών των τάσεων και ρευμάτων είναι τόσο μεγάλο ώστε να μην μπορούν να προσεγγισθούν με ευθείες τα καμπύλα τμήματα της χαρακτηριστικής της λυχνίας στα πεδία αυτά. Η δεύτερη λύση

χρησιμοποιείται όταν τα πεδία μεταβολής είναι τόσο μικρά ώστε μέσα σ' αυτά να μπορούμε να θεωρούμε τα τμήματα της χαρακτηριστικής της λυχνίας ευθείες.



Σχ. 3.4. Γραφική επίλυση κυκλώματος διόδου: α1) Γραμμικό ισοδύναμο κύκλωμα πόλωσης διόδου λυχνίας, α2) χαρακτηριστική ρεύματος-τάσης, ευθεία φορτίου και σημείο λειτουργίας γραμμικού ισοδύναμου κυκλώματος, β1) πραγματικό κύκλωμα πόλωσης διόδου λυχνίας, β2) χαρακτηριστική ρεύματος-τάσης, ευθεία φορτίου και σημείο λειτουργίας πραγματικού κυκλώματος, [16].

α) Γραφική Μέθοδος

Για την ευκολότερη κατανόηση της μεθόδου θα εφαρμοστεί αρχικά σ' ένα γραμμικό κύκλωμα. Έστω λοιπόν το κύκλωμα του σχήματος 3.4β1, το οποίο περιλαμβάνει τη δίοδο λυχνία D. Στη θέση του επιλύουμε, για εισαγωγή στη μέθοδο, το αντίστοιχο γραμμικό κύκλωμα του σχήματος 3.4α1 πού αποτελείται από μία πηγή $V_{\alpha\alpha}$ και δύο αντιστάσεις R και ρ. Η αντίσταση ρ έχει πάρει τη θέση του μη γραμμικού στοιχείου και η R είναι στο εξωτερικό κύκλωμα και αναφέρεται σαν αντίσταση φορτίου ή αντίσταση προστασίας. Το ρεύμα του κυκλώματος I περνά και από τις δύο αντιστάσεις.

Ζητείται να υπολογισθεί γραφικά η τιμή του ρεύματος I. Για τον υπολογισμό αυτό θα βρεθούν πάνω σ' ένα διάγραμμα, με άξονες το ρεύμα I και την τάση στα άκρα της ρ, $V_{AB} = V_\rho$, δύο γεωμετρικοί τόποι πού δίνουν ζεύγη τιμών I και V_ρ για δύο στοιχεία του κυκλώματος, τα ρ και R. Αυτό μπορεί να γίνει αν εκφράσουμε στο συγκεκριμένο διάγραμμα το νόμο του Ohm για την ρ μία φορά και για την R τη δεύτερη. Προκύπτουν με τον τρόπο αυτό δύο σχέσεις πού μεταφέρονται στο διάγραμμα του σχήματος 3.4α2.

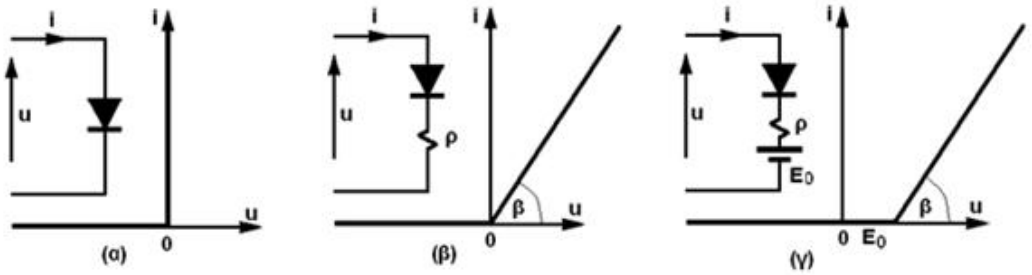
$$I = \frac{V_\rho}{\rho} = \sigma\left(V_\rho, \rho\right) \qquad 3.11$$

$$I = \frac{V_{\alpha\alpha} - V_\rho}{R} = \varphi\left(V_\rho, R\right) \qquad 3.12$$

Οι δύο σχέσεις είναι γραμμικές και πάνω στο διάγραμμα δίνουν δύο ευθείες. Η πρώτη ευθεία αρχίζει από το σημείο I = 0, V_ρ = 0 του διαγράμματος, όπως προκύπτει από τη σχέση 3.11 για I=0. Η δεύτερη αρχίζει από το I = $V_{\alpha\alpha}$ /R και τελειώνει στο V = $V_{\alpha\alpha}$ επειδή αυτές είναι οι τιμές πού παίρνει η 3.12 για V_ρ = 0 και για I = 0 αντίστοιχα.

Η τομή των δύο ευθειών είναι το ζητούμενο σημείο Q πού δίνει με τις συντεταγμένες του το ρεύμα I και την τάση V_ρ της αντίστασης ρ. Μπορούμε επίσης να διαβάσουμε την τάση V_R πάνω στην αντίσταση R αφού είναι γνωστό ότι πρέπει $V_\rho + V_R = V_{\alpha\alpha}$.

Αν στη συνέχεια θεωρήσουμε το πραγματικό κύκλωμα με τη δίοδο D του σχήματος 3.4β1, θα μπορέσουμε να το επιλύσουμε με τον ίδιο ακριβώς τρόπο αν στη θέση της συνάρτησης $I_\alpha = \varphi(V_\rho, \rho)$ της προηγούμενης περίπτωσης για την αντίσταση ρ χρησιμοποιήσουμε την αντίστοιχη συνάρτηση $I_\alpha = \varphi(V_\alpha, \rho)$ για τη δίοδο D . Η συνάρτηση όμως αυτή δεν είναι άλλη από τη χαρακτηριστική καμπύλη της διόδου, οπότε η τομή της ευθείας $I_\alpha = \varphi(V_\alpha , R)$ με την καμπύλη $I_\alpha = \varphi(V_\alpha, \rho)$ δίνει τη λύση. Η ευθεία πάνω στο διάγραμμα λέγεται ευθεία φορτίου και το σημείο Q σημείο ηρεμίας ή σημείο λειτουργίας του κυκλώματος. Και εδώ από το σημείο ηρεμίας βρίσκουμε το ρεύμα I_α και την τάση V_α της διόδου ή την τάση V_R της αντίστασης όπως φαίνεται και στο διάγραμμα 3.4β2.



Σχ. 3.5. α) Χαρακτηριστική ιδανικής διόδου, β) χαρακτηριστική πιο ρεαλιστικής διόδου, γ) χαρακτηριστική πραγματικής διόδου, [16].

<u>β) Αναλυτική Μέθοδος με Ισοδύναμο Κύκλωμα</u>

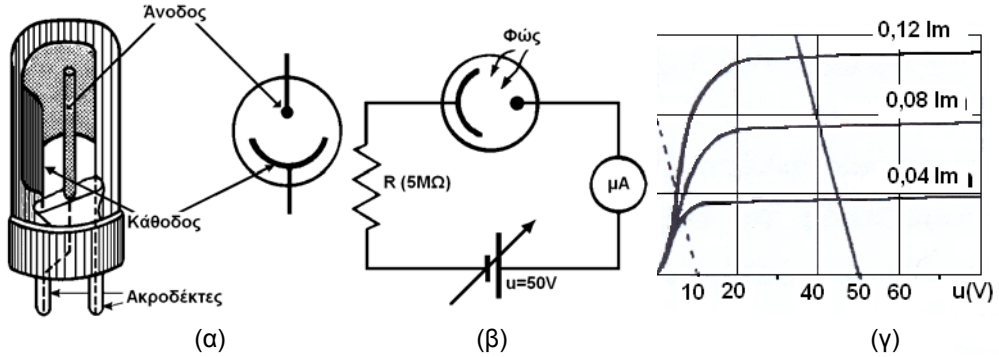
Η χαρακτηριστική καμπύλη μιας πραγματικής διόδου σε καμία περίπτωση δεν παριστάνει τη λειτουργία μιας ιδανικής διόδου. Για να ήταν ιδανική μία δίοδος θα έπρεπε να παρουσιάζει μηδενική αντίσταση στην ορθή πόλωση, όταν δηλαδή το ρεύμα είναι κατά τη φορά του βέλους της διόδου, και άπειρη αντίσταση στην ανάστροφη πόλωση, όταν δηλαδή το ρεύμα είναι αντίθετο προς τη φορά του βέλους. Μία τέτοια δίοδος που δεν παρουσιάζει εσωτερική αντίσταση κατά την ορθή πόλωση θα είχε χαρακτηριστική καμπύλη όπως εκείνη του σχήματος 3.5α. Το ισοδύναμο κύκλωμά της θα ήταν μία ιδανική δίοδος μόνο. Η καμπύλη όμως αυτή είναι αρκετά διαφορετική από εκείνη της πραγματικής διόδου. Για να πλησιάσουμε με γραμμικά στοιχεία, που έχουν χαρακτηριστικές αποτελούμενες από ευθείες, την καμπύλη μιας πραγματικής διόδου πρέπει να κάνουμε δύο αλλαγές στην ιδανική καμπύλη του σχήματος 3.5α. Πρώτα να της δώσουμε μία κλίση όπως στο σχήμα 3.5β και δεύτερο να την μετατοπίσουμε προς τα δεξιά όπως στο σχήμα 3.5γ. Η κλίση που δόθηκε στην ευθεία σημαίνει ότι στο κύκλωμα υπάρχει μία ωμική αντίσταση $\rho = K_\rho$ σφ β, όπου β η γωνία κλίσης και K_ρ ο συντελεστής κλίμακας. Στην περίπτωση του σχήματος 3.5α όπου η γωνία β είναι 90^0 τότε είναι και ρ = 0. Όσο μεγαλύτερη είναι η αντίσταση ρ τόσο μικρότερη είναι η γωνία β, πράγμα που ταιριάζει εξάλλου και με την έκφραση του νόμου του Ohm. Η μετατόπιση της ευθείας παράλληλα προς τον εαυτό της, όπως στο σχήμα 3.5γ, σημαίνει ότι για να αρχίσει να άγει η δίοδος πρέπει να εφαρμοσθεί μία τάση E_o η οποία αντιστοιχεί στη μετατόπιση της ευθείας. Αυτό όμως σημαίνει πάλι ότι στο κύκλωμα έχει προστεθεί μία πηγή τάσης E_o με αντίστροφη πόλωση για τη δίοδο, δηλαδή το “+” στην κάθοδο. Αυτό τέλος σημαίνει ότι για να αρχίσει να άγει στο κύκλωμα η δίοδος, πρέπει η εξωτερική τάση u να υπερβεί την E_o.

Η χαρακτηριστική του κυκλώματος αυτού που αποτελείται από ευθείες, όπως γίνεται στο σχήμα 3.5γ, είναι εκείνη που μπορεί να πλησιάσει περισσότερο στην καμπύλη μιας πραγματικής διόδου. Αν η ευθεία με την κλίση εφάπτεται σ’ ένα σημείο της καμπύλης και

θεωρήσουμε το πεδίο μεταβολής των ρευμάτων και τάσεων του κυκλώματος σε μία μικρή περιοχή γύρω από το σημείο επαφής, μπορούμε άνετα να υποκαταστήσουμε την καμπύλη με την ευθεία στην περιοχή εκείνη. Με βάση το πιο πάνω σκεπτικό, μία οποιαδήποτε δίοδος μπορεί να αντικατασταθεί σχεδιαστικά με το ισοδύναμο κύκλωμα του σχήματος 3.5γ, εφ' όσον αυτό θα χρησιμοποιηθεί αντί της διόδου στο κύκλωμά της για τον υπολογισμό μεταβλητών ρευμάτων και τάσεων με πεδίο μεταβολής σε μία μικρή περιοχή γύρω από το σημείο επαφής.

3.6. Φωτοδίοδος

Η φωτοδίοδος είναι μια διοδική λυχνία της οποίας η κάθοδος δεν θερμαίνεται για να προκληθεί εκπομπή ηλεκτρόνιων, αλλά φωτίζεται. Με τον τρόπο αυτό προσδίδεται η ενέργεια των φωτονίων στα ηλεκτρόνια τα οποία βγαίνουν από την επιφάνεια της καθόδου και έλκονται προς την άνοδο, εφ' όσον σ' αυτήν έχει συνδεθεί θετική τάση, όπως στο σχήμα 3.6β.



Σχ. 3.6. α) Κατασκευαστική δομή και σχεδιαστικός συμβολισμός φωτοδιόδου, β) κύκλωμα πόλωσης φωτοδιόδου, γ) χαρακτηριστικές καμπύλες φωτοδιόδου, [16].

Στο σχήμα 3.6α φαίνεται η κατασκευαστική δομή και ο σχεδιαστικός συμβολισμός της φωτοδιόδου. Στο σχήμα 3.6γ φαίνονται οι χαρακτηριστικές καμπύλες της φωτοδιόδου η οποία λειτουργεί όπως παρατηρούμε στον κόρο. Σε κάθε φωτεινή ροή αντιστοιχεί και ένα ρεύμα κόρου οπότε σχηματίζεται μια οικογένεια καμπυλών που έχουν παράμετρο τη φωτεινή ροή σε Im. Το κύκλωμα του σχήματος 3.4β είναι η διάταξη που χρησιμοποιείται για τη μετατροπή διακυμάνσεων της φωτεινής ροής σε αντίστοιχες διακυμάνσεις τάσης στα άκρα της αντίστασης φορτίου. Για να περιγράψουμε τη λειτουργία του κυκλώματος χαράσσουμε την ευθεία φορτίου που αρχίζει στην τάση της πηγής των 50V και έχει κλίση 10V/2μA = 5MΩ. Αυτή η ευθεία τέμνει τις χαρακτηριστικές σε τρία σημεία. Όταν η φωτεινή ροή είναι 0,12 Im η ένταση του κυκλώματος θα είναι περίπου 2,7μA. Όταν μειωθεί η φωτεινή ροή στα 0,04 Im, η ένταση του κυκλώματος θα μειωθεί και αυτή και θα φθάσει τα 0,9μA περίπου και μια ενδιάμεση τιμή της φωτεινής ροής 0,08 Im η ένταση θα γίνει 1,8μA περίπου.

Δηλαδή παρατηρούμε ότι για ίσες μεταβολές φωτεινής ροής, δηλαδή 0,04 Im, προκύπτουν ίσες μεταβολές ρεύματος στο κύκλωμα, δηλαδή 0,9μA. Αυτό μας δίνει πάνω στην αντίσταση φορτίου μία αντίστοιχη μεταβολή τάσης $0{,}9.10^{-6}.5.10^{6}$= 4,5V.

3.7. Φαινόμενα στους ημιαγωγούς - Φορτία επιφάνειας

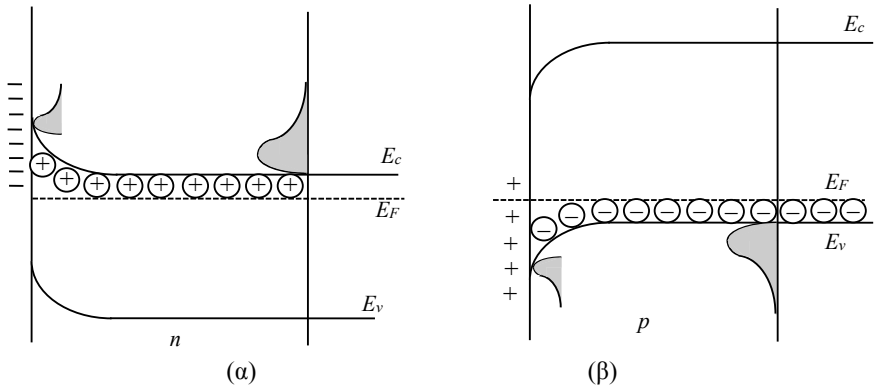
Η διερεύνηση των ηλεκτρικών ιδιοτήτων των επαφών μετάλλου-ημιαγωγού είναι αναγκαία στην Ηλεκτρονική επειδή, οι επαφές αυτές χρησιμοποιούνται για να συνδέονται μεταλλικοί αγωγοί του κυκλώματος στους ημιαγωγούς των ηλεκτρονικών στοιχείων. Για την κατανόηση των σχετικών φαινομένων πρέπει να περιγράψουμε πρώτα την επίδραση που έχει η παρουσία ηλεκτρικών φορτίων στην επιφάνεια ενός ημιαγωγού, πάνω στα διαγράμματα ενεργειακής κατανομής των φορέων τους.

Η επιφάνεια ενός ημιαγωγού χαρακτηρίζεται πάντοτε από το γεγονός ότι το περιοδικό κρυσταλλικό πλέγμα τελειώνει απότομα στο επίπεδο της επιφάνειας. Κατά συνέπεια, υπάρχουν διάφοροι τύποι μετατοπίσεων στο κρυσταλλικό πλέγμα του στρώματος της επιφάνειας, οι οποίοι εισάγονται όταν το υλικό τέμνεται στις διαστάσεις που το χρειαζόμαστε.

Μετά την τομή δημιουργούνται πάνω στην επιφάνεια αποθέσεις διαφόρων χημικών ενώσεων, οξειδίων, κλπ.

Η εικόνα των ενεργειακών ζωνών αναπτύχθηκε με βάση την ύπαρξη μιας περιοδικής συμμετρικής δυναμικής ενέργειας των ηλεκτρονίων του πλέγματος. Επειδή η συνθήκη της συμμετρίας δεν ικανοποιείται κοντά στην επιφάνεια, εκεί αλλοιώνεται η συνηθισμένη κατανομή των ενεργειακών καταστάσεων των ηλεκτρονίων. Αυτό σημαίνει ότι σε ένα στρώμα που έχει πάχος της τάξης του 10^{-7} cm, μπορεί να υπάρχουν μερικές επιτρεπόμενες ενεργειακές καταστάσεις ηλεκτρονίων που να μην υπάρχουν στο κανονικό κρυσταλλικό πλέγμα του υλικού. Αυτή η ανωμαλία εμφανίζεται σε τόσο μικρό πάχος στρώματος της επιφάνειας, που να μπορεί να χαρακτηριστεί σαν απειροστό, γιατί είναι μικρότερο και από τη μέση ελεύθερη διαδρομή του ηλεκτρονίου. Η κυριότερη ιδιότητα του στρώματος αυτού, είναι ότι οι ενεργειακές καταστάσεις μέσα σ'αυτό, αποτελούν παγίδες (traps) για τα ηλεκτρόνια, έτσι ώστε να μπορεί να συσσωρεύεται σημαντικός αριθμός ηλεκτρικών φορτίων στην επιφάνεια αυτή.

Μπορούμε να διακρίνουμε διάφορες καταστάσεις στην επιφάνεια ενός κρυσταλλικού υλικού που εξαρτώνται από το πρόσημο και την πυκνότητα των φορτίων στην επιφάνεια και από το πρόσημο και την πυκνότητα των φορέων του υλικού. Οι ηλεκτρικές ιδιότητες ενός ημιαγωγού επηρεάζονται σε σημαντικό βάθος από την επιφάνεια, από τα ηλεκτρόνια που τυχόν κατέχουν επιτρεπόμενες καταστάσεις σ'αυτήν. Αυτά τα φορτία της επιφάνειας, πρέπει να αντισταθμίζονται από αντίστοιχες αλλαγές της πυκνότητας των ελεύθερων φορέων στον κρύσταλλο ώστε να διατηρείται η ουδετερότητα του υλικού. Συγκριτικά, τα φαινόμενα της επιφάνειας είναι μικρότερης σημασίας στα μέταλλα, επειδή η μεγάλη πυκνότητα ηλεκτρονίων των μετάλλων αντισταθμίζει εύκολα τα φορτία της επιφάνειας χωρίς να γίνεται αλλοίωση της κατανομής τους σε αισθητό βάθος. Στον ημιαγωγό, η αντιστάθμιση αυτή γίνεται με μια αλλοίωση της πυκνότητας των ελεύθερων φορέων κάτω από την επιφάνεια που έχει τα φορτία, όπως φαίνεται στο Σχ. 3.7α και σε βάθος αισθητό για έναν ημιαγωγό τύπου n. Στο Σχ. 3.7β φαίνεται το ίδιο για έναν ημιαγωγό τύπου p.



Σχ. 3.7. Ακίνητα φορτία τύπου α) αποδεκτών (-) και β) δοτών (+) στην επιφάνεια του ημιαγωγού στο αριστερό μέρος των διαγραμμάτων, και τροποποίηση των ενεργειακών ζωνών υπό την επίδραση των επιφανειακών αυτών φορτίων, [16].

Τα ακίνητα αρνητικά (-) φορτία της επιφάνειας, απωθούν ελεύθερα ηλεκτρόνια από την επιφάνεια, με αποτέλεσμα να πυκνώνουν τα θετικά ιόντα των δοτών ⊕ που δεν θα αντισταθμίζονται από αυτά και θα αντισταθμίζουν έτσι τα ηλεκτρόνια της επιφάνειας. Το αποτέλεσμα, είναι να κάμπτονται προς τα πάνω οι ζώνες και τα όριά τους όταν έχουμε αρνητικά φορτία, επειδή η δυναμική ενέργεια των ηλεκτρονίων του ημιαγωγού τύπου *n* είναι μεγαλύτερη κοντά στην επιφάνεια, από ότι στο εσωτερικό του ημιαγωγού, λόγω της παρουσίας των φορτίων πάνω σ'αυτή. Αντίστοιχα, μια συγκέντρωση θετικών φορτίων (+) στην επιφάνεια θα προκαλούσε κάμψη των ζωνών προς τα κάτω και πύκνωση των ιόντων των αποδεκτών ⊖ όπως στο Σχ. 3.7β. Σημειώνουμε εδώ, ότι το υλικό παραμένει έτσι ηλεκτρικώς ουδέτερο σε κάθε σημείο του και με σταθερό δυναμικό από τη μιαν άκρη στην άλλη. Το σταθερό αυτό δυναμικό εκφράζει η οριζόντια γραμμή της στάθμης Fermi.

3.8. Επαφή Μετάλλου-Ημιαγωγού

Μια ιδανική επαφή μετάλλου-ημιαγωγού έχει τις ακόλουθες ιδιότητες:

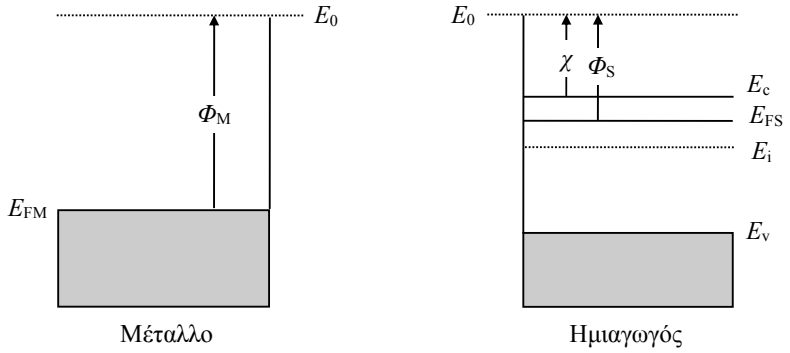
– Το μέταλλο και ο ημιαγωγός είναι σε πολύ στενή επαφή μεταξύ τους σε ατομική κλίμακα, χωρίς την ύπαρξη οποιουδήποτε ενδιάμεσου στρώματος μεταξύ τους (λ.χ. οξειδίου).

– Δεν υφίσταται διάχυση ή ανάμειξη του μετάλλου με τον ημιαγωγό.

– Δεν υπάρχουν νοθεύσεις ή επιφανειακά φορτία στη διεπαφή μετάλλου-ημιαγωγού.

Τα ενεργειακά διαγράμματα ζωνών του μετάλλου και του ημιαγωγού, σαν ξεχωριστές και απομονωμένες μεταξύ τους περιοχές, φαίνονται στο Σχ. 3.8. Και στα δύο διαγράμματα (δηλ του μετάλλου και του ημιαγωγού), η κάθετη γραμμή όπου οι ενεργειακές ζώνες τελειώνουν απότομα παριστάνει τη διεπαφή ανάμεσα στο μέταλλο και στον ημιαγωγό. Οι διαγραμμίσεις σημαίνουν κατειλημμένες καταστάσεις από ηλεκτρόνια.

Η οριζόντια ενεργειακή στάθμη στην κορυφή της κάθετης γραμμής, συμβολίζει την ελάχιστη ενέργεια που πρέπει να έχει ένα ηλεκτρόνιο για να απελευθερωθεί πλήρως από το υλικό και ονομάζεται ενεργειακή στάθμη κενού, E_0. Η διαφορά ενεργείας μεταξύ της στάθμης κενού και της ενεργειακής στάθμης Fermi, ονομάζεται συνάρτηση έργου ή εξόδου Φ (work-function) του υλικού. Η συνάρτηση εξόδου του μετάλλου Φ_M είναι ένα χαρακτηριστικό μέγεθος του κάθε μετάλλου. Η τιμή της κυμαίνεται από 3.66 eV για το μαγνήσιο μέχρι 5.15 eV για το νικέλιο. Η συνάρτηση εξόδου του ημιαγωγού Φ_S αποτελείται από δύο μέρη:



Σχ. 3.8. Ενεργειακά διαγράμματα ζωνών για μέταλλα (αριστερά) και ημιαγωγό τύπου-n (δεξιά), [5].

$$\Phi_S = \chi + (E_c - E_F)_{FB} \qquad 3.13$$

Η ηλεκτρονική συγγένεια (electron affinity) $\chi \equiv (E_0 - E_c)\big|_{surface}$, είναι μια χαρακτηριστική ιδιότητα του ημιαγωγού. χ= 4.0 eV, 4.03 eV, και 4.07 eV για το Ge, το Si, και το GaAs αντίστοιχα. Αντιθέτως, η ενεργειακή διαφορά μεταξύ E_c και E_F (E_c - E_F), χωρίς την εφαρμογή εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου (FB: Flat Band conditions), είναι μια συνάρτηση που υπολογίζεται εάν είναι γνωστή η νόθευση του ημιαγωγού.

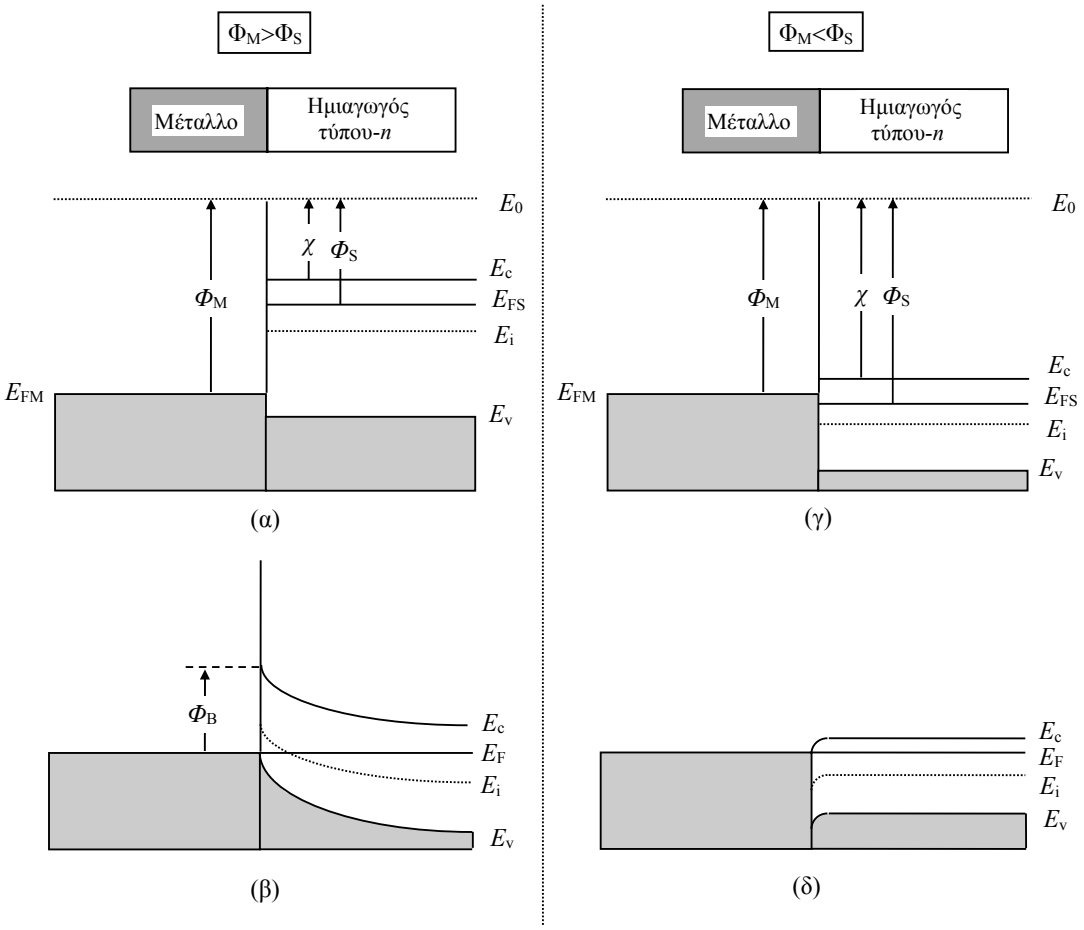
Έστω τώρα ότι, $\Phi_M > \Phi_S$ και το μέταλλο με τον ημιαγωγό έρχονται σε επαφή για να σχηματίσουν μια ιδανική επαφή MS (metal-semiconductor). Έστω επίσης ότι, η επαφή αυτή σχηματίζεται ακαριαία έτσι ώστε να υπάρχει αμελητέα μεταφορά ηλεκτρονίων μεταξύ των δύο υλικών κατά τη διαδικασία του σχηματισμού της επαφής. Τότε, αμέσως μετά τον σχηματισμό της επαφής το διάγραμμα ενεργειακών ζωνών για την επαφή θα είναι όπως φαίνεται στο Σχ. 3.9α. Εδώ, τα απομονωμένα ενεργειακά διαγράμματα ζωνών είναι ευθυγραμμισμένα ως προς την κάθετο στη στάθμη κενού E_0 και απλώς εφάπτονται στη διεπαφή. Πρέπει να τονίσουμε ότι τα Φ_M και χ είναι σταθερές του υλικού των οποίων οι τιμές μένουν ανεπηρέαστες από το σχηματισμό επαφής.

Εφόσον $E_{FS} \neq E_{FM}$, η επαφή του Σχ. 3.9α δεν βρίσκεται σε ισορροπία. Σε συνθήκες ισορροπίας, η στάθμη Fermi σε ένα υλικό ή ένα σύνολο υλικών σε στενή επαφή πρέπει να έχει την ίδια τιμή σε οποιαδήποτε θέση μέσα στο σύνολο των υλικών. Σαν αποτέλεσμα, μετά από ένα πολύ μικρό χρονικό διάστημα από το σχηματισμό της επαφής, θα αρχίσει η μεταφορά ηλεκτρονίων από τον ημιαγωγό στο μέταλλο. Η απώλεια ηλεκτρονίων από τον ημιαγωγό δημιουργεί μια περιοχή απογύμνωσης κενή από ελεύθερα φορτία (βλ. και τη σχετική παράγραφο που αναφέρεται στην ένωση p-n) και ένα ολοένα αυξανόμενο φράγμα δυναμικού που εμποδίζει την περαιτέρω ροή ηλεκτρονίων από τον ημιαγωγό στο μέταλλο. Αυτό θα συνεχιστεί μέχρις ότου ο ρυθμός μεταφοράς ηλεκτρονίων γίνει ίδιος και προς τις δύο

κατευθύνσεις και η στάθμη E_F γίνει ίδια σε όλο τον όγκο της δομής. Το τελικό αποτέλεσμα, το ενεργειακό δηλαδή διάγραμμα ζωνών για μια ιδανική επαφή μετάλλου-ημιαγωγού τύπου n με $\Phi_M>\Phi_S$, φαίνεται στο Σχ. 3.9β. Ας σημειωθεί ότι

$$\Phi_B = \Phi_M - \chi \qquad 3.14$$

όπου Φ_B είναι το φράγμα δυναμικού επιφανείας που συναντούν τα ηλεκτρόνια που έχουν ενέργεια ίση με τη στάθμη Fermi $E=E_F$ στο μέταλλο. Εάν επαναλάβουμε το σκεπτικό για την επαφή ενός μετάλλου με ημιαγωγό τύπου n όπου όμως ισχύει $\Phi_M<\Phi_S$, λαμβάνουμε το ενεργειακό διάγραμμα ζωνών του Σχ. 3.9δ.

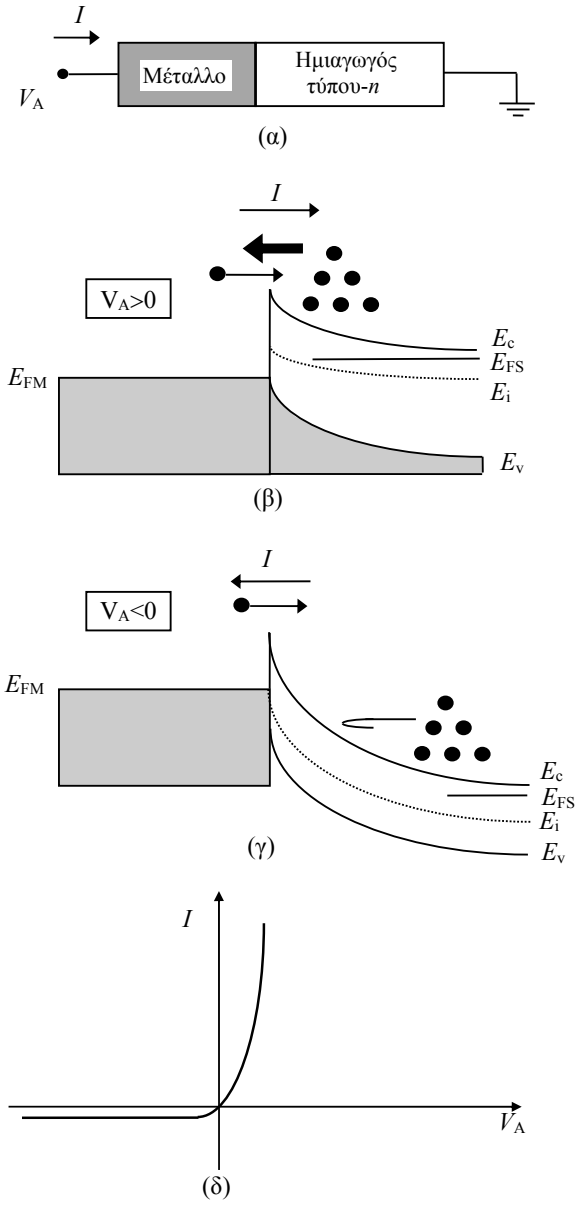


Σχ. 3.9. Ενεργειακά διαγράμματα ζωνών για ιδανικές επαφές μετάλλου-ημιαγωγού τύπου-*n*. Περίπτωση $\Phi_M>\Phi_S$ α) αμέσως μόλις σχηματιστεί η επαφή, β) σε συνθήκες ισορροπίας. Περίπτωση $\Phi_M<\Phi_S$ γ) αμέσως μόλις σχηματιστεί η επαφή, δ) σε συνθήκες ισορροπίας, [5].

Ας δούμε τώρα ποιοτικά, τί συμβαίνει όταν πολώσουμε αυτών των δύο τύπων τις επαφές που φαίνονται στο Σχ. 3.9. Όπως φαίνεται στο Σχ. 3.10α, ο ημιαγωγός είναι γειωμένος και στο μέταλλο εφαρμόζεται τάση V_A. Το ρεύμα I θα θεωρείται θετικό όταν ρέει από το μέταλλο προς τον ημιαγωγό.

Έστω πρώτα η επαφή $\Phi_M>\Phi_S$. Εφαρμόζοντας τάση $V_A>0$, όπως στο Σχ. 3.10β, χαμηλώνουμε τη στάθμη E_{FM} κάτω από την E_{FS}, μειώνεται το φράγμα δυναμικού που βλέπουν τα ηλεκτρόνια του ημιαγωγού, και επομένως επιτρέπεται μια καθαρή ροή ηλεκτρονίων από τον ημιαγωγό στο μέταλλο. Αύξηση της V_A οδηγεί σε ένα γρήγορα αυξανόμενο ρεύμα πόλωσης, αφού ένας εκθετικά αυξανόμενος αριθμός ηλεκτρονίων από τον ημιαγωγό μπορεί να υπερβεί τα φράγμα δυναμικού. Από την άλλη, εφαρμόζοντας τάση $V_A<0$ υψώνουμε τη στάθμη E_{FM} πάνω από την E_{FS}, όπως φαίνεται στο Σχ. 3.10γ. Έτσι εμποδίζεται η ροή ηλεκτρονίων από τον ημιαγωγό στο μέταλλο. Μερικά ηλεκτρόνια στο μέταλλο θα μπορούν να υπερβούν το φράγμα Φ_B, αλλά το σχετικό ρεύμα ανάστροφης πόλωσης θα είναι πολύ μικρό. Επιπλέον, αφού το φράγμα Φ_B είναι ιδανικά το ίδιο για όλες τις ανάστροφες

πολώσεις, το ανάστροφο ρεύμα αναμένεται να παραμένει σταθερό μόλις η ανάστροφη πόλωση ξεπεράσει μερικά kT/Q_e Volts. Δηλαδή, έχουμε με άλλα λόγια περιγράψει τα χαρακτηριστικά μιας ανορθωτικής διόδου, και μπορούμε να πούμε ότι η ιδανική επαφή ημιαγωγού τύπου-n με μέταλλο όπου $\Phi_M>\Phi_S$ είναι μια ανορθωτική επαφή.



Σχ. 3.10. Απόκριση της επαφής μετάλλου-ημιαγωγού τύπου-n με $\Phi_M>\Phi_S$ υπό συνθήκες ορθής πόλωσης. α) Ορισμός της πολικότητας ρεύματος και τάσης, β) ενεργειακό διάγραμμα ζωνών και μετατόπιση φορέων όταν $V_A>0$, γ)) ενεργειακό διάγραμμα ζωνών και μετατόπιση φορέων όταν $V_A<0$, δ) γενική μορφή της χαρακτηριστικής ρεύματος-τάσης I-V, [5].

Τα πράγματα είναι εντελώς διαφορετικά για μια επαφή μετάλλου-ημιαγωγού με $\Phi_M<\Phi_S$. Στην περίπτωση αυτή δεν υπάρχει κανένα φράγμα δυναμικού (βλ. Σχ. 3.9δ) που να εμποδίζει τη ροή ηλεκτρονίων από τον ημιαγωγό στο μέταλλο. Επομένως, ακόμα και μια μικρή τάση $V_A>0$ δίνει ένα μεγάλο ορθό ρεύμα πόλωσης. Υπό συνθήκες ανάστροφης πόλωσης υπάρχει ένα μικρό μόνο φράγμα στη ροή ηλεκτρονίων από το μέταλλο στον ημιαγωγό, αλλά το φράγμα αυτό ουσιαστικά εξαφανίζεται εάν η ανάστροφη πόλωση ξεπεράσει μερικά δέκατα του Volt. Αναμένονται λοιπόν μεγάλα ανάστροφα ρεύματα σε σχετικά μικρές ανάστροφες

τάσεις πόλωσης και το ανάστροφο ρεύμα δεν θα εμφανίζει κόρο. Η συμπεριφορά αυτή είναι προφανώς μη-ανορθωτική ή πιο σωστά είναι ωμική όπως τη λέμε.

Το τελικό συμπέρασμα είναι ότι μια ιδανική επαφή μετάλλου-ημιαγωγού τύπου n θα είναι ανορθωτική όταν $\Phi_M>\Phi_S$ και ωμική όταν $\Phi_M<\Phi_S$. Εφαρμόζοντας το ίδιο σκεπτικό για μια επαφή μετάλλου-ημιαγωγού τύπου p, βρίσκουμε ότι η επαφή αυτή θα είναι ανορθωτική όταν $\Phi_M<\Phi_S$ και ωμική όταν $\Phi_M>\Phi_S$. Τα συμπεράσματα αυτά συνοψίζονται στον Πίνακα 3.1.

Πίνακας 3.1

Ηλεκτρική Φύση Ιδανικής Επαφής Μετάλλου-Ημιαγωγού		
	Ημιαγωγός τύπου-n	**Ημιαγωγός τύπου-p**
$\Phi_M>\Phi_S$	Ανορθωτική	Ωμική
$\Phi_M<\Phi_S$	Ωμική	Ανορθωτική

3.9. Ένωση Ημιαγωγών

Θα εξετάσουμε στη συνέχεια τη συμπεριφορά των "ενώσεων" δύο ημιαγωγών διαφορετικού τύπου, τις οποίες ονομάζουμε ενώσεις διαφοροποιώντας τις από τις επαφές που μας απασχόλησαν μέχρι τώρα. Στην παράγραφο αυτή, θα εξετάσουμε μερικά από τα σημαντικότερα φαινόμενα που εμφανίζονται σε μια τέτοια ένωση, ώστε αβίαστα και φυσιολογικά να κατανοήσουμε, στις επόμενες παραγράφους, την πολύ σημαντική λειτουργία μιας τέτοιας ένωσης ως ανορθωτικής διάταξης.

Με τον όρο επαφή εννοούμε την κατάσταση στην οποία οι επιφάνειες δύο στερεών έρχονται σε πλήρη επαφή μεταξύ τους ακόμη και όταν η επαφή αυτή έχει πραγματοποιηθεί εν θερμώ (με κάποια από τις μεθόδους κατασκευής που περιγράφονται στο Παράρτημα Α). Μια τέτοια επαφή, όπως αναφέραμε ήδη, θα έχει ένα στρώμα μεταβάσεως, πολύ λεπτό βέβαια, μέσα στο οποίο εμφανίζονται διάφορες ενώσεις όπως οξείδια, τα οποία γίνονται παγίδες ηλεκτρικών φορτίων.

Με τον όρο "ένωση ημιαγωγών", ή ένωση p-n, εννοούμε την κατάσταση κατά την οποία ανάμεσα σε δύο τμήματα ενός και του αυτού κρυσταλλικού ημιαγωγού παρουσιάζονται δομικές διαφορές μέσα στο πλέγμα. Αυτό συμβαίνει συνήθως όταν το ένα τμήμα είναι τύπου p και το άλλο τύπου n.

Μια ένωση p-n λοιπόν, είναι η παράθεση δύο περιοχών αντίθετων τύπων, ενός και του αυτού μονολιθικού ημιαγωγού. Σε μια τέτοια ένωση, η συγκέντρωση N_A αποδεκτών και N_D δοτών μεταβάλλεται κατά μήκος της. Στην περιοχή τύπου p θα επικρατεί η N_A ($N_A - N_D > 0$), ενώ στην περιοχή τύπου n θα επικρατεί η N_D ($N_A - N_D < 0$). Αν και το πέρασμα από τον ένα τύπο στον άλλο γίνεται προοδευτικά ("διαβαθμισμένη επαφή": graded junction), διευκολυνόμαστε πολύ στους υπολογισμούς αν θεωρήσουμε ότι το πέρασμα από τον ένα τύπο στον άλλο είναι απότομο ("απότομη επαφή": step junction).

Στη συνέχεια θα θεωρήσουμε ότι το τμήμα p περιέχει μόνον αποδέκτες ομοιόμορφα κατανεμημένους (N_A), ενώ το τμήμα n μόνον δότες (N_D). Τότε, η ένωση μπορεί να θεωρηθεί ότι προκύπτει από την απλή επαφή ενός τμήματος p με ένα τμήμα n, αν και αυτό δεν αρκεί γιατί χρειάζεται η συγκρυστάλλωση (μεταλλουργική επαφή ή ένωση όπως διευκρινίσαμε πιο πάνω). Στο εξής, όποτε θα αναφέρεται ο όρος επαφή p-n θα εννοείται πάντοτε ότι μιλάμε για ένωση p-n, όπως μόλις την ορίσαμε, και γίνεται αυτό για λόγους ομοιομορφίας σε ό,τι αφορά την ορολογία με άλλα βιβλία που διαπραγματεύονται τη σχετική θεωρία.

3.9.1. Δυναμικό επαφής

Πριν προχωρήσουμε στον ορισμό του δυναμικού επαφής μιας διόδου, θα πούμε ορισμένα πράγματα για τις οιονεί-στάθμες Fermi (quasi-Fermi levels). Οι στάθμες αυτές χρησιμοποιούνται για να χαρακτηρίσουν τις συγκεντρώσεις φορέων σε έναν ημιαγωγό, ο οποίος όμως **δεν** βρίσκεται σε συνθήκες θερμοδυναμικής ισορροπίας. Σαν τέτοιες εννοούνται οι συνθήκες που επικρατούν σε έναν ημιαγωγό κατά τη διέλευση ρεύματος διαμέσου του (εφαρμόζοντας ορθή πόλωση όπως θα δούμε παρακάτω), ή οι συνθήκες όταν ένας ημιαγωγός φωτίζεται ξαφνικά από εξωτερική ακτινοβολία με αποτέλεσμα να παράγονται συνεχώς ζεύγη φορέων ηλεκτρονίων-οπών με κάποιο ρυθμό ο οποίος συνεχώς αυξάνεται

μέχρι να φθάσει κάποια κατάσταση ισορροπίας. Τις περιπτώσεις αυτές, και γενικότερα την κατάσταση ενός συστήματος εκτός ισορροπίας, αδυνατεί να περιγράψει το ενεργειακό διάγραμμα ζωνών σε ισορροπία που έχει δοθεί στο Σχ. 1.10. Για την ακρίβεια, η στάθμη Fermi ορίζεται μόνο για ένα σύστημα σε θερμοδυναμική ισορροπία και δεν μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να υπολογίσουμε, λ.χ. από τις σχέσεις 1.17 και 1.22, τις συγκεντρώσεις φορέων ενός συστήματος εκτός ισορροπίας.

Είναι όμως δυνατό, να μην χαθεί η απλότητα του να μπορούμε να υπολογίσουμε τις συγκεντρώσεις των φορέων από το ενεργειακό διάγραμμα ζωνών σε συνθήκες εκτός ισορροπίας, κάνοντας χρήση των οιονεί-σταθμών Fermi. Αυτό επιτυγχάνεται με την εισαγωγή δύο ενεργειακών σταθμών E_{Fn} (η οιονεί-στάθμη Fermi για τα ηλεκτρόνια) και E_{Fp} (η οιονεί-στάθμη Fermi για τις οπές), οι οποίες εξ' ορισμού συνδέονται με τις αντίστοιχες συγκεντρώσεις φορέων εκτός ισορροπίας, με τον ίδιο τρόπο που η στάθμη Fermi συνδέεται με τις συγκεντρώσεις φορέων στην ισορροπία. Με άλλα λόγια δηλαδή, κάνουμε την παραδοχή ότι έστω και αν το σύστημα είναι εκτός ισορροπίας, ο πληθυσμός των ηλεκτρονίων θεωρούμενος ως σύνολο και ανεξάρτητος από τις οπές, βρίσκεται σε θερμοδυναμική ισορροπία (δηλ. ο ανά μονάδα όγκου πληθυσμός ηλεκτρονίων θα έχει μια συγκεκριμένη τελική τιμή όταν εξισορροπηθούν οι διαδικασίες γενέσεως και επανασύνδεσης), η οποία αντιστοιχεί σε μια τελική κατάσταση δυναμικής ισορροπίας μετά από την εφαρμογή του αρχικού ερεθίσματος (όπως λ.χ. της ροής ρεύματος ή της ακτινοβόλησης του ημιαγωγού). Τα ίδια ισχύουν φυσικά και για τις οπές, με αποτέλεσμα να μπορούμε να εφαρμόσουμε τις σχέσεις 1.17 και 1.22 και στην περίπτωση που ο ημιαγωγός είναι εκτός ισορροπίας, εάν στη θέση της στάθμης E_F αντικαταστήσουμε τις οιονεί-στάθμες Fermi, E_{Fn} και E_{Fp} για τις περιοχές τύπου n και p, αντίστοιχα.

Πιο συγκεκριμένα, η λογική της θερμοδυναμικής ισορροπίας των ηλεκτρονίων και των οπών και η συνεπαγόμενη χρήση των οιονεί-σταθμών Fermi, βασίζεται στις ακόλουθες δύο παραδοχές:

- Τα ηλεκτρόνια είναι σε θερμοδυναμική ισορροπία στη ζώνη αγωγιμότητας και οι οπές είναι σε θερμοδυναμική ισορροπία στη ζώνη σθένους. Αυτό σημαίνει ότι οι φορείς δεν λαμβάνουν από, ούτε και αποδίδουν ενέργεια στα άτομα του κρυστάλλου.
- Ο χρόνος επανασύνδεσης ηλεκτρονίου-οπής, είναι πολύ μεγαλύτερος από τον χρόνο που απαιτούν τα ηλεκτρόνια και οι οπές ώστε να φθάσουν σε ισορροπία μέσα στη ζώνη αγωγιμότητας και σθένους, αντίστοιχα.

Στις περισσότερες εφαρμογές, ο χρόνος που χρειάζονται οι φορείς για να φθάσουν σε ισορροπία μέσα σε μια ζώνη είναι της τάξης μερικών psec, ενώ ο χρόνος επανασύνδεσης ηλεκτρονίου-οπής είναι μεταξύ μερικών nsec έως λίγα μsec.

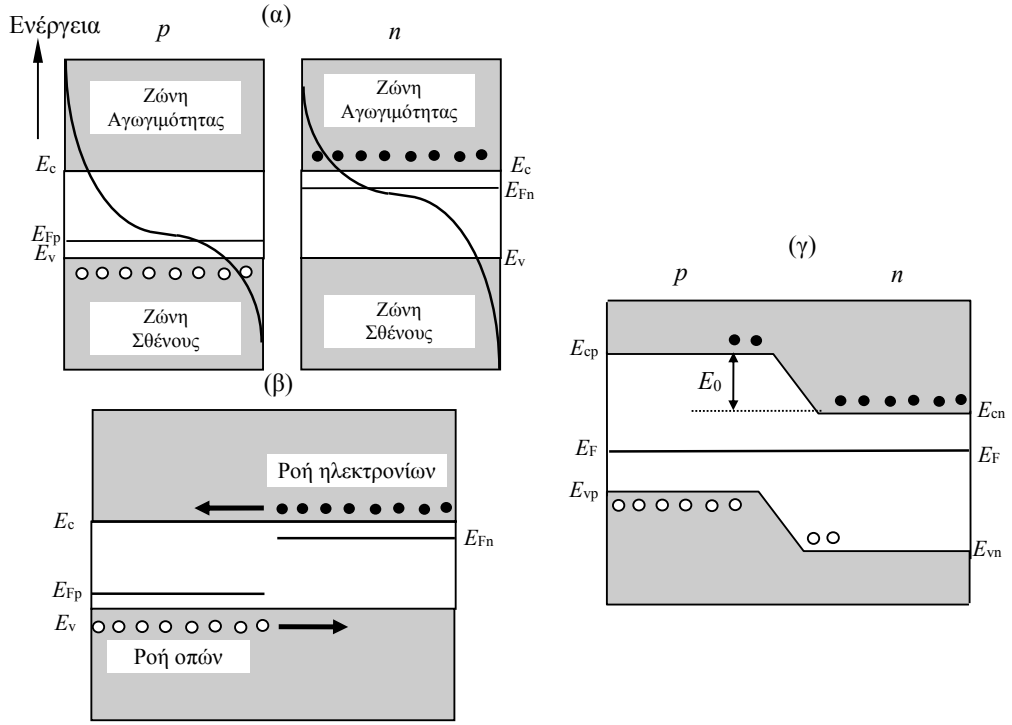
Ας επανέλθουμε όμως στην ένωση p-n. Όπως είδαμε στην § 2.4.1, οι συγκεντρώσεις ισορροπίας, (δηλ. χωρίς εξωτερική διέγερση), ηλεκτρονίων n και οπών p καθώς και η έκφραση της στάθμης Fermi, E_{Fn} και E_{Fp}, στις περιοχές τύπου n και p, αντίστοιχα, δίνονται από

$$n \equiv n_i \cdot \exp[(E_{F_n} - E_{F_i})/kT] \qquad \text{ή} \qquad E_{F_n} \equiv E_{F_i} + kT\ln\left(\frac{n}{n_i}\right) \qquad 3.15$$

$$p \equiv n_i \cdot \exp[(E_{F_i} - E_{F_p})/kT] \qquad \text{ή} \qquad E_{F_p} \equiv E_{F_i} - kT\ln\left(\frac{p}{n_i}\right) \qquad 3.16$$

Στο Σχ. 3.11α φαίνεται η κατάσταση των ενεργειακών ζωνών των τμημάτων p και n, πριν να σχηματιστεί η επαφή p-n, με τις διαφορετικές μεταξύ τους ενεργειακές στάθμες Fermi, E_{Fn} και E_{Fp} του καθενός τμήματος. Όταν οι δύο περιοχές p και n σχηματίσουν ένωση p-n, τότε πρέπει υποχρεωτικά να αποκτήσουν την ίδια στάθμη Fermi E_F. Αυτό θα συμβεί διότι διαφορετικά, στα διάφορα σημεία του ίδιου υλικού η συνάρτηση Fermi f(E) θα είχε διαφορετική τιμή, δηλ. η πιθανότητα κατάληψης των διαφόρων ενεργειακών καταστάσεων θα ήταν διαφορετική και οι φορείς θα πήγαιναν να ανακαταταχθούν στις ευνοϊκότερες στάθμες. Αυτό άλλωστε γίνεται τις πρώτες στιγμές της ένωσης (βλ. Σχ. 3.11β). Την αλλαγή που έχουμε στις ενεργειακές στάθμες E_c και E_v, μπορούμε να τη δούμε φυσικότερα, αν σκεφτούμε ότι μετά την αποκατάσταση επαφής οι συγκεντρώσεις οπών και ηλεκτρονίων γύρω από την επαφή θα παρουσιάζουν απότομη ασυνέχεια. Η διαφορά αυτή συγκέντρωσης οδηγεί σε διάχυση που θα τείνει να καταργήσει την ανισοκατανομή αυτή. Έτσι, οπές θ' αρχίσουν να μπαίνουν αθρόα από το τμήμα p στο n, φορτίζοντάς το θετικά, ενώ ηλεκτρόνια από το τμήμα n στο p, φορτίζοντάς το αρνητικά. Τα πρόσθετα ηλεκτρόνια στην περιοχή p προκαλούν την ανύψωση

όλων των σταθμών (συμπεριλαμβανομένης και της στάθμης Fermi) ενώ τα πρόσθετα θετικά φορτία (οπές) μέσα στην περιοχή n προκαλούν την πτώση όλων των σταθμών.



Σχ. 3.11. Μετά την αποκατάσταση ισορροπίας στη ροή οπών και ηλεκτρονίων, η στάθμη Fermi στα δύο τμήματα ευθυγραμμίζεται ενώ στα άκρα της επαφής εμφανίζεται διαφορά δυναμικού V_0, [14].

Η ροή αυτή των ηλεκτρονίων προς τα αριστερά και οπών προς τα δεξιά θα συνεχιστεί έως ότου οι στάθμες Fermi φτάσουν στο ίδιο επίπεδο. Όταν συμβεί αυτό θα αποκατασταθεί ισορροπία ανάμεσα στο τμήμα p και το τμήμα n, και θα έχουμε $E_{Fn} \rightarrow E_F$ και $E_{Fp} \rightarrow E_F$, δηλ. $E_{Fn} = E_{Fp}$. Με άλλα λόγια, η ροή θα σταματήσει μόνον όταν η διαφορά δυναμικού V_0, που θα αναπτυχθεί μεταξύ των δύο τμημάτων, γίνει αρκετή ώστε ο αντίστοιχος φραγμός να "εμποδίζει" την πιο πέρα διάχυση. Την τάση αυτή V_0, που μπορούμε να διαπιστώσουμε σε ανοιχτό κύκλωμα p-n, την ονομάζουμε τάση επαφής και αντιστοιχεί στη μετατόπιση των ενεργειακών σταθμών κατά E_0 όταν τα δύο τμήματα αποκτήσουν την ίδια E_F.

Στις νέες θέσεις έχουμε (βλ. Σχ. 3.11γ)

$$E_{c_p} - E_{c_n} = E_{v_p} - E_{v_n} = E_0 \qquad 3.17$$

όπου

$$E_0 = -Q_e \cdot V_0 \qquad 3.18$$

Για να υπολογίσουμε την E_0 και την τάση επαφής, εφαρμόζουμε δύο φορές τη σχέση 1.17 για τη συγκέντρωση ηλεκτρονίων. Μία για το τμήμα n και μία για το τμήμα p. Διαιρώντας έχουμε, με χρήση και της 3.17

$$\frac{n_n}{n_p} = e^{-\frac{(E_{cn}-E_{cp})}{kT}} = e^{\frac{E_0}{kT}} \qquad 3.19$$

Ανάλογη σχέση βγάζουμε και για το πηλίκο των συγκεντρώσεων οπών p_p/p_n. Λύνοντας ως προς E_0 έχουμε τελικά

$$\boxed{E_0 = kT \ln\frac{n_n}{n_p} = kT \ln\frac{p_p}{p_n}} \qquad 3.20$$

Όπως όμως έχουμε ήδη δει, για τις συγκεντρώσεις ηλεκτρονίων στα τμήματα τύπου n και p, ισχύει αντίστοιχα: $n_n = N_D$ και $n_p = \frac{n_i^2}{N_A}$. Αντικαθιστώντας στην 3.20 παίρνουμε για το E_0

$$E_0 = kT\ln\frac{N_D N_A}{n_i^2} \qquad 3.21$$

$$|V_0| = \frac{kT}{Q_e}\ln\frac{N_D N_A}{n_i^2} \qquad 3.22$$

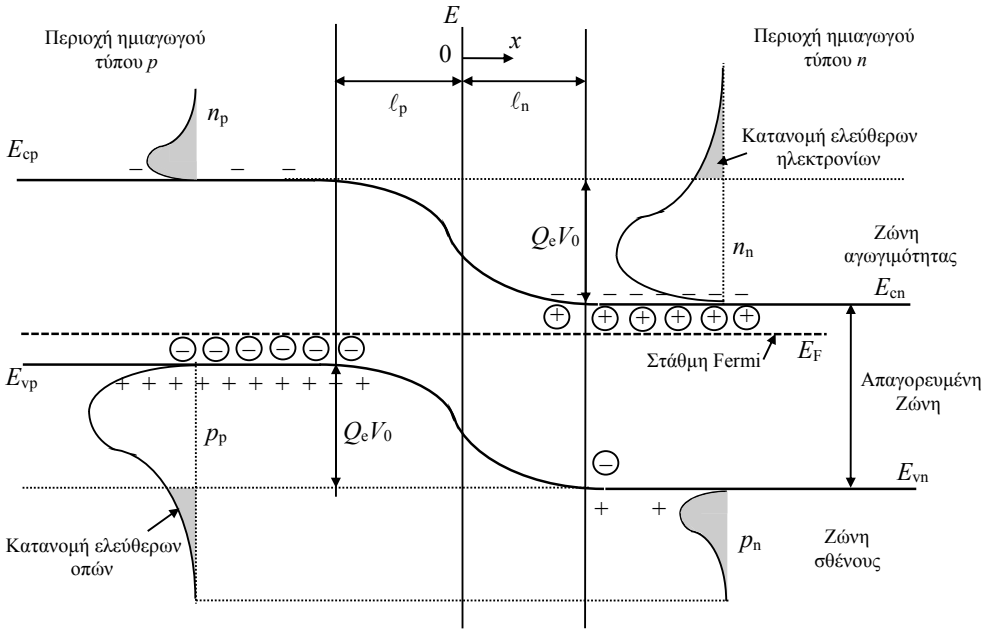
Από την 3.22 μπορεί εύκολα να διαπιστωθεί ότι η τάση επαφής είναι συνάρτηση της θερμοκρασίας T, των συγκεντρώσεων προσμείξεων N_D, N_A και της φύσης του ημιαγωγού, εκπροσωπημένης από το ενεργειακό χάσμα δυναμικού E_G. Τυπικές τιμές της τάσης επαφής V_0 είναι για το Ge 0.1-0.2 V και για το Si 0.4-0.7 V.

3.10. Λειτουργία μιας ένωσης p-n

Θα προχωρήσουμε σε μια ποιοτική κατ' αρχήν και στη συνέχεια σε ποσοτική περιγραφή της λειτουργίας μιας ένωσης p-n. Θα αναζητήσουμε δηλαδή ποιά θα είναι η χαρακτηριστική καμπύλη ρεύματος-τάσης I-V μιας διόδου p-n, και θα φανεί έτσι πώς προκύπτει η γνωστή ανορθωτική δράση μιας ένωσης p-n.

3.10.1. Φορτία, πεδίο και τάση γύρω από την ανοιχτοκυκλωμένη ένωση *p-n*

Στο Σχ. 3.12α φαίνονται τα ενεργειακά διαγράμματα ζωνών για τις περιοχές p και n μιας ένωσης p-n, χωρίς πόλωση, σε συνάρτηση με την απόσταση x από τον άξονα της ένωσης. Στο αριστερό μέρος της ένωσης βρίσκεται ο ημιαγωγός τύπου p με πυκνότητα αποδεκτών N_A και στο δεξιό μέρος ο ημιαγωγός τύπου n με πυκνότητα δοτών N_D. Στην πραγματικότητα η μετάβαση από την πυκνότητα N_A στην πυκνότητα N_D ακολουθεί μια καμπύλη που εξαρτάται από τη μέθοδο κατασκευής της ένωσης. Εδώ όμως, για να απλοποιήσουμε την αναλυτική ανάπτυξη του θέματος χωρίς σημαντικό σφάλμα γενικής εποπτείας των πραγμάτων θεωρούμε τη μετάβαση από τον ημιαγωγό p, δηλαδή από την πυκνότητα N_A, στον ημιαγωγό n, δηλαδή στην πυκνότητα N_D, απότομη και σαν να συντελείται πάνω στον άξονα της ένωσης (το ιδεατό δηλ. επίπεδο μέσα στο υλικό σε όλα τα σημεία του οποίου η πυκνότητα των δοτών είναι ίση με την πυκνότητα των αποδεκτών). Πάνω στον άξονα αυτόν ακριβώς το υλικό συμπεριφέρεται σαν καθαρός ημιαγωγός. Πρακτικά αυτό δεν συμβαίνει απολύτως αλλά η μεταβατική περιοχή είναι τόσο μικρή ώστε να την αμελούμε.



Σχ. 3.12. Ενεργειακά διαγράμματα ζωνών επαφής p-n σε ισορροπία, δηλ. χωρίς πόλωση, [16].

Γνωρίζουμε πια, πως όταν έρθει σε επαφή ένα τμήμα ημιαγωγού τύπου p με ένα τμήμα ημιαγωγού τύπου n θα συμβεί κάμψη των ενεργειακών ζωνών, όπως φαίνεται στα Σχ. 3.11 και 3.12. Ας μελετήσουμε ξανά πώς προέκυψε αυτό το αποτέλεσμα. Για μια ιδανική απότομη βηματική επαφή (step junction), αναμένει κανείς οι περιοχές που βρίσκονται μακριά από την ένωση να διατηρούν τον χαρακτήρα των μεμονωμένων αντίστοιχων τμημάτων του ημιαγωγού. Έτσι, τα ενεργειακά διαγράμματα ζωνών για τις περιοχές αυτές θα είναι όπως στο Σχ. 3.11α. Με το ίδιο σκεπτικό μπορούμε να πούμε ότι οι ξένες προσμείξεις (δοτών ή αποδεκτών) διατηρούν σταθερή πυκνότητα μέχρι τον άξονα της ένωσης. Αντίθετα με αυτό και επειδή εξισώνεται η στάθμη Fermi (όπως αναπτύξαμε στην § 3.9.1) των δύο ημιαγωγών, δεν διατηρείται σταθερή η πυκνότητα των φορέων στην περιοχή της ένωσης γύρω από τον άξονα. Στην περιοχή αυτή, και από τις δύο μεριές του άξονα της ένωσης έχουμε μια μεταβατική κατάσταση για τις στάθμες των ενεργειακών ζωνών. Σ' αυτήν την περιοχή γίνεται η προσαρμογή των ορίων των ζωνών αγωγιμότητας και σθένους του ημιαγωγού τύπου p στις αντίστοιχες στάθμες των ορίων των ζωνών του ημιαγωγού τύπου n.

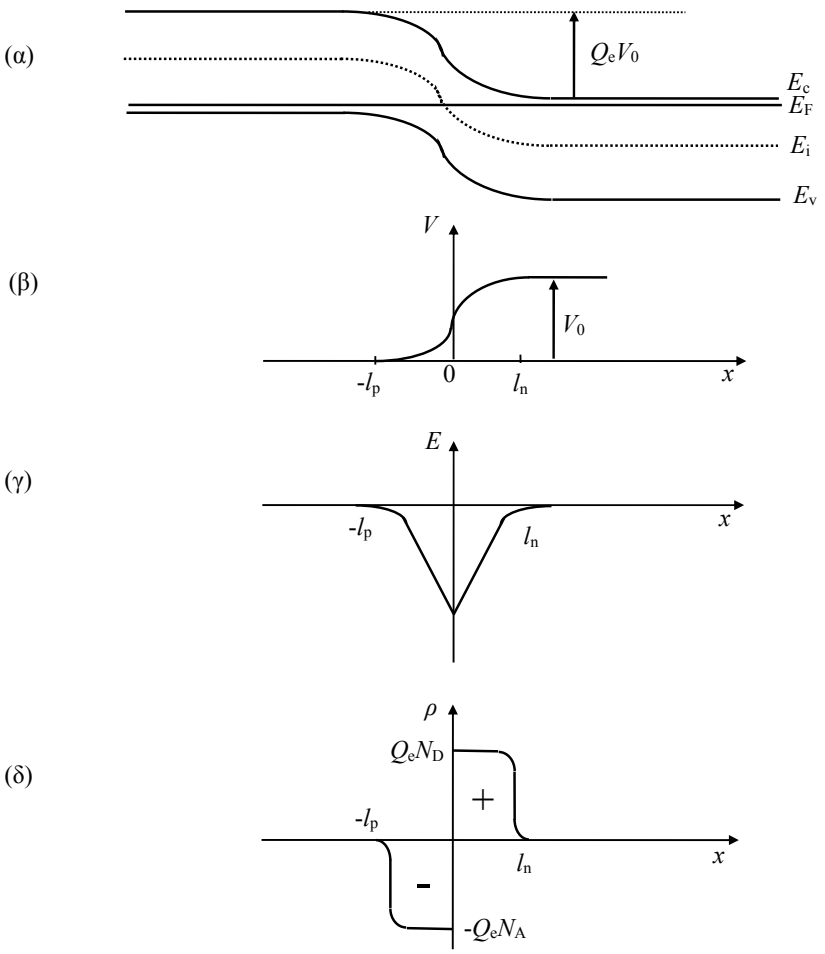
Η περιοχή αυτή της προσαρμογής έχει πλάτος $\ell=\ell_p+\ell_n$ από το οποίο το ℓ_p είναι μέσα στον ημιαγωγό τύπου p και το ℓ_n μέσα στον ημιαγωγό τύπου n. Η χάραξη της καμπύλης μεταβάσεως των ορίων των ζωνών ακολουθεί κάποιο νόμο ο οποίος όμως δεν μας ενδιαφέρει στη μελέτη μας αυτή που αποσκοπεί μόνο στο να μας δώσει μια γενική εντύπωση από αυτά που συμβαίνουν μέσα σε μια ένωση p-n. Γι' αυτό, η καμπύλη μεταβάσεως που έχει χαραχθεί στο Σχ. 3.12, δεν έχει άλλη σημασία παρά να δείξει ότι κατά κάποιο τρόπο τα όρια των ζωνών του ημιαγωγού τύπου n, E_{cn} και E_{vn}, μεταβαίνουν στα αντίστοιχα E_{cp} και E_{vp} του ημιαγωγού τύπου p.

Η περιοχή γύρω από τον άξονα της ένωσης λέγεται στρώμα ή ζώνη μεταβάσεως, διότι μέσα σ'αυτήν γίνεται η μετάβαση από το ένα είδος φορέων στο άλλο. Δηλαδή, ενώ π.χ. δεξιά από τον άξονα έχουμε μέσα στον ημιαγωγό τύπου n ηλεκτρόνια σαν φορείς πλειονότητας με μεγάλη πυκνότητα, αριστερά από τον άξονα, μέσα στον ημιαγωγό τύπου p οι φορείς αυτοί αραιώνουν και μετατρέπονται σε φορείς μειονότητας με μικρή πυκνότητα. Ομοίως, ενώ αριστερά από τον άξονα έχουμε μέσα στον ημιαγωγό τύπου p οπές σαν φορείς πλειονότητας με μεγάλη πυκνότητα, δεξιά από αυτόν μέσα στον n οι φορείς αυτοί αραιώνουν και μετατρέπονται σε φορείς μειονότητας με μικρή πυκνότητα.

Δηλαδή μέσα στη ζώνη μεταβάσεως, που έχει όπως είπαμε πλάτος ℓ, γίνεται μια αραίωση ή απογύμνωση και των δύο φορέων, δηλαδή και των ηλεκτρονίων και των οπών και γι' αυτό η ζώνη αυτή λέγεται και περιοχή απογύμνωσης ή αραίωσης. Βέβαια η απογύμνωση αυτή ακολουθεί κάποιο νόμο, εμείς όμως για την απλοποίηση της ανάλυσης και χωρίς να θυσιάσουμε την ορθότητα της γενικής εποπτείας των φαινομένων, μπορούμε να θεωρήσουμε ότι μέσα σ' αυτή την περιοχή η απογύμνωση και των δύο φορέων είναι πλήρης, δηλαδή ότι μέσα σ' αυτή δεν υπάρχουν ηλεκτρόνια και οπές. Κατά συνέπεια, δεχόμαστε ότι το υλικό των ημιαγωγών σ' ολόκληρη την περιοχή απογύμνωσης συμπεριφέρεται σαν μονωτικό υλικό, πράγμα που επαληθεύεται και από πειραματικές παρατηρήσεις.

Σύμφωνα με τα παραπάνω, μπορούμε να συμπεράνουμε τα ακόλουθα. Αφού έχουμε δεχθεί ότι η πυκνότητα των φορέων πλειονότητας ενός ημιαγωγού n_n ή p_p είναι ίση περίπου με την πυκνότητα προσμείξεων N_D ή N_A αντιστοίχως, θα έχουμε σε κάθε σημείο του ημιαγωγού ένα υλικό ηλεκτρικά ουδέτερο. Αυτό γιατί κάθε αρνητικό ηλεκτρόνιο αντισταθμίζεται ηλεκτρικά από ένα θετικό ιόν δότου και κάθε θετική οπή από ένα αρνητικό ιόν αποδέκτου. Τα ιόντα αυτά είναι ενταγμένα μέσα στο κρυσταλλικό πλέγμα και επομένως είναι αμετακίνητα. Όταν λοιπόν σε μια περιοχή του πλέγματος αραιώσουν οι φορείς, παραμένουν τα ιόντα χωρίς ηλεκτρική αντιστάθμιση και έτσι η περιοχή αυτή εμφανίζεται με το αντίστοιχο ηλεκτρικό φορτίο.

Στο Σχ. 3.13, συνοψίζεται παραστατικά η κατάσταση των ηλεκτρικών μεγεθών μιας ένωσης p-n χωρίς εξωτερικό δυναμικό (ανοιχτή επαφή, δηλ. χωρίς εφαρμογή εξωτερικής τάσης). Στο Σχ. 3.13δ έχουν παρασταθεί τα φορτία των ακίνητων ιόντων μέσα στην περιοχή απογύμνωσης της ένωσης. Ο άξονας των x είναι οριζόντιος και έχει την αρχή του πάνω στον άξονα της ένωσης. Αριστερά από τον άξονα αυτόν και από τη θέση $-\ell_p$ έως το 0 έχουμε μέσα στον ημιαγωγό τύπου p αραίωση οπών και συνεπώς αρνητικά φορτία από τα αρνητικά ιόντα αποδεκτών. Η χωρική πυκνότητα αυτών των φορτίων είναι συνεπώς όση και των αποδεκτών, δηλαδή N_A. Δεξιά από τον άξονα της ένωσης και από το 0 έως τη θέση $+\ell_n$ έχουμε μέσα στον ημιαγωγό τύπου n αραίωση ηλεκτρονίων και συνεπώς θετικά φορτία από τα θετικά ιόντα των δοτών. Η χωρική πυκνότητα αυτών των φορέων είναι συνεπώς ίση με την των δοτών N_D.



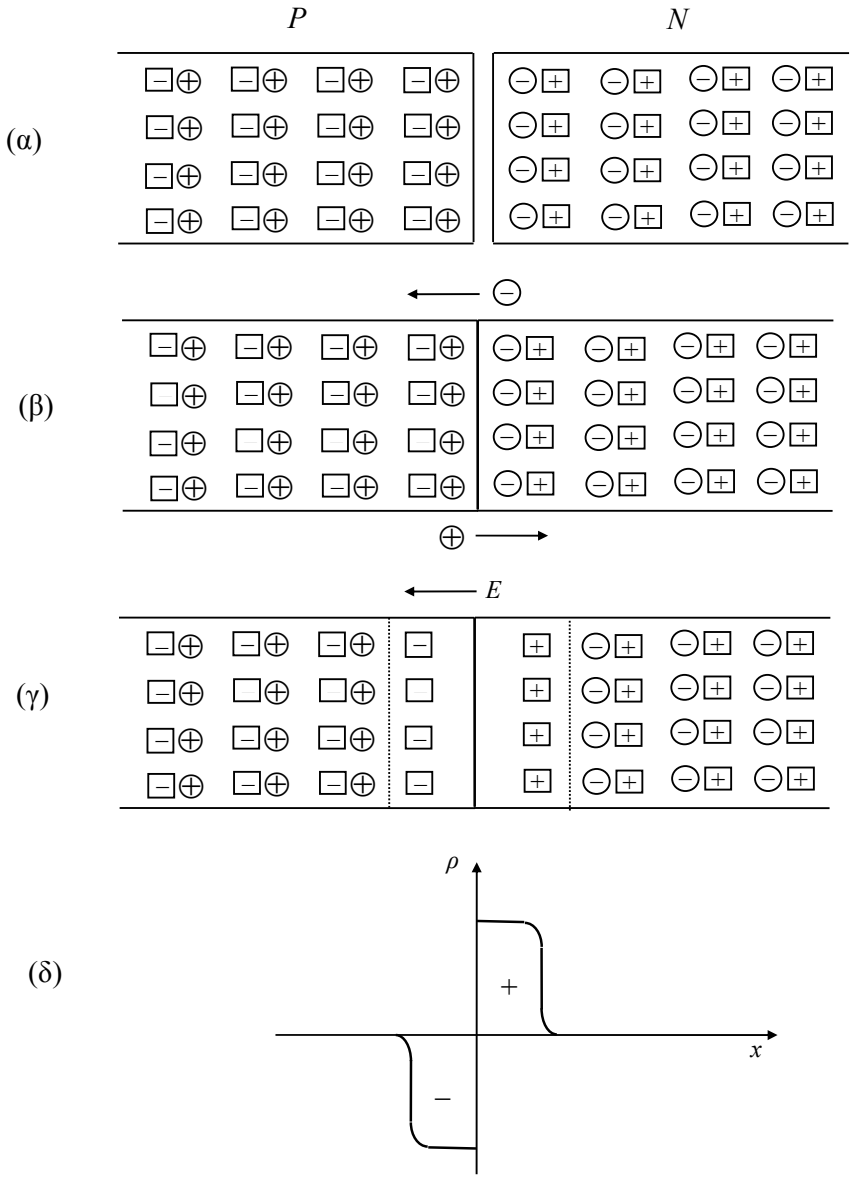
Σχ. 3.13. Ηλεκτροστατικά μεγέθη γύρω από την επαφή *p-n* σε συνθήκες ισορροπίας. α) Διάγραμμα ενεργειακών ζωνών, β) ηλεκτροστατικό δυναμικό, γ) ηλεκτρικό πεδίο, δ) πυκνότητα φορτίου, [5].

Έτσι στην περιοχή απογύμνωσης ο ημιαγωγός τύπου p εμφανίζεται με αρνητικό φορτίο και ο ημιαγωγός τύπου n με θετικό φορτίο. Στο σχήμα φαίνεται η καμπύλη μεταβολής της χωρικής πυκνότητας φορτίου που είναι όπως προκύπτει από τα παραπάνω $-Q_eN_A$ στην περιοχή από $-\ell_p$ έως 0 και + Q_eN_D στην περιοχή από 0 έως $+\ell_n$. Σαν συνέπεια των φορτίων αυτών γύρω από τον άξονα της ένωσης, προκύπτει ότι εκεί θα επικρατεί και ένα αντίστοιχο ηλεκτρικό πεδίο (το οποίο μπορεί να υπολογιστεί από τη σχέση $E = -\frac{dV}{dx} = \int \frac{\rho}{\varepsilon} dx$, όπου ρ είναι η πυκνότητα φορτίου), και η σχετική διαφορά δυναμικού (η οποία μπορεί να υπολογιστεί από τη σχέση $V_0 = -\int Edx$) ανάμεσα στους δύο ημιαγωγούς, όπως αυτά φαίνονται στα Σχ. 3.13β και 3.13γ.

Από πού όμως προέρχεται το ηλεκτρικό φορτίο γύρω από τον άξονα της ένωσης; Να μια ακόμα ποιοτική εξήγηση. Έστω λοιπόν ότι αρχικά οι περιοχές p και n είναι απομονωμένες η μία από την άλλη, όπως φαίνεται στο Σχ. 3.14. Σε κάθε μία από τις δύο αυτές περιοχές ισχύει ότι το συνολικό της φορτίο είναι μηδέν. Στο υλικό τύπου p οι θετικές οπές (δηλ. τα ⊕) αντισταθμίζουν τα ακίνητα αρνητικά φορτία αποδεκτών (δηλ. τα ⊟). Ομοίως, στο υλικό τύπου n τα αρνητικά ηλεκτρόνια (δηλ. τα ⊖) αντισταθμίζουν παντού το ακίνητο θετικό φορτίο των ιονισμένων δοτών (δηλ. τα ⊞).

Φυσιολογικά, εφόσον υπάρχουν πολύ περισσότερες οπές στο τμήμα τύπου p από ότι στο τμήμα τύπου n, οι οπές αρχίζουν να διαχέονται από το τμήμα τύπου p στο τμήμα τύπου n αμέσως μόλις τα δύο τμήματα σχηματίσουν ένωση. Ομοίως, ηλεκτρόνια από το τμήμα τύπου n διαχέονται προς το τμήμα τύπου p. Αν και, τα ηλεκτρόνια και οι οπές διαχέονται προς

αντίθετες διευθύνσεις διαμέσου της ένωσης, οι δότες και οι αποδέκτες παραμένουν σταθερά στις θέσεις τους.



Σχ. 3.14. Σχηματισμός ένωσης *p-n* και ανακατανομή του φορτίου. Α) Απομονωμένες περιοχές *p* και *n*, β) διάχυση ηλεκτρονίων και οπών διαμέσου της ένωσης, γ) αποκατάσταση ισορροπίας και ανακατανομή του φορτίου, δ) πυκνότητα φορτίου συναρτήσει της θέσης γύρω από την ένωση, [5].

Κατά συνέπεια, η διάχυση των ελεύθερων φορέων μακριά από την ένωση αφήνει μια πυκνότητα φορτίου ιόντων δοτών και αποδεκτών η οποία δεν αντισταθμίζεται, όπως φαίνεται στο Σχ. 3.14γ. Η περιοχή αυτή, στην οποία απομένουν τα ηλεκτρικά φορτισμένα ιόντα δοτών και αποδεκτών, είναι αυτή την οποία ονομάσαμε περιοχή απογύμνωσης. Θα πρέπει να επισημάνουμε, ότι η διάχυση ελεύθερων φορέων συνεχίζεται μέχρι το σημείο που αυτή αντισταθμίζεται εντελώς από την ολίσθηση φορέων, λόγω του αναπτυσσόμενου ηλεκτρικού πεδίου που αντιτίθεται στην κίνηση των φορέων. Οι επιμέρους συνιστώσες ρεύματος ολίσθησης και διαχύσεως πρέπει βεβαίως να αλληλοαναιρούνται ώστε τα αντίστοιχα ρεύματα J_N και J_P να είναι το καθένα ξεχωριστά μηδέν υπό συνθήκες ισορροπίας.

Συνοψίζοντας λοιπόν μπορούμε να επισημάνουμε τα ακόλουθα για μια ανοιχτοκυκλωμένη ένωση p-n:

- Λόγω διαχύσεως οπών προς τα δεξιά (p→n), εξουδετερώνονται (επανασυνδέονται) τα ηλεκτρόνια μέχρις ενός βάθους $\sim\ell_n$ του ημιαγωγού n. Η περιοχή φορτίζεται έτσι θετικά. Ανάλογα συμβαίνουν από τη διάχυση ηλεκτρονίων προς το τμήμα p (αρνητική φόρτιση). Έτσι, μια περιοχή γύρω από την ένωση απογυμνώνεται πρακτικά από φορείς, περιοχή απογύμνωσης, ενώ συγχρόνως εμφανίζεται ένα διπολικό φορτίο χώρου, Σχ. 3.14β.
- Στο χώρο αυτό γύρω από την επαφή εμφανίζεται ηλεκτρικό πεδίο $\overline{E}$ με μέγιστο έντασης ακριβώς στην επαφή, Σχ. 3.14γ.
- Μεταξύ των δύο τμημάτων p και n εμφανίζεται διαφορά δυναμικού ίση με το γνωστό μας δυναμικό επαφής V_0. Το φράγμα αυτό δυναμικού σταματά την παραπέρα διάχυση οπών από το p→n και ηλεκτρονίων από το n→p. Στην κατάσταση αυτή, το πλήθος οπών που ανεβαίνουν ανά δευτερόλεπτο το φράγμα δυναμικού, είναι ίσο με το πλήθος οπών μειονότητας που κατεβαίνουν από το τμήμα n όπου δημιουργούνται από θερμικές διασπάσεις. Ανάλογα συμβαίνουν για τα ηλεκτρόνια, τα οποία όμως αντιμετωπίζουν αντίστροφα το φράγμα δυναμικού.

3.10.2. Πάχος περιοχής απογύμνωσης

Έστω η ιδανική "απότομη" δίοδος του Σχ. 3.14 χωρίς εξωτερική πόλωση. Για τον αναλυτικό υπολογισμό του πάχους της περιοχής απογύμνωσης κάνουμε τις εξής παραδοχές:

1) Η πυκνότητα των φορέων πλειονότητας είναι ίση με την πυκνότητα των προσμείξεων, δηλαδή
   $n_n \approx N_D$
   $p_p \approx N_A$
   όπου n_n είναι η συνολική χωρική πυκνότητα όλων των ηλεκτρονίων ανεξάρτητα από την ενεργειακή τους κατάσταση, και ο δείκτης χαρακτηρίζει τον ημιαγωγό μέσα στον οποίο υπάρχει αυτή η πυκνότητα. Αντίστοιχα, p_p είναι η συνολική χωρική πυκνότητα όλων των οπών μέσα στον ημιαγωγό p που τον χαρακτηρίζει πάλι ο δείκτης.
2) Δεχόμαστε ότι μεταβολές πυκνότητας φορτίου και δυναμικού θα υπάρχουν μόνο κατά τον άξονα των x ενώ κατά τους y και z αυτά θα είναι σταθερά.

Εάν ℓ_p και ℓ_n τα βάθη απογύμνωσης στα δύο τμήματα, το ολικό πάχος απογύμνωσης θα είναι

$$\ell = \ell_p + \ell_n \qquad 3.23$$

Τα φορτία χώρου γύρω από την ένωση μπορεί να είναι ασύμμετρα αλλά για λόγους ουδετερότητας του ολικού φορτίου θα είναι ίσα και αντίθετα. Δηλαδή, επειδή δεχόμαστε $p_p = N_A$, $n_n = N_D$, οι πυκνότητες φορτίου χώρου στα δύο τμήματα θα είναι

$$\rho_p = Q_e N_A \quad , \quad \rho_n = Q_e N_D \qquad 3.24$$

και τα ολικά φορτία

$$Q_e N_A A\, \ell_p = Q_e N_D A\, \ell_n \qquad 3.25$$

ή

$$\ell_p N_A = \ell_n N_D \qquad 3.26$$

όπου A η διατομή (εμβαδόν) της ένωσης. Μπορούμε να εφαρμόσουμε την εξίσωση Poisson

$$\nabla^2 V(x,y,z) = -\frac{\rho(x,y,z)}{\varepsilon}$$

για να λύσουμε το ηλεκτροστατικό πρόβλημα στα δύο τμήματα p και n. Θα έχουμε, με βάση τις παραδοχές μας, τις σχέσεις

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho_n}{\varepsilon} = -\frac{Q_e N_D}{\varepsilon} \quad \text{για} \quad x>0$$

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho_p}{\varepsilon} = \frac{Q_e N_A}{\varepsilon} \quad \text{για} \quad x<0 \qquad 3.27$$

όπου ε η διηλεκτρική σταθερά του ημιαγωγού, και οι συνθήκες στα όρια είναι

$$\text{για} \quad x=\ell_n \qquad V(\ell_n)=0 \qquad \frac{dV}{dx}=0$$

$$\text{για} \quad x=-\ell_p \qquad V(-\ell_p)=-V_0 \qquad \frac{dV}{dx}=0 \qquad 3.28$$

Λύνοντας τις εξ. 3.27 με τις οριακές συνθήκες 3.28, βρίσκουμε

$$V(x) = V_0 - \frac{Q_e}{2\varepsilon} N_A\cdot(\ell_p + x)^2 \qquad \text{για} \qquad -\ell_p < x < 0$$

$$\text{και} \qquad V(x) = \frac{Q_e}{2\varepsilon} N_D\cdot(\ell_n - x)^2 \qquad \text{για} \qquad 0 < x < \ell_n \qquad 3.29$$

Εξισώνοντας τις 3.29 για x=0 έχουμε, χρησιμοποιώντας και την 3.26

$$V_0 = \frac{Q_e}{2\varepsilon}(N_A\ell_p^2 + N_D\ell_n^2) = \frac{Q_e}{2\varepsilon} N_A\ell_p(\ell_p + \ell_n) = \frac{Q_e}{2\varepsilon} N_A\ell_p\,\ell \qquad 3.30$$

Αλλά από την 3.26 έχουμε: $\ell_p / \ell_n = N_D / N_A$ ή $\ell_p = \ell \dfrac{N_D}{N_D + N_A}$

και αντικαθιστώντας το ℓ_p στην 3.30 βρίσκουμε

$$V_0 = \frac{Q_e}{2\varepsilon}\frac{N_D N_A}{N_D + N_A}\ell^2$$

ή τελικά

$$\boxed{\ell = \left\{\frac{2V_0\varepsilon}{Q_e}\left(\frac{1}{N_D} + \frac{1}{N_A}\right)\right\}^{1/2}} \qquad 3.31$$

Δηλαδή το πάχος της περιοχής απογύμνωσης μειώνεται καθώς αυξάνονται οι συγκεντρώσεις των προσμείξεων.

Αν η νόθευση με προσμείξεις του ενός τμήματος της επαφής είναι πολύ μεγαλύτερη από του άλλου, λ.χ. αν $N_A >> N_D$ θα έχουμε πρακτικά

$$\ell \cong \ell_n = \left(\frac{2V_0\varepsilon}{Q_e N_D}\right)^{1/2} \qquad 3.32$$

Έτσι π.χ. για επαφή p-n Ge με $N_D = 10^{21}$ /m³ και $N_A = 10^{23}$ /m³ έχουμε $\ell_n = 7.7\cdot10^{-7}$ m και $\ell_p \cong 8\cdot10^{-9}$ m.

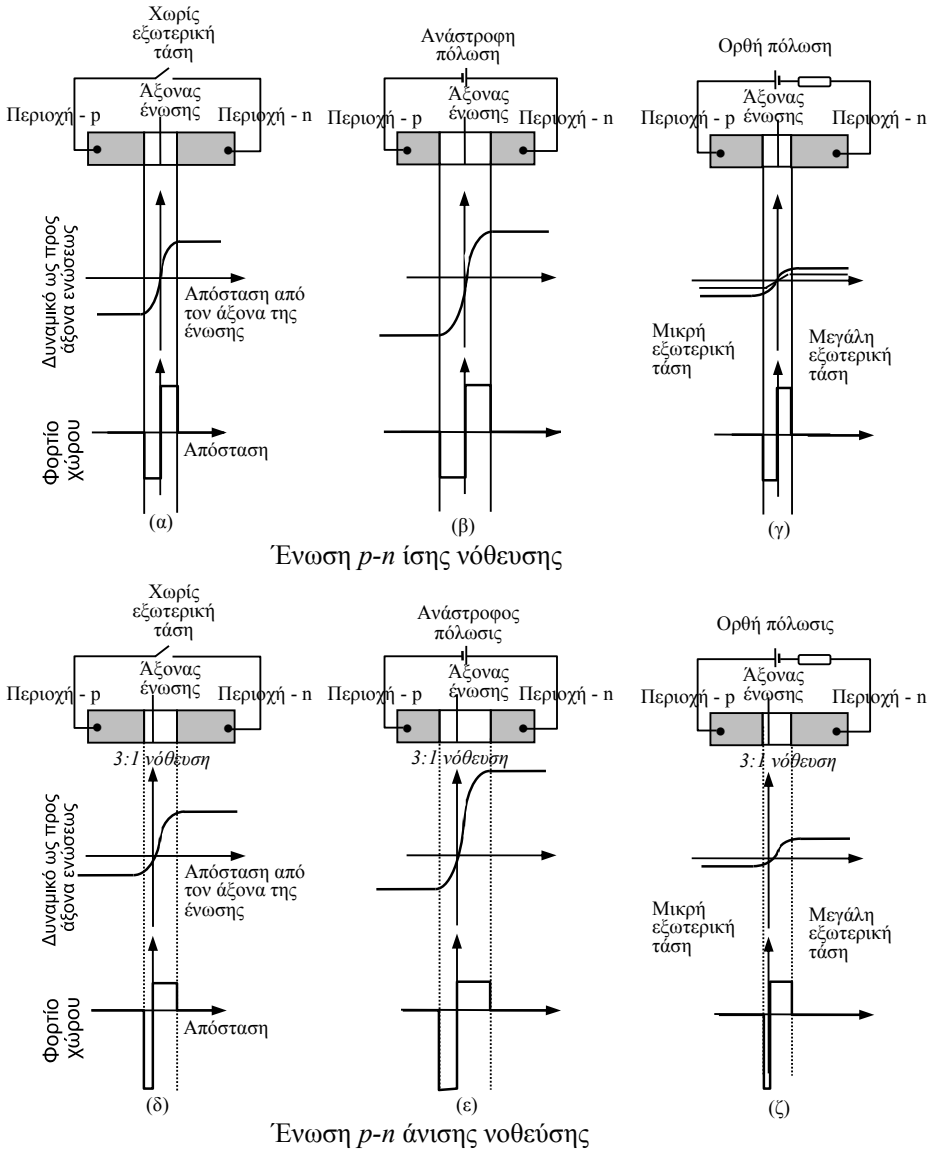
Αν τώρα εφαρμόσουμε εξωτερικό δυναμικό V, θα πρέπει να αντικαταστήσουμε στις σχέσεις 3.31, 3.32 το V_0 με $V_0 \pm V$ ανάλογα με το αν η πόλωση είναι ανάστροφη (+) ή ορθή (-). Δηλ. θα έχουμε:

$$\boxed{\ell = \left\{\frac{2(V_0 \pm V)\varepsilon}{Q_e}\left(\frac{1}{N_D} + \frac{1}{N_A}\right)\right\}^{1/2}} \qquad 3.33$$

Στο Σχ. 3.15 φαίνονται δύο ενώσεις p-n, η μία στα επάνω σχήματα με ίση νόθευση των δύο ημιαγωγών και η δεύτερη στα κάτω σχήματα με άνιση νόθευση των δύο ημιαγωγών. Στο Σχ. 3.15α η ένωση ίσης νόθευσης, δηλαδή $N_A=N_D$, φαίνεται χωρίς πόλωση. Το πλάτος της ζώνης απογύμνωσης είναι εξίσου μοιρασμένο στους δύο ημιαγωγούς. Στην πρώτη καμπύλη κάτω από την ένωση φαίνεται το δυναμικό των διαφόρων σημείων της ένωσης με σημείο αναφοράς τον άξονα της ένωσης. Στη δεύτερη καμπύλη κάτω από την ένωση φαίνεται το φορτίο στο χώρο δεξιά και αριστερά από τον άξονα της ένωσης. Τα ίδια δείχνουν και τα Σχ. 3.15β και 3.15γ, το μεν 3.15β για ανάστροφη πόλωση, το δε 3.15γ για ορθή πόλωση.

Στο Σχ. 3.15δ φαίνεται η ένωση με άνιση νόθευση, δηλαδή $N_A>N_D$ χωρίς πόλωση. Στην περίπτωση αυτή επειδή όπως αναφέραμε και πιο πάνω είναι $\ell_p / \ell_n = N_D / N_A$ θα είναι το

πλάτος των ζωνών απογύμνωσης αντιστρόφως ανάλογο με την πυκνότητα των προσμείξεων. Στα Σχ. 3.15ε και 3.15ζ φαίνεται η κατανομή του δυναμικού και του φορτίου με ανάστροφη και ορθή πόλωση αντιστοίχως.



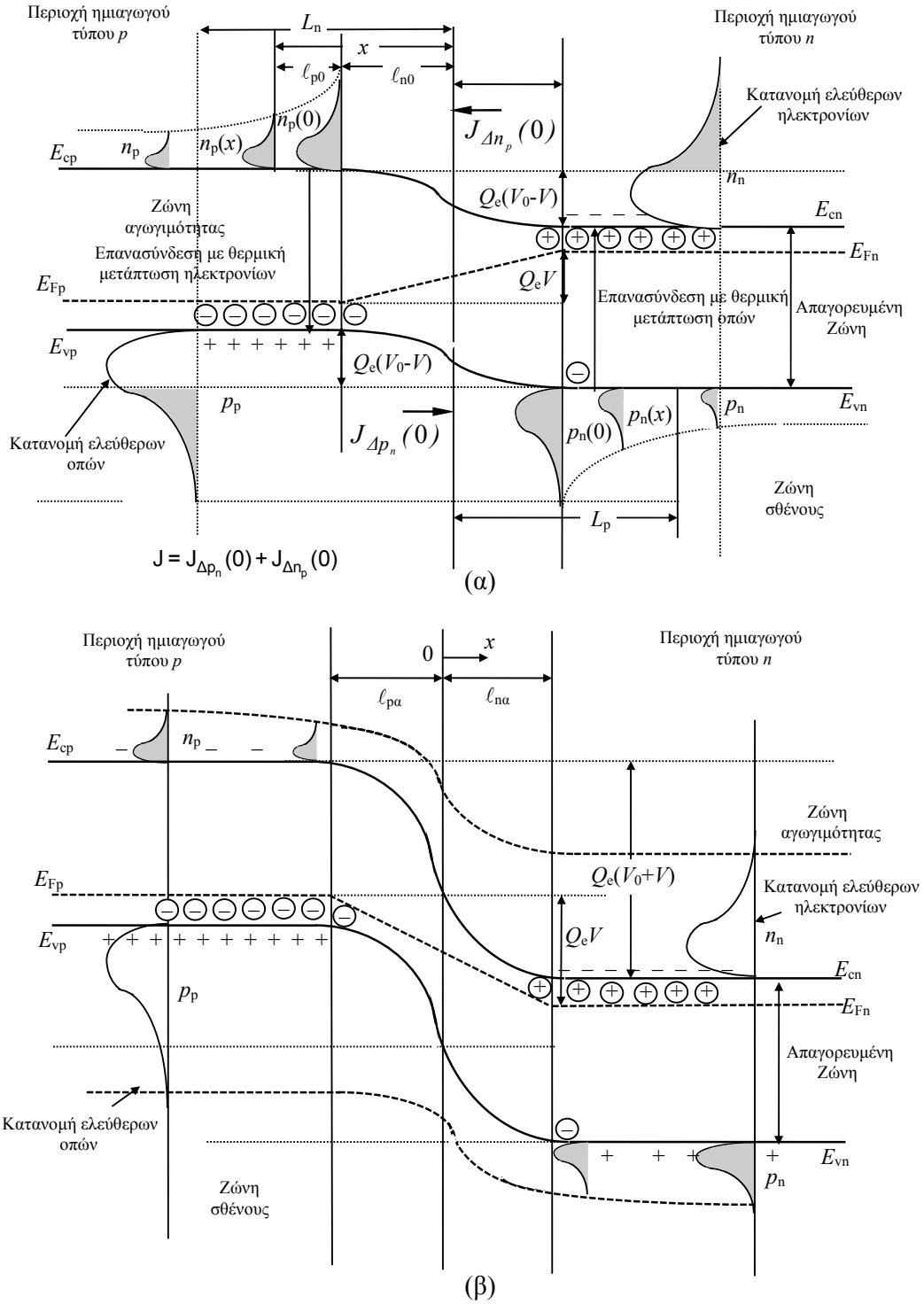
Σχ. 3.15. Ένωση *p-n* ίσης νόθευσης. Κατανομές δυναμικού και φορτίων χώρου: α) χωρίς πόλωση, β) με ανάστροφη πόλωση, γ) με ορθή πόλωση. Ένωση *p-n* άνισης νόθευσης. Κατανομές δυναμικού και φορτίων χώρου: δ) χωρίς πόλωση, ε) με ανάστροφη πόλωση, ζ) με ορθή πόλωση, [16].

3.10.3. Εφαρμογή ορθής πόλωσης στην ένωση p-n

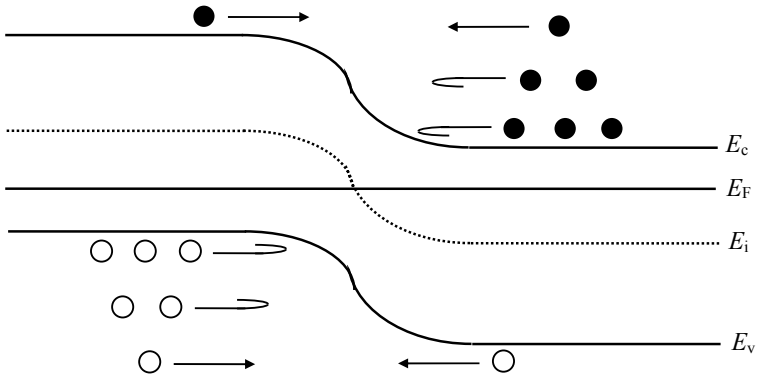
Εάν σε μια ένωση p-n εφαρμοστεί ορθή πόλωση με τάση V, όπου δηλαδή ο θετικός πόλος μιας πηγής συνεχούς ρεύματος θα συνδεθεί στον ημιαγωγό p και ο αρνητικός στον ημιαγωγό n, θα αρχίσει η ροή των φορέων πλειονότητας του ενός ημιαγωγού στην περιοχή μειονότητας του άλλου. Μακροσκοπικά εξεταζόμενο το φαινόμενο συνίσταται στην αλλαγή των φορέων η οποία συντελείται στην περιοχή της ένωσης. Όπως φαίνεται στο Σχ. 3.16, τα ηλεκτρόνια που έρχονται από τον αρνητικό πόλο δεξιά, επανασυνδέονται με τις οπές που έρχονται από το θετικό πόλο αριστερά και έτσι κλείνει το κύκλωμα. Η αλλαγή αυτή φορέων πραγματοποιείται με το μηχανισμό της διαχύσεως όπως προαναφέραμε.

Όταν εφαρμόσουμε ορθή πόλωση σε μια ένωση p-n, εκτός από τη διαφορά δυναμικού (ή δυναμικό επαφής) V_0 πρέπει να συνυπολογίζουμε και την τάση της πηγής. Η τάση αυτή

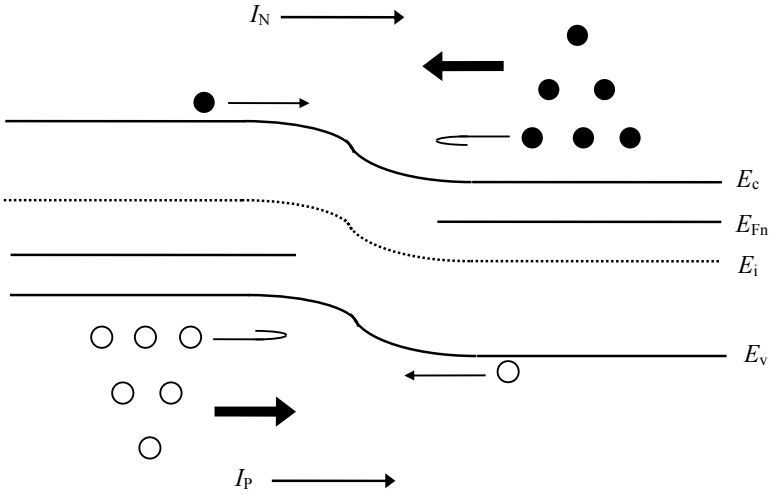
μετατοπίζει τα όρια των ζωνών. Όπως είναι γνωστό, για αρνητικά δυναμικά η μετατόπιση είναι προς τα επάνω ενώ για θετικά δυναμικά προς τα κάτω. Έτσι, η διαφορά στάθμης των ζωνών που χωρίς πόλωση ήταν Q_eV_0, όπως φαίνεται στο Σχ. 3.13, με ορθή πόλωση γίνεται Q_e (V_0-V) όπου το V είναι η τάση ορθής πόλωσης. Όπως φαίνεται από το Σχ. 3.16, η διαφορά αυτή μικραίνει για ορθή πόλωση ενώ μεγαλώνει για ανάστροφη πόλωση. Αυτό σημαίνει ότι στη σχέση Q_e (V_0-V) το V πηγαίνει με το πρόσημό του, δηλαδή + για την ορθή πόλωση και - για την ανάστροφη πόλωση.

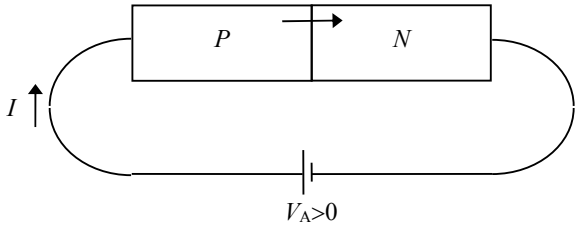


Σχ. 3.16. Ενεργειακή κατανομή φορέων επαφής p-n με α) ορθή, και β) ανάστροφη πόλωση, [16].

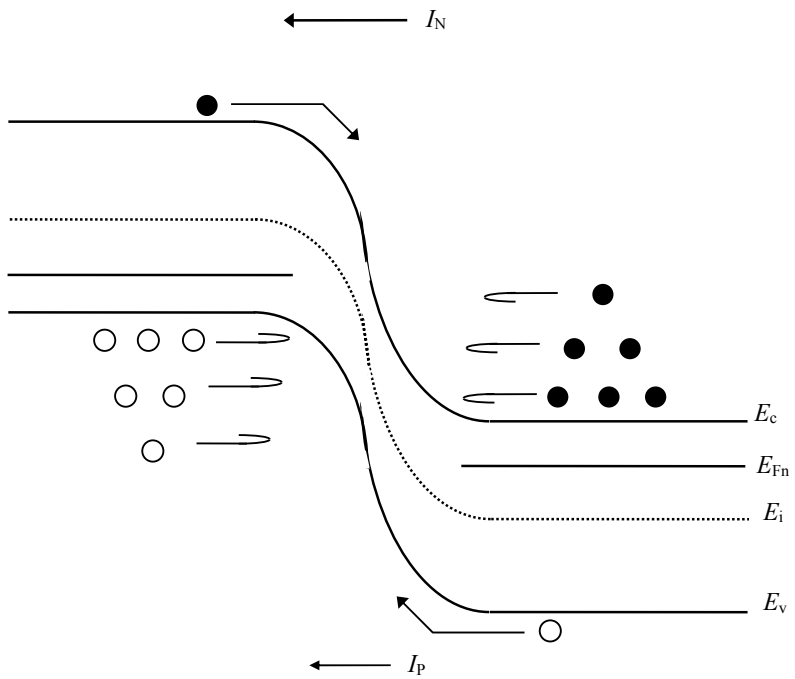


(α) Ισορροπία (V_A=0)

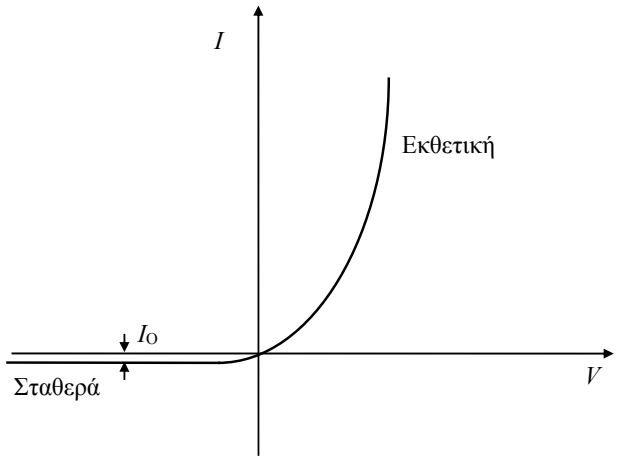




(β) Ορθή πόλωση (V_A>0)



(γ) Ανάστροφη πόλωση (V_A<0)



(δ)

Σχ. 3.17. Ενεργειακό διάγραμμα ζωνών, κατανομές φορέων, και διάχυση φορέων στην περιοχή γύρω από μια ένωση p-n, υπό: α) συνθήκες ισορροπίας (ανοιχτοκύκλωμα, V=0), β) ορθής πόλωσης, γ) ανάστροφης πόλωσης. δ) Μορφή της χαρακτηριστικής ρεύματος-τάσης I-V, [5].

Στο Σχ. 3.17, φαίνεται με απλά εποπτικά διαγράμματα το ενεργειακό διάγραμμα ζωνών, οι κατανομές των φορέων, και η διάχυση φορέων στην περιοχή γύρω από μια ένωση p-n, υπό συνθήκες ισορροπίας (ανοιχτοκύκλωμα, V=0), ορθής πόλωσης, και ανάστροφης πόλωσης. Τέλος, δίνεται η μορφή της χαρακτηριστικής ρεύματος-τάσης I-V.

Η ορθή πόλωση αφενός ανεβάζει ολόκληρη την κατανομή των ηλεκτρονίων πλειονότητας του ημιαγωγού τύπου n σε υψηλότερη στάθμη από εκείνη των ηλεκτρονίων μειονότητας του ημιαγωγού τύπου p, αφετέρου κατεβάζει ολόκληρη την κατανομή των οπών πλειονότητας του ημιαγωγού τύπου p σε χαμηλότερη στάθμη από εκείνη των οπών μειονότητας του ημιαγωγού τύπου n. Αυτό έχει σαν συνέπεια να προκύψει μια αύξηση της πυκνότητας των φορέων μειονότητας πάνω από την προβλεπόμενη από την κατανομή Fermi. Δηλαδή αμέσως μετά τη

ζώνη απογύμνωσης η πυκνότητα των φορέων μειονότητας αναγκάζεται υπό την πίεση των φορέων πλειονότητας που εισρέουν σ'αυτήν να διαμορφώσει μια κατανομή που να ταιριάζει με εκείνη των φορέων πλειονότητας. Δηλαδή αν πάρουμε τα ηλεκτρόνια μειονότητας, αντί να έχουμε την πυκνότητα n_p που ορίζει η κατανομή Fermi, έχουμε αμέσως μετά τη ζώνη απογύμνωσης αυξημένη πυκνότητα $n_p(0)$ που επιβάλλεται από τα ηλεκτρόνια πλειονότητας που εισβάλλουν σ' αυτήν. Κάτι αντίστοιχο συμβαίνει και για τις οπές στη ζώνη μειονότητας όπου αμέσως μετά τη ζώνη απογύμνωσης έχουμε πυκνότητα $p_n(0)$ που επιβάλλεται από τις οπές πλειονότητας.

Παρατηρήστε τις οιονεί-στάθμες Fermi στα Σχ. 3.16α και 3.16β, τις οποίες ορίσαμε στην § 3.9.1. για την κατάσταση εκτός ισορροπίας. Απέχουν μεταξύ τους ενεργειακά απόσταση ίση με Q_eV (τόσο στην ορθή όσο και στην ανάστροφη πόλωση), όπου V είναι η εξωτερικά εφαρμοζόμενη τάση. Η έγχυση περίσσειας ηλεκτρονίων και οπών λόγω ορθής πόλωσης, διαχωρίζει τις δύο οιονεί-στάθμες Fermi, οι οποίες με μηδενική πόλωση, ταυτίζονται. Η ενεργειακή τους αυτή διαφορά είναι θετική ή αρνητική ανάλογα με την πολικότητα της τάσης (ορθή ή ανάστροφη) και υποδηλώνει ακριβώς ότι ο ημιαγωγός στο σύνολό του δεν είναι σε κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας, λόγω της εξωτερικής διέγερσης. Μπορούμε όμως να θεωρήσουμε προσεγγιστικά, ότι κάθε περιοχή p ή n ξεχωριστά, είναι σε θερμοδυναμική ισορροπία, με άξονα συμμετρίας της συνάρτησης πιθανότητας κατάληψης μιας ενεργειακής στάθμης (δηλ. της συνάρτησης Fermi), την οιονεί-στάθμη Fermi E_{Fn} και E_{Fp}, για την περιοχή τύπου n και p, αντίστοιχα.

Από τα όρια της ζώνης απογύμνωσης και πέρα, προς τα αριστερά για τα ηλεκτρόνια και προς τα δεξιά για τις οπές, αρχίζει το φαινόμενο της διαχύσεως που συντελείται σε μια απόσταση πολύ μεγαλύτερη από το πλάτος ℓ της ζώνης απογύμνωσης. Επειδή το πλάτος αυτό είναι πολύ μικρό εμπρός στην έκταση του φαινομένου της διαχύσεως, παίρνουμε το $\ell \cong 0$ και τις θέσεις $x= -\ell_p$ και $x= \ell_n$ να συμπίπτουν με την x=0. Τα ρεύματα διαχύσεως οπών προς τα δεξιά και ηλεκτρονίων προς τα αριστερά είναι ομόρροπα και το ολικό μακροσκοπικό ρεύμα στα άκρα της διόδου αυξάνεται ισχυρά όσο το δυναμικό V της πηγής τείνει στο V_0, χωρίς όμως να μπορεί να το φτάσει, γιατί ο ίδιος ο κρύσταλλος καθώς και η μεταλλική επαφή παρουσιάζουν κάποια αντίσταση που οδηγεί σε πτώση τάσης τόσο μεγαλύτερη όσο το ρεύμα ορθής φοράς μεγαλώνει. Έτσι, για μεγάλες τιμές του V η δίοδος θα συμπεριφέρεται σαν αντίσταση ακολουθώντας το νόμο του Ohm.

Οι φορείς πλειονότητας που εισβάλλουν στην περιοχή μειονότητας δημιουργούν αφενός την αυξημένη πυκνότητα εισόδου $n_p(0)$ ή $p_n(0)$, αφετέρου όμως συνεχίζουν να κινούνται μέσα στη ζώνη μειονότητας σε κατάσταση διεγέρσεως έως ότου αποδιεγερθούν κάποτε. Οι φορείς αυτοί έχουν ένα μέσο χρόνο ζωής στην κατάσταση διεγέρσεως, μέσα στον οποίο πρέπει να αποδιεγερθεί το $1-1/e \cong 63\%$ από αυτούς. Αυτό συμβαίνει πραγματικά κατά τη διαδρομή τους μέσα στη ζώνη μειονότητας από όπου βαθμιαία μεταπηδούν στη ζώνη πλειονότητας του ίδιου ημιαγωγού και επανασυνδέονται με τους αντίθετους φορείς που βρίσκονται εκεί. Η διαδικασία αυτή συντελείται με μια εκθετική μειώση της πυκνότητας των φορέων αυτών κατά μήκος της ζώνης μειονότητας, όταν δε θα έχει παρέλθει ο μέσος χρόνος ζωής των διεγερμένων φορέων θα έχει αποδιεγερθεί το 63% των φορέων αυτών. Η απόσταση που διανύουν οι φορείς στο χρόνο αυτό είναι το γνωστό μας μήκος διαχύσεως και συμβολίζεται στον μεν ημιαγωγό τύπου p με το L_n στον δε τύπου n με το L_p.

Όπως έχουμε ήδη αναφέρει, το συνολικό ρεύμα που τελικά θα περνά από την ένωση θα είναι σε κάθε σημείο ίδιο και ίσο με το άθροισμα των δύο συνιστωσών ρεύματος, δηλ. του ρεύματος διαχύσεως και του ρεύματος ολισθήσεως που οφείλεται στο ηλεκτρικό πεδίο. Τα δύο όμως αυτά ρεύματα έχουν διαφορετική αναλογία μεταξύ τους στα διάφορα σημεία. Σε μεγάλη απόσταση από την ένωση το ρεύμα διαχύσεως μηδενίζεται οπότε το συνολικό ρεύμα είναι μόνο ρεύμα ολισθήσεως. Αντίθετα, πολύ κοντά στην ένωση το ρεύμα διαχύσεως γίνεται μέγιστο και το ρεύμα ολισθήσεως ελάχιστο. Το πλάτος της ζώνης απογύμνωσης κατά την ορθή πόλωση, υπολογίζεται όπως ακριβώς και στην ένωση χωρίς πόλωση, με τη μόνη διαφορά ότι αντί της διαφοράς δυναμικού V_0 έχουμε τώρα προσθέσει και την πόλωση V με το κατάλληλο (αρνητικό) πρόσημο.

3.10.4. Εφαρμογή ανάστροφης πόλωσης στην ένωση p-n

Αν η εξωτερική πόλωση V εφαρμοστεί ανάστροφα, δηλαδή ο θετικός πόλος μιας πηγής συνεχούς ρεύματος συνδεθεί στον ημιαγωγό n και ο αρνητικός στον ημιαγωγό p, τότε το

φράγμα δυναμικού V_0 θα αυξηθεί κατά V. Οι λίγες οπές μειονότητας που γεννιούνται ανά δευτερόλεπτο από θερμικές διασπάσεις στο τμήμα n θα κατεβαίνουν πάντα τον ακόμα βαθύτερο "κρημνό" δυναμικού, ο οποίος όμως θα εμποδίζει ακόμα περισσότερο τις οπές πλειονότητας του τμήματος p να διαχυθούν προς το τμήμα n, μειώνοντας το πλήθος τους. Δημιουργείται έτσι μια ασυμμετρία ανάμεσα στις συνιστώσες ρεύματος οπών κατά τις δύο διευθύνσεις. Εντελώς αντίστοιχα πράγματα θα συμβούν για τα ηλεκτρόνια και αυτό θα επιτείνει την ασυμμετρία στο ολικό ρεύμα κατά τις δύο διευθύνσεις, με αποτέλεσμα να έχουμε μακροσκοπικό ρεύμα, ή "ανάστροφο" ρεύμα όπως λέγεται, ασθενούς όμως έντασης γιατί ο αριθμός των θερμικών διασπάσεων οπών-ηλεκτρονίων ανά δευτερόλεπτο είναι περιορισμένος. Το ρεύμα αυτό εύκολα φτάνει σε κόρο, γι' αυτό ονομάζεται επίσης και ανάστροφο ρεύμα κόρου I_O, που μόνο η αύξηση της θερμοκρασίας μπορεί να το αυξήσει. Επομένως, το ανάστροφο ρεύμα κόρου είναι σχεδόν ανεξάρτητο από την τάση και αυξάνεται με τη θερμοκρασία. Δηλαδή, η ανάστροφη αντίσταση της διόδου έχει αρνητικό θερμικό συντελεστή.

Το πλάτος της ζώνης απογύμνωσης κατά την ανάστροφη πόλωση, υπολογίζεται όπως ακριβώς και στην ένωση χωρίς πόλωση, με τη μόνη διαφορά ότι αντί της διαφοράς δυναμικού V_0 έχουμε τώρα προσθέσει και την πόλωση V με το κατάλληλο (θετικό) πρόσημο.

3.10.5. Καμπύλη I=f(V) της διόδου p-n

Στο Σχ. 3.17δ φαίνεται η καμπύλη ρεύματος τάσης της διόδου p-n όπως προκύπτει από πειραματικές μετρήσεις τιμών ρεύματος και τάσης. Από την καμπύλη αυτή φαίνεται η διαφορετική συμπεριφορά της διόδου κατά τις δύο φορές του ρεύματος. Δηλαδή η δίοδος άγει, όπως λέμε, κατά την ορθή πόλωση και δεν άγει κατά την ανάστροφη. Η ίδια καμπύλη φυσικά θα προκύψει αν την υπολογίσουμε θεωρητικά με βάση τις εξισώσεις που θα παρουσιαστούν στην επόμενη παράγραφο.

3.11. Θεωρητική Περιγραφή της Διόδου p-n

3.11.1. Αύξηση πληθυσμού φορέων μειονότητας λόγω ορθής πόλωσης

Με βάση την ανάλυση της § 3.9.1, έχουμε από την εξ. 3.19 για το λόγο της πυκνότητας ηλεκτρονίων στις περιοχές p και n αντίστοιχα, για μια δίοδο p-n χωρίς πόλωση,

$$\frac{n_p}{n_n} = e^{-\frac{(E_{cn}-E_{cp})}{kT}} = e^{-\frac{E_0}{kT}} = e^{-\frac{Q_e V_0}{kT}} \qquad 3.34$$

Όταν επιβάλλουμε ορθή πόλωση, η πυκνότητα των φορέων μειονότητας στο σημείο x=0, θα αυξηθεί από εφαρμογή της πόλωσης V και θα δίνεται από την παραπάνω σχέση 3.34, εάν σε αυτήν αντικαταστήσουμε το δυναμικό επαφής V_0 με το V_0-V, δηλαδή

$$\frac{n_p(0)}{n_n} = \exp\frac{-Q_e(V_0 - V)}{kT} \qquad 3.35$$

Διαιρώντας την 3.35 με την 3.34 παίρνουμε

$$n_p(0) = n_p \exp\frac{Q_e V}{kT} \qquad 3.36$$

Και η διαφορά των δύο είναι η πυκνότητα ηλεκτρονίων που έχουν διεγερθεί, λόγω ορθής πόλωσης, πάνω από την κατανομή Fermi

$$\Delta n_p(0) = n_p(0) - n_p = n_p\left\{\left(\exp\frac{V}{V_T}\right) - 1\right\} \qquad 3.37$$

όπου το μέγεθος $V_T = \frac{kT}{Q_e}$ έχει διαστάσεις τάσης και ονομάζεται τάση θερμοκρασίας. Στους 300 ^oK έχει τιμή V_T = 26 mV. Η σχέση 3.37 γράφεται επίσης

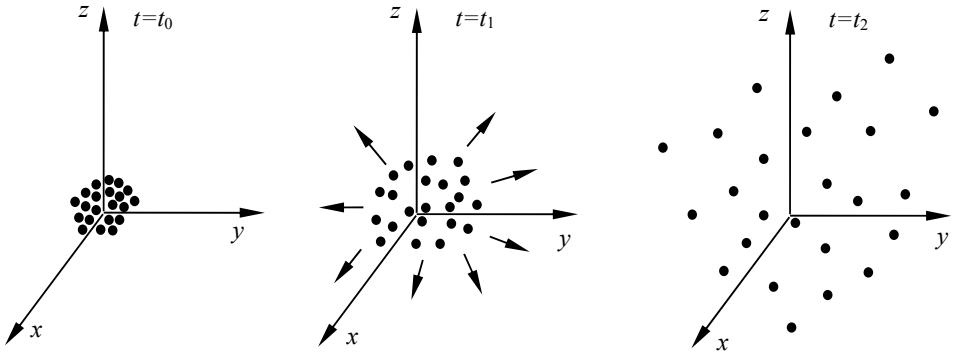
$$\Delta n_p(0) = n_p D(V) \quad \text{για ηλεκτρόνια} \qquad 3.38α$$

$$\Delta p_n(0) = p_n D(V) \quad \text{για οπές} \qquad 3.38β$$

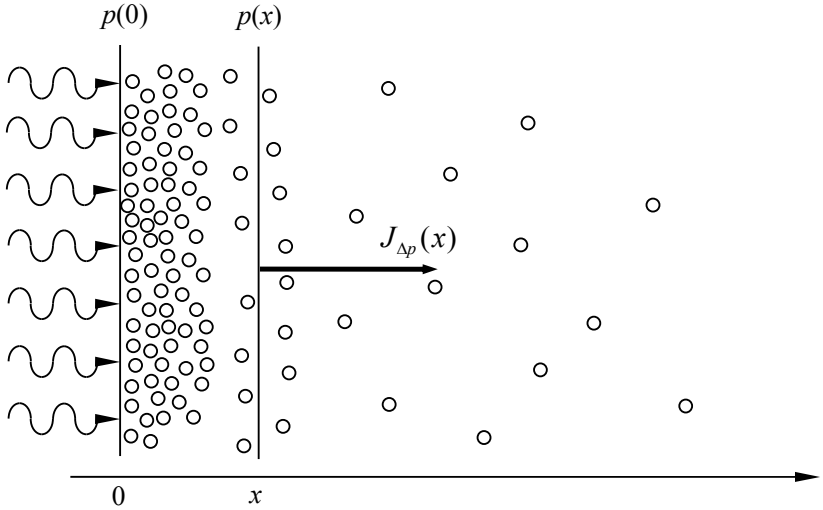
όπου $$D(V) = \left(\exp\frac{V}{V_T}\right) - 1 \qquad 3.39$$

3.11.2. Μήκος διαχύσεως των φορέων και κατανομή του ρεύματος διαχύσεως

Είδαμε πως ευθύς μετά την αποκατάσταση της ένωσης *p-n*, εξαιτίας της διαφοράς των συγκεντρώσεων στα δύο τμήματα, προκαλείται μια στιγμιαία κίνηση φορέων που τελικά οδηγεί σε νέα κατάσταση ισορροπίας. Το στιγμιαίο αυτό ρεύμα οφείλεται στη διάχυση οπών και ηλεκτρονίων. Γενικότερα, ονομάζουμε *διάχυση* (diffusion) τη ροή που παρατηρείται σε τυχαία κινούμενα σωμάτια από περιοχή μεγάλης συγκέντρωσής τους προς περιοχή μικρότερης συγκέντρωσής τους. Το φαινόμενο αυτό είναι γενικό στατιστικό φαινόμενο, που εμφανίζεται κάθε φορά που υπάρχει ανομοιόμορφη κατανομή σωματίων, αρκεί αυτά να κινούνται άτακτα και ελεύθερα. Στο Σχ. 3.18, φαίνεται παραστατικά η δράση της διαχύσεως. Η ανομοιόμορφη κατανομή τείνει αυθόρμητα να διαλυθεί (να σκορπίσει). Μπορούμε να πούμε ότι το φαινόμενο της διαχύσεως εκφράζει το 2ο θερμοδυναμικό αξίωμα, δηλ. την αύξηση της εντροπίας. Η ταχύτητα με την οποία τείνει να καταργηθεί η ανομοιομορφία, θα είναι τόσο μεγαλύτερη όσο η ευκινησία των σωματίων είναι μεγάλη, και όσο πιο ζωηρή είναι η τυχαία τους κίνηση (δηλ. μεγάλη η θερμοκρασία τους).



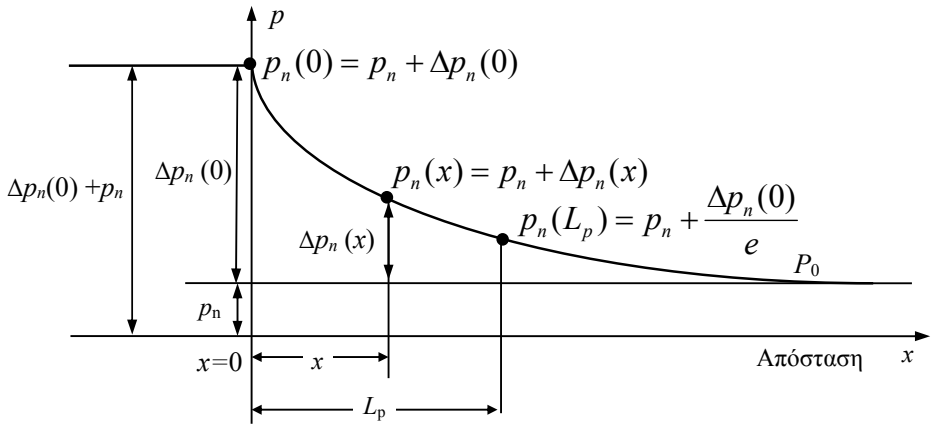
Σχ. 3.18. Διάχυση σωματίων από ένα αρχικό σημείο συμπύκνωσης σε τρία διαφορετικά στιγμιότυπα: $t_0 < t_1 < t_2$. Τα βέλη παριστάνουν την ταχύτητα διαχύσεως, [14].



Σχ. 3.19. Η ανομοιόμορφη συγκέντρωση που προκαλεί η διέγερση λόγω ορθής πόλωσης οδηγεί σε ρεύμα διαχύσεως, [14].

Στην προηγούμενη παράγραφο υπολογίστηκε η μέγιστη πυκνότητα των φορέων μειονότητας στο σημείο x = 0, λόγω της ορθής πόλωσης V. Όπως φαίνεται και στα Σχ. 3.19 και 3.20, όσο απομακρυνόμαστε από τον άξονα της ένωσης, τόσο μειώνεται η πυκνότητα αυτή, επειδή στο δρόμο γίνεται μετάπτωση των φορέων αυτών μειονότητας, που βρίσκονται σε διέγερση, στη ζώνη πλειονότητας όπου επανασυνδέονται με αντίθετους φορείς. Συνεπώς η πυκνότητα αυτή είναι συνάρτηση του x και ακολουθεί έναν εκθετικό νόμο όπως φαίνεται στο Σχ. 3.20 για τις οπές στην περιοχή του ημιαγωγού τύπου n. Το ίδιο συμβαίνει και για τα ηλεκτρόνια στην περιοχή του ημιαγωγού p. Το ένα άκρο του ημιαγωγού θεωρείται ελεύθερο ώστε να μην περιορίζεται η διάχυση που θεωρητικά τελειώνει στο άπειρο.

Όπως προαναφέρθηκε, η πυκνότητα του ρεύματος κατά την ορθή πόλωση κοντά στην ένωση p-n αποτελείται από δύο συνιστώσες, την πυκνότητα ρεύματος ολισθήσεως J_A (ρεύμα αγωγιμότητας) και την πυκνότητα ρεύματος διαχύσεως J_Δ. Η πυκνότητα αυτή μπορεί να εκφραστεί με τη βοήθεια ενός συντελεστή που ονομάζεται συντελεστής διαχύσεως και συμβολίζεται με το γράμμα D. Ο συντελεστής αυτός συσχετίζει την πυκνότητα ρεύματος διαχύσεως με τη μεταβολή της πυκνότητας των φορέων μειονότητας που εκφράζεται με την παράγωγο. Για τις οπές σε κάποιο σημείο x από τον άξονα της ένωσης, η πυκνότητα του ρεύματος διαχύσεως δίνεται από τη σχέση:



Σχ. 3.20. Η τοπική κατανομή συγκέντρωσης πρόσθετων οπών φθίνει εκθετικά καθώς απομακρυνόμαστε από την περιοχή της έγχυσης, [16].

$$J_{\Delta_{p_n}}(x) = -Q_e D_p \frac{dp_n(x)}{dx} \qquad 3.40$$

Αντίστοιχη σχέση ισχύει και για τα ηλεκτρόνια μέσα στην περιοχή τύπου p.

$$J_{\Delta_{n_p}}(x) = +Q_e D_n \frac{dn_p(x)}{dx} \qquad 3.41$$

Οι διαστάσεις του συντελεστή διαχύσεως είναι cm^2/sec. Αποδεικνύεται ότι μεταξύ των συντελεστών διαχύσεως, ισχύει η σχέση

$$\boxed{\frac{D_p}{\mu_p} = \frac{D_n}{\mu_n} = \frac{kT}{Q_e}} \qquad 3.42$$

Η σχέση 3.42 εκφράζει ακριβώς την εξάρτηση του συντελεστή διαχύσεως D από την κινητικότητα και τη θερμοκρασία των σωματίων (φορέων). Η τιμή των συντελεστών διαχύσεως (σε cm^2/sec) για τις οπές και τα ηλεκτρόνια είναι για το γερμάνιο και το πυρίτιο, περίπου οι εξής:

Ge: $D_p = 44$, $D_n = 99$

Si: $D_p = 13$, $D_n = 35$

Η μεταβολή της πυκνότητας των φορέων μειονότητας οφείλεται στη μετάπτωση των διεγερμένων φορέων στην κανονική τους κατάσταση (επανασύνδεση). Ο μέσος χρόνος ζωής των φορέων στη διεγερμένη κατάσταση συμβολίζεται με τ_p και τ_n για τις οπές και τα ηλεκτρόνια, αντίστοιχα.

Η σχέση 3.40 δίνει την πυκνότητα ρεύματος διαχύσεως σε κάθε σημείο x από τον άξονα της ένωσης. Αυτό το ρεύμα όμως, μεταβάλλεται με την απόσταση και η μεταβολή αυτή εξαρτάται από το χρόνο ζωής τ των φορέων. Σε μεγάλη απόσταση, δηλ. σε πολύ μεγάλο χρόνο, το ρεύμα διαχύσεως μηδενίζεται γιατί όλοι οι φορείς μειονότητας έχουν αποδιεγερθεί. Δηλαδή, μακριά από την ένωση δεν υπάρχει ρεύμα διαχύσεως.

Με βάση τα παραπάνω, καταστρώνουμε μια δεύτερη εξίσωση που δίνει τη μεταβολή του ρεύματος διαχύσεως και είναι για τις οπές

$$dJ_{\Delta_{p_n}}(x) = -Q_e \frac{\Delta p_n(x)}{\tau_p} dx \qquad 3.43$$

Από τις 3.40 και 3.43 με απαλοιφή του J, προκύπτει η σχέση

$$\boxed{D_p \frac{d^2 p_n(x)}{dx^2} = \frac{\Delta p_n(x)}{\tau_p}} \qquad 3.44$$

όπου το $L_p \equiv \sqrt{D_p \tau_p}$ 3.45

έχει διαστάσεις μήκους και ονομάζεται μήκος διαχύσεως των οπών για λόγους που θα δούμε σε λίγο.

Λύνοντας την εξ. 3.44 με οριακές συνθήκες τις $\Delta p_n(0) = p_n D(V)$ για x = 0 και $\Delta p_n(x) = 0$ για $x \to \infty$ έχουμε

$$\Delta p_n(x) = \Delta p_n(0) e^{-\frac{x}{L_p}} \qquad 3.46$$

$$p_n(x) = p_n + \Delta p_n(x) \qquad 3.47$$

από όπου φαίνεται ότι σε βάθος $x=L_p$ η πρόσθετη συγκέντρωση οπών έχει ήδη υποβιβαστεί κατά e=2.72 φορές, όπως φαίνεται και στο Σχ. 3.20. Μπορεί ακόμα να αποδειχτεί ότι το L_p είναι η μέση απόσταση την οποία μπορούν να διανύσουν οι οπές πριν επανασυνδεθούν.

Αντίστοιχη σχέση με την 3.46 έχουμε και για τα ηλεκτρόνια,

$$\Delta n_p(x) = \Delta n_p(0) e^{-\frac{x}{L_n}} \qquad 3.48$$

μόνο που το μήκος διαχύσεως των φορέων δίνεται από την

$$L_n \equiv \sqrt{D_n \tau_n} \qquad 3.49$$

Αντικαθιστώντας την εξ. 3.47 στην 3.40, έχουμε για την πυκνότητα ρεύματος διαχύσεως οπών μέσα στον ημιαγωγό

$$\boxed{J_{\Delta_{p_n}}(x) = -Q_e D_p \frac{dp_n(x)}{dx} = Q_e \frac{D_p}{L_p} p_n D(V) e^{-\frac{x}{L_p}}} \qquad 3.50$$

δηλ. το ρεύμα διαχύσεως μειώνεται και αυτό εκθετικά με την απόσταση x με την ίδια σταθερά L_p.

Εντελώς ανάλογη σχέση προς την 3.50 ισχύει και για την πυκνότητα ρεύματος διαχύσεως ηλεκτρονίων. Θα έχουμε δηλαδή

$$J_{\Delta_n}(x) = +Q_e D_n \frac{dn_p(x)}{dx} \qquad 3.51$$

Αποδεικνύεται η ακόλουθη πρόταση η οποία είναι πολύ σημαντική για την κατανόηση της λειτουργίας της ένωσης p-n: Αν εγχυθούν φορείς μειονότητας (λ.χ. οπές) σε ένα τμήμα ημιαγωγού όπου επικρατούν οι αντίθετοι φορείς (δηλ. τύπου n) τότε, στο ρεύμα των φορέων μειονότητας που δημιουργείται, επικρατεί η συνιστώσα που οφείλεται στη διάχυση, ενώ η συνιστώσα που οφείλεται στην ολίσθηση είναι αμελητέα.

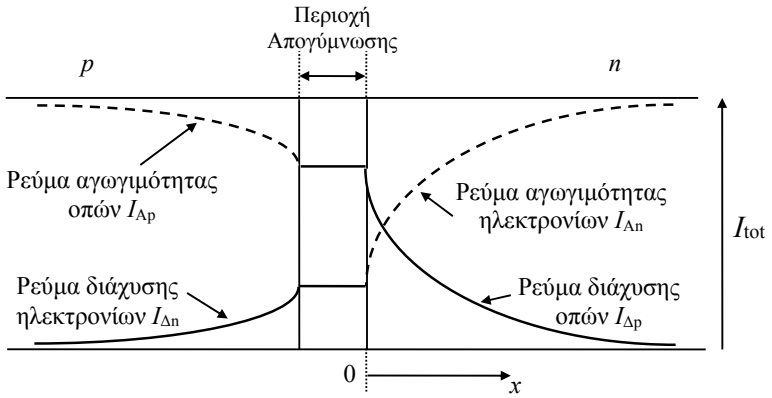
3.11.3. Ο νόμος της ένωσης

Στην ορθή πόλωση λοιπόν, το ρεύμα οπών μειονότητας που εγχέεται από το p→n είναι ένα ρεύμα διαχύσεως και επομένως θα δίνεται από την 3.50

$$I_{p_n}(x) = AQ_e \frac{D_p}{L_p} p_n D(V) e^{-\frac{x}{L_p}} \qquad 3.52$$

όπου A το εμβαδόν (διατομή) της ένωσης.
Ανάλογη σχέση θα έχουμε για το ρεύμα διαχύσεως ηλεκτρονίων που διαχέονται από το n→p.

Επομένως οι εντάσεις των δύο συνιστωσών ρεύματος στις διάφορες τομές x γύρω από την επαφή θα είναι όπως στο Σχ. 3.21, σε τρόπο ώστε η ολική τιμή του ρεύματος $I_{tot}=I_p(x)+I_n(x)$ να είναι σταθερή κατά μήκος του κρυστάλλου. Αρκεί επομένως ο υπολογισμός του ρεύματος σε μία τομή.



Σχ. 3.21. Σε κάθε τομή *x*, το ρεύμα διαχύσεως των φορέων μειονότητας συμπληρώνεται από ένα ρεύμα φορέων πλειονότητας σε τρόπο ώστε το ολικό ρεύμα να είναι σταθερά ίσο με I_{tot}, [16].

Στη θέση *x*=0 η 3.52 δίνει

$$I_{p_n}(0) = AQ_e \frac{D_p}{L_p} p_n D(V) \qquad 3.53$$

Ανάλογα παίρνουμε για τα ηλεκτρόνια

$$I_{n_p}(0) = AQ_e \frac{D_n}{L_n} n_p D(V) \qquad 3.54$$

οπότε το ολικό ρεύμα I_{tot} στην ορθή πόλωση θα δίνεται από την

$$I_{tot} = AQ_e \left(\frac{D_p}{L_p} p_n + \frac{D_n}{L_n} n_p \right) \cdot \left(e^{\frac{Q_e V}{kT}} - 1 \right) \qquad 3.55$$

ή

$$\boxed{I_{tot} = I_O \left(e^{\frac{Q_e V}{kT}} - 1 \right) = I_O D(V)} \qquad 3.56$$

όπου $I_O = AQ_e \left(\frac{D_p}{L_p} p_n + \frac{D_n}{L_n} n_p \right)$ 3.57

Η σχέση 3.56 αποτελεί το *νόμο της ένωσης p-n.* Αποδεικνύεται ότι η ίδια σχέση περιγράφει και το ρεύμα σε ανάστροφη πόλωση, με μόνη τη διαφορά ότι τώρα η τάση V θα παίρνει αρνητικές τιμές. Επομένως η 3.56 περιγράφει όλη τη χαρακτηριστική I-V και γι' αυτό ονομάζεται *νόμος της επαφής.*

Παρατηρούμε ότι για μεγάλες τιμές της ανάστροφης τάσης (αρνητικές), τέτοιες ώστε $|V| >> \frac{kT}{Q_e}$, το $e^{-\frac{Q_e|V|}{kT}} \to 0$ και το $I_{tot} \to -I_O$. Π.χ., για $|V| > 3V_T \to D(V) = -1$. Βλέπουμε δηλαδή ότι το I_O που δίνεται από την 3.57 δεν είναι άλλο από το *ανάστροφο ρεύμα κόρου*.

3.11.4. Επίδραση της θερμοκρασίας στην χαρακτηριστική I-V

Από τις 3.56, 3.57 φαίνεται ότι η επίδραση της θερμοκρασίας οφείλεται σε δύο κυρίως αίτια:

- την παρουσία της T στον εκθετικό όρο της 3.56.
- την ισχυρή επίδραση της θερμοκρασίας στα p_n, n_p που ορίζουν το I_0. Πράγματι από τις 2.13, 2.14 έχουμε ότι

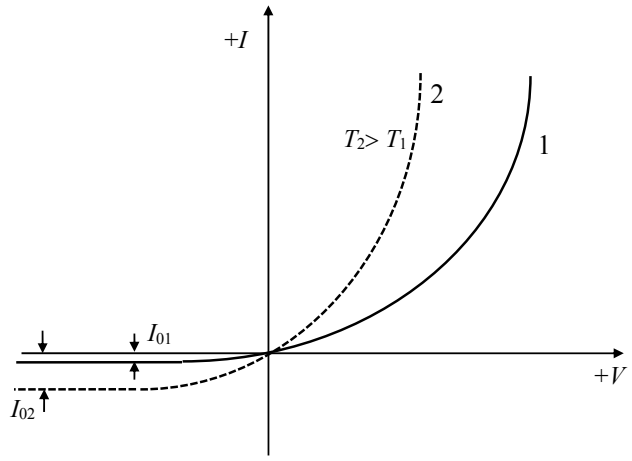
$$p_n = \frac{n_i^2}{N_D} \quad , \quad n_p = \frac{n_i^2}{N_A} \qquad 3.58$$

Αλλά το n_i^2 εξαρτάται ισχυρότατα από την T, σύμφωνα με την 1.28

$$n_i^2 = 4\left(\frac{2\pi k}{h^2}\right)^3 \cdot (m_n^* m_p^*)^{3/2} \cdot T^3 \cdot e^{-\frac{E_G}{kT}} \qquad 3.59$$

Η σχετική μεταβολή του I_0 θα είναι

$$\frac{dI_O}{I_O} \cong \frac{d(n_i^2)}{n_i^2} \qquad 3.60$$



Σχ. 3.22. Επίδραση της θερμοκρασίας στη χαρακτηριστική *I-V*, [14].

Αλλά από την 3.59

$$\frac{d(n_i^2)}{dT} = \frac{3}{T} n_i^2 + \frac{E_G}{kT^2} n_i^2 \qquad 3.61$$

ή

$$\frac{dn_i^2}{n_i^2} = \left(3 + \frac{E_G}{kT}\right)\frac{dT}{T} \qquad 3.62$$

δηλαδή

$$\frac{dI_O}{I_O} = \left(3 + \frac{E_G}{kT}\right)\frac{dT}{T} \qquad 3.63$$

Θέτοντας π.χ. για το Ge E_G=0.72 eV έχουμε σε συνηθισμένη θερμοκρασία kT=0.025 eV και τελικά

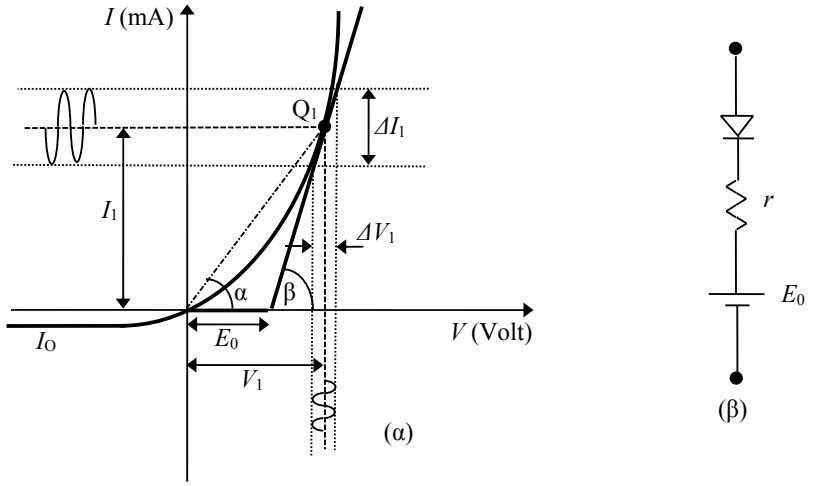
$$\frac{dI_O}{I_O} = 32\frac{dT}{T} \qquad \text{ή} \qquad I_O(T_2) = I_O(T_1) \cdot 2^{(T_2 - T_1)/10} \qquad 3.64$$

πράγμα που οδηγεί σε μεταβολή του I_0 περίπου 10% ανά °C. Η τιμή αυτή είναι θεωρητική. Στην πράξη το ποσοστό δεν ξεπερνά το 7% ανά °C τόσο για το Ge όσο και για το Si και αυτό οφείλεται στην ύπαρξη διαρροών που αυξάνουν το I_0 και είναι ανεξάρτητες της θερμοκρασίας.

3.12. Εσωτερική αντίσταση και χωρητικότητα διόδου p-n

3.12.1. Εσωτερική αντίσταση κρυσταλλοδιόδου

Στη μέχρι τώρα ανάλυσή μας θεωρήσαμε παντού ότι η κρυσταλλοδίοδος είναι ιδανική, δηλ. έχει μηδενική αντίσταση κατά την ορθή πόλωση και άπειρη αντίσταση κατά την ανάστροφη πόλωση. Η πραγματική όμως κρυσταλλοδίοδος έχει χαρακτηριστική καμπύλη ρεύματος-τάσης όπως αυτή που φαίνεται στο Σχ. 3.23.



Σχ. 3.23. Πειραματική καμπύλη κρυσταλλοδιόδου, [16].

Από τη μορφή της καμπύλης αυτής μπορούμε να συνάγουμε το ισοδύναμο κύκλωμα της διόδου το οποίο θα είναι όπως αυτό του Σχ. 3.23β. Όπως ήδη αναφέρθηκε, η τάση E_0 είναι για το Ge 0.1-0.2 V και για το Si 0.4-0.7 V. Η αντίσταση συνεχούς ρεύματος για ένα σημείο Q_1 πάνω στη χαρακτηριστική καμπύλη είναι ίση με

$$r_{dc} = \frac{V_1}{I_1} = \sigma\phi\ \alpha \qquad 3.65$$

Η αντίσταση αυτή διαφέρει από σημείο σε σημείο πάνω στην καμπύλη και αναφέρεται μόνο στη συνεχή συνιστώσα του ρεύματος και της τάσης.

Αν στο κύκλωμα μιας διόδου έχουμε μεικτό ρεύμα, δηλ. συνεχές και εναλλασσόμενο, όπως όταν υπάρχουν δύο πηγές στη σειρά, μία συνεχούς και μία εναλλασσομένου, τότε υπολογίζουμε το ρεύμα στη δίοδο χωριστά για τις δύο πηγές και μετά τα υπερθέτουμε. Για να γίνει αυτό χρησιμοποιούμε τη μία φορά για το συνεχές ρεύμα την αντίσταση r_{dc} και τη δεύτερη φορά για το εναλλασσόμενο ρεύμα την αντίσταση r_{ac} η οποία ονομάζεται *εσωτερική αντίσταση* της κρυσταλλοδιόδου. Η αντίσταση αυτή υπολογίζεται από το λόγο των μεταβολών της τάσης και του ρεύματος στο σημείο Q_1 που μας ενδιαφέρει, και έχει μικρές μόνο μεταβολές για μια ολόκληρη περιοχή πάνω στην καμπύλη γύρω από το σημείο αυτό. Είναι δηλαδή

$$r_{ac} = \frac{\Delta V_1}{\Delta I_1} = \sigma\phi\ \beta \qquad 3.66$$

Η εσωτερική αυτή αντίσταση υπολογίζεται και θεωρητικά από το νόμο της ένωσης, εξ. 3.56. Υπολογίζεται γι' αυτό στην αρχή η ειδική αγωγιμότητα, η οποία πολλαπλασιασμένη επί την διατομή A δίνει το αντίστροφο της ζητούμενης εσωτερικής αντίστασης, δηλαδή

$$g_{ac} = \frac{dJ}{dV} = \frac{1}{Ar_{ac}} \qquad 3.67$$

και από την εξ. 3.56 βρίσκουμε

$$g_{ac} = J_O \frac{1}{V_T} e^{\frac{Q_e V}{kT}} \qquad 3.68$$

όπου $V_T = \frac{kT}{Q_e}$

ή
$$g_{ac} = \frac{J + J_O}{V_T} \qquad 3.69$$

Επειδή όμως στην ορθή πόλωση ισχύει $J >> J_0$

$$g_{ac} \cong \frac{J}{V_T} \quad \text{και} \quad \boxed{r_{ac} \cong \frac{V_T}{I_1}} \qquad 3.70$$

Με αντικατάσταση της τιμής του J_0 από την 3.57 παίρνουμε την

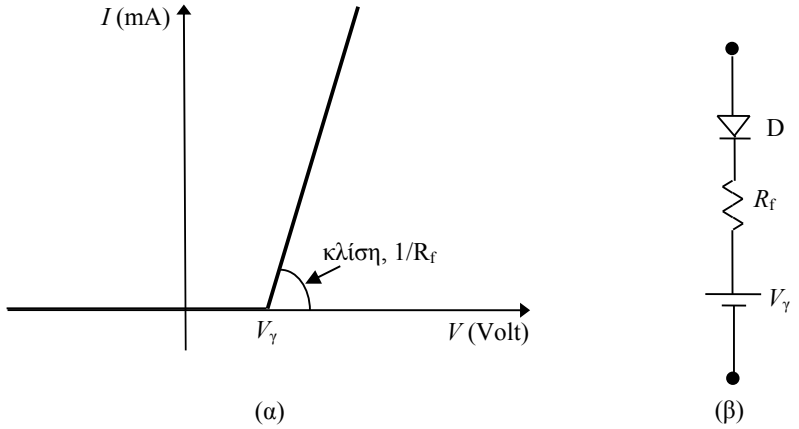
$$g_{ac} = \frac{Q_e}{V_T}\left(\frac{D_p}{L_p}p_n + \frac{D_n}{L_n}n_p\right)\cdot e^{\frac{Q_e V}{kT}} \qquad 3.71$$

$$g_{ac} = g_p + g_n \qquad 3.72$$

Σε μια δίοδο που το ένα τμήμα είναι εντονότερα νοθευμένο από το άλλο, δηλαδή ισχύει $p_n >> n_p$ ή το αντίστροφο, η ειδική αγωγιμότητα θα εκφράζεται με αρκετή προσέγγιση με τον ένα μόνο από τους δύο όρους της εξ. 3.72.

3.12.2. Ισοδύναμο κύκλωμα και τμηματική γραμμικοποίηση χαρακτηριστικής διόδου

Στην πράξη, πολύ συχνά η χαρακτηριστική I-V μιας διόδου προσεγγίζεται με τμηματική γραμμικοποίηση, όπως φαίνεται στο Σχ. 3.24α. Στο Σχ. 3.24α θεωρούμε ότι η δίοδος με ανάστροφη πόλωση έχει άπειρη αντίσταση, ενώ με ορθή πόλωση μεγαλύτερη από V_γ η δίοδος έχει σταθερή αντίσταση R_f. Η R_f λέγεται αντίσταση ορθής πόλωσης. Η δίοδος συμπεριφέρεται σαν ανοικτοκύκλωμα εάν είναι $V<V_\gamma$, έχει δε μια σταθερή αντίσταση $R_f=dV/dI$ εάν είναι $V>V_\gamma$. Επομένως μπορούμε να θεωρήσουμε σαν ισοδύναμο κύκλωμα της διόδου το κύκλωμα του Σχ. 3.24β όπου D μια ιδανική δίοδος (άπειρη αντίσταση στην ανάστροφη πόλωση και μηδενική στην ορθή).

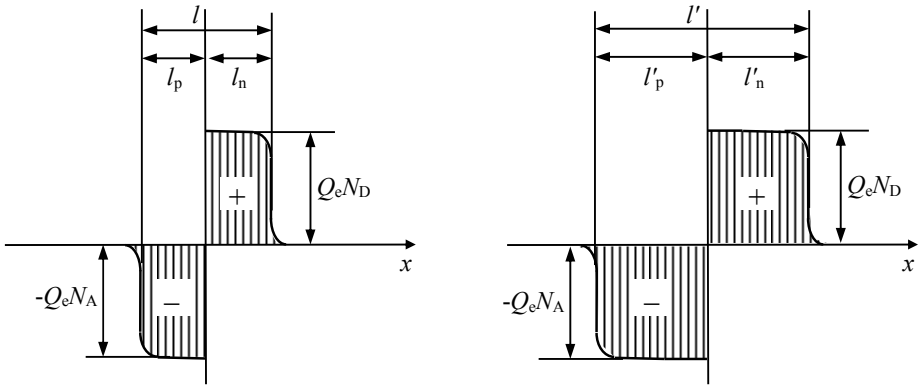


Σχ. 3.24. Προσεγγιστική χαρακτηριστική και ισοδύναμο κύκλωμα διόδου, [14].

Όπως είδαμε παραπάνω, η αντίσταση συνεχούς ρεύματος r_{dc} είναι ίση προς το αντίστροφο της κλίσης της ευθείας που συνδέει το σημείο λειτουργίας με την αρχή των συντεταγμένων. Η αντίσταση συνεχούς ρεύματος μεταβάλλεται σε μεγάλο εύρος με τη μεταβολή των V και I και δεν είναι μια χρήσιμη παράμετρος. Αντίθετα, η αντίσταση ορθής πόλωσης R_f του προσεγγιστικού μοντέλου, έχει ιδιαίτερη πρακτική σημασία και συνήθως χρησιμοποιείται στην ανάλυση κυκλωμάτων με διόδους τόσο για dc όσο και για ac σήματα.

3.12.3. Χωρητικότητα μεταβάσεως

Όπως αναφέραμε πιο πάνω, γύρω από τον άξονα της ένωσης p-n σχηματίζεται μια ζώνη απογύμνωσης πλάτους $\ell=\ell_p+\ell_n$. Μέσα στη ζώνη αυτή, το υλικό συμπεριφέρεται σαν διηλεκτρικό λόγω ακριβώς της αραίωσης των φορέων της περιοχής αυτής. Εξαιτίας αυτού, εμφανίζεται ένα ηλεκτρικό φορτίο μέσα στη ζώνη απογύμνωσης το οποίο είναι αρνητικό μέσα στον ημιαγωγό τύπου p και θετικό μέσα στον ημιαγωγό τύπου n. Το πλάτος της ζώνης απογύμνωσης είναι, όπως είδαμε, συνάρτηση της τάσης πόλωσης. Από τη σχέση 3.33 φαίνεται ότι η ανάστροφη πόλωση οδηγεί σε αύξηση του πάχους της περιοχής απογύμνωσης ενώ η ορθή πόλωση σε μείωσή του. Φυσικότερα, αυτό οφείλεται στο ότι η ανάστροφη τάση προκαλεί την απομάκρυνση των φορέων πλειονότητας από την ένωση, ενώ η ορθή πόλωση προκαλεί την προσέγγισή τους σε αυτή. Όταν η πόλωση είναι ανάστροφη, το ρεύμα που περνά από την ένωση είναι πολύ μικρό και η κρυσταλλοδίοδος συμπεριφέρεται τότε σαν πυκνωτής με χωρητικότητα που εξαρτάται από την τάση ανάστροφης πόλωσης. Η χωρητικότητα αυτή ονομάζεται χωρητικότητα μεταβάσεως C_T.



Σχ. 3.25. Η μεταβολή του φορτίου με την αύξηση της ανάστροφης πόλωσης της διόδου, [16].

Όταν αυξάνουμε την ανάστροφη πόλωση σε μια δίοδο, αυξάνεται το πλάτος της περιοχής απογύμνωσης με αποτέλεσμα να αυξάνεται το ακάλυπτο φορτίο ιόντων γύρω από τον άξονα της ένωσης. Το φορτίο δηλαδή είναι συνάρτηση της ανάστροφης τάσης και επομένως η επίδραση αυτή αντιστοιχεί σε μια χωρητικότητα που εκφράζεται με την παράγωγο

$$C_T = \frac{dQ}{dV} \qquad 3.73$$

Εφόσον το συνολικό φορτίο δίνεται από τη σχέση

$$Q_T = Q_e N_D A\ell_n = Q_e N_A A\ell_p \qquad 3.74$$

Αντικαθιστώντας στην εξ. 3.74 την τιμή του πάχους απογύμνωσης ℓ από την 3.33 μπορούμε εύκολα να υπολογίσουμε τη χωρητικότητα

$$C_T = \left|\frac{dQ}{dV}\right| = \frac{A}{2}\cdot\left\{\frac{2\varepsilon Q_e}{(V_0 \pm V)}\cdot\left(\frac{N_A N_D}{N_A + N_D}\right)\right\}^{1/2} = \frac{\varepsilon A}{\ell} \qquad 3.75$$

όπου A το εμβαδόν της τομής στην ένωση και $\ell = \ell_n + \ell_p$. Η παραπάνω σχέση δεν διαφέρει από εκείνη που δίνει τη χωρητικότητα πυκνωτού επιφάνειας πλακών A με διηλεκτρικό σταθεράς ε και απόσταση πλακών ℓ.

Η χωρητικότητα μεταβάσεως είναι συνήθως μικρή σε μια κρυσταλλοδίοδο και οι τυπικές της τιμές είναι της τάξης μερικών δεκάδων pF (20 – 50 pF).

Η σχέση 3.75 δείχνει ότι η χωρητικότητα μιας επαφής εξαρτάται (κατά μη γραμμικό τρόπο) από την τάση V που εφαρμόζουμε και επομένως μας επιτρέπει τη χρήση της σαν

ελεγχόμενης χωρητικότητας. Οι δίοδοι που κατασκευάζονται για το σκοπό αυτό είναι γνωστές σαν varicaps (ή και varactors). Εάν παραγωγίσουμε την πιο πάνω σχέση παίρνουμε

$$\frac{\Delta C_T}{C_T} = \frac{\Delta V}{2V} \qquad 3.76$$

Δηλαδή, η σχετική μεταβολή της χωρητικότητας είναι ίση με το μισό της σχετικής μεταβολής της τάσης. Για τη χρησιμοποίηση μιας τέτοιας διόδου εφαρμόζεται στους ακροδέκτες της μια τάση ανάστροφης πόλωσης V η οποία είναι σταθερή και καθορίζει το σημείο ηρεμίας και μια τάση σήματος υ της οποίας η στιγμιαία τιμή διαμορφώνει την τιμή της χωρητικότητας. Μια τέτοια μεταβαλλόμενη χωρητικότητα λειτουργεί σε συχνότητες έως και 100 MHz.

3.12.4. Χωρητικότητα διαχύσεως

Όταν η πόλωση μιας ένωσης p-n είναι ορθή, παρουσιάζεται όπως αναφέρθηκε πιο πάνω το φαινόμενο της διαχύσεως. Σ' αυτό, λόγω της ορθής πόλωσης, εμφανίζεται στην είσοδο της ζώνης των φορέων μειονότητας μια αυξημένη πυκνότητα φορέων πάνω από την κατανομή Fermi. Οι διεγερμένοι αυτοί φορείς αποδιεγείρονται με το χρόνο και δημιουργούν το ρεύμα διαχύσεως. Η διάχυση συντελείται σε μια περιοχή πέρα από τη ζώνη απογύμνωσης.

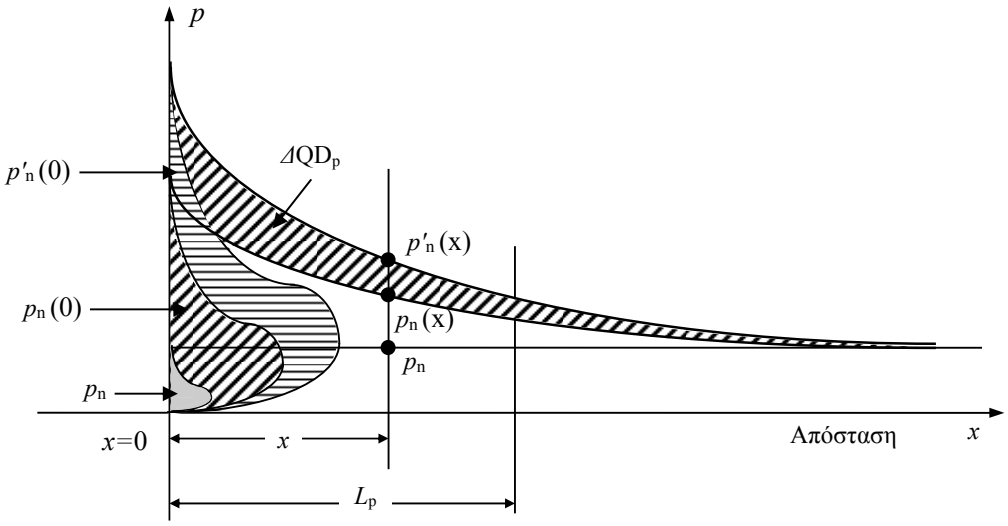
Εξετάζοντας το φαινόμενο αυτό στην περιοχή των οπών μειονότητας του ημιαγωγού τύπου n, θα έχουμε από τη σχέση 3.46 εφόσον αυτή ολοκληρωθεί ως προς x από 0 μέχρι άπειρο και πολλαπλασιαστεί με το φορτίο Q_e

$$Q = \int_0^\infty A Q_e \Delta p_n(0) e^{-x/L_p} dx = A Q_e L_p \Delta p_n(0) \qquad 3.77$$

όπου $\Delta p_n(0) = p_n e^{Q_e V/kT}$. Βλέπουμε ότι κατά την ορθή πόλωση, έχουμε μια χωρητικότητα που ονομάζουμε χωρητικότητα διαχύσεως C_D που είναι πολύ μεγαλύτερη από τη χωρητικότητα μεταβάσεως, $C_D >> C_T$, και ισούται με

$$C_D = \frac{dQ}{dV} = A \frac{Q_e p_n L_p}{V_T} e^{\frac{V}{V_T}} \qquad 3.78$$

Η χωρητικότητα διαχύσεως είναι πολύ μεγαλύτερη της χωρητικότητας μεταβάσεως, διότι το φαινόμενο της διαχύσεως, στο οποίο οφείλει την ύπαρξή της, είναι αργό σε σχέση με το φαινόμενο απογύμνωσης φορέων γύρω από τον άξονα της ένωσης, λόγω ανάστροφης πόλωσης. Τυπικές τιμές της χωρητικότητας διαχύσεως είναι μερικές δεκάδες μF, δηλαδή ένα εκατομμύριο φορές μεγαλύτερη από τη χωρητικότητα μεταβάσεως.



Σχ. 3.26. Κατανομή πυκνότητας διαχύσεως οπών για δύο διαφορετικές τιμές ορθής πόλωσης, [16].

Ανατρέχοντας στη σχέση 3.71 παρατηρούμε ότι η ποσότητα $Q_e p_n / V_T$ της 3.78 μπορεί να εκφρασθεί συναρτήσει της ειδικής αγωγιμότητας g_{ac} αμελώντας τον ένα από τους δύο όρους της 3.71, πράγμα που συμβαίνει στην πράξη όπως ήδη αναφέρθηκε.

$$g_{ac} = \frac{Q_e p_n D_p}{L_p V_T} e^{\frac{V}{V_T}} \qquad 3.79$$

Αντικαθιστούμε στην 3.78 την

$$\frac{Q_e p_n}{V_T} \cong g_{ac} \frac{L_p}{D_p} e^{-\frac{V}{V_T}} \qquad 3.80$$

και αυτή γίνεται

$$C_D \cong A g_{ac} \frac{L_p^2}{D_p} \qquad 3.81$$

αλλά από τη γνωστή σχέση $L_p^2 / D_p = \tau_p$, όπου τ_p ο μέσος χρόνος ζωής των οπών, οπότε είναι

$$C_D = A g_{ac} \tau_p \qquad 3.82$$

Αν ο χρόνος αυτός εκφρασθεί σε μορφή συχνότητας, τεθεί δηλαδή σαν ταυτότητα η σχέση

$$\tau_p \equiv \frac{1}{\omega_\alpha} \qquad 3.83$$

βγαίνει μια πρακτική σημασία της συχνότητας αυτής, από τη σχέση 3.82 και τις 3.67 και 3.70

$$C_D = A g_{ac} \frac{1}{\omega_\alpha} = \frac{1}{r_{ac} \omega_a} \qquad 3.84$$

και

$$\boxed{C_D = \frac{I_1}{V_T \omega_\alpha}} \quad , \quad \boxed{C_D \omega_\alpha = \frac{1}{r_{ac}}} \qquad 3.85$$

Η σχέση 3.85 δείχνει ότι η χωρητικότητα διαχύσεως είναι ανάλογη με το ρεύμα της ορθής πόλωσης της κρυσταλλοδιόδου, και επίσης ότι η συχνότητα ω_α είναι εκείνη η συχνότητα στην οποία η αντίσταση του πυκνωτή $1/C_D\omega_\alpha$ γίνεται ίση με την εσωτερική αντίσταση της κρυσταλλοδιόδου r_{ac}.

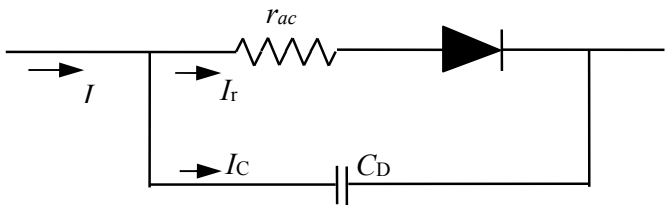
Στο Σχ. 3.27 φαίνεται το ισοδύναμο κύκλωμα της κρυσταλλοδιόδου όπου έχει σχεδιασθεί ένα ημιτονοειδές ρεύμα I το οποίο μοιράζεται στους δύο κλάδους του κυκλώματος, δηλαδή στον πυκνωτή I_C και στην εσωτερική αντίσταση I_r. Παρατηρούμε ότι για συχνότητα $\omega=\omega_\alpha$ το ρεύμα μοιράζεται εξίσου στους δύο κλάδους, για συχνότητα μεγαλύτερη της ω_α το ρεύμα στον πυκνωτή είναι μεγαλύτερο και αυτό σημαίνει ότι η δίοδος αρχίζει να βραχυκυκλώνεται από πυκνωτή. Γι' αυτό η συχνότητα αυτή λέγεται <u>συχνότητα αποκοπής</u> ω_α.

$$\frac{I_r}{I} = \frac{A g_{ac}}{A g_{ac} + j C_D \omega} \qquad 3.86$$

$$\frac{I_r}{I} = \frac{1}{1 + j C_D \omega / A g_{ac}} \qquad 3.87$$

και από την 3.84

$$\frac{I_r}{I} = \frac{1}{1 + j\omega / \omega_a} \qquad 3.88$$



Σχ. 3.27. Ισοδύναμο κύκλωμα κρυσταλλοδιόδου, [16].

Η σχέση αυτή γίνεται για $\omega=\omega_\alpha$

$$\left.\frac{I_r}{I}\right|_{\omega=\omega_\alpha} = \frac{1}{1+j} \qquad 3.89$$

και

$$\left|\frac{I_r}{I}\right|_{\omega=\omega_\alpha} = \frac{1}{\sqrt{2}} \qquad 3.90$$

ή σε decibel

$$N_{dB} = 20\log\frac{1}{\sqrt{2}} = -3\ \text{dB} \qquad 3.91$$

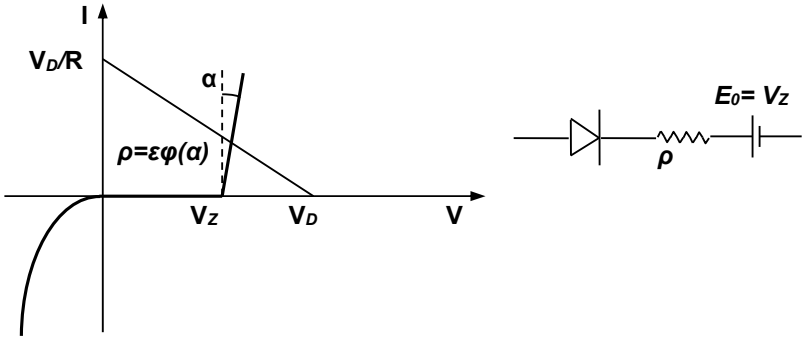
3.13. Δίοδος Zener

Όπως αναφέραμε ήδη, όταν σε μια δίοδο *p-n* εφαρμοστεί ανάστροφη πόλωση έχουμε ένα πολύ μικρό ρεύμα που η τιμή του εξαρτάται μόνο από τη θερμοκρασία, το ανάστροφο δηλαδή ρεύμα κόρου*.

Αυτό όμως ισχύει μόνο μέχρι μια ορισμένη τιμή της ανάστροφης πόλωσης. Αν αυξηθεί πάνω από την οριακή αυτή τιμή, παρατηρείται απότομη αύξηση του ανάστροφου ρεύματος. Τότε λέμε ότι η ένωση βρίσκεται στην *περιοχή κατάρρευσης*, Σχ. 3.28. Η απότομη αύξηση του ρεύματος στην περιοχή κατάρρευσης μπορεί να εξηγηθεί με βάση δύο φαινόμενα. Με το *φαινόμενο Zener* ή με το *φαινόμενο καταιγισμού* (avalanche multiplication) *φορέων*.

- *Φαινόμενο Zener*. Στην ένωση p-n και συγκεκριμένα στην περιοχή έλλειψης φορέων, υπάρχει ένα ηλεκτρικό πεδίο. Η ένταση του πεδίου αυτού αυξάνεται, για δεδομένη τιμή εξωτερικού δυναμικού, όσο αυξάνονται οι συγκεντρώσεις των προσμείξεων. Όταν η ένταση του πεδίου αυτού είναι μεγάλη μπορεί να διασπάσει ομοιοπολικούς δεσμούς δημιουργώντας φορείς και αυξάνοντας έτσι το ανάστροφο ρεύμα. Το φαινόμενο Zener παρατηρείται για εντάσεις πεδίου $2\cdot10^7$ V/m. Αυτό το πεδίο επιτυγχάνεται με εξωτερικές τάσεις μικρότερες από 6 Volt για διόδους με αυξημένες προσμείξεις. Για ελαφρότερες προσμείξεις το δυναμικό αυτό είναι μεγαλύτερο.
- *Φαινόμενο καταιγισμού φορέων.* Οι φορείς μειονότητας που παράγονται θερμικά, όταν η ένταση του πεδίου είναι μεγάλη, αποκτούν αρκετή ενέργεια, ώστε προσκρούοντας σε δέσμια ηλεκτρόνια να διασπούν τους δεσμούς τους δημιουργώντας έτσι νέα ζευγάρια που επιταχύνονται και αυτά από το πεδίο, δημιουργώντας καινούρια ζευγάρια, κ.ο.κ. (φαινόμενο χιονοστοιβάδας, avalanche).

Και στις δύο περιπτώσεις η αύξηση του ρεύματος ανάστροφης πόλωσης επιτυγχάνεται με πολύ μικρή αύξηση της τάσης στα άκρα της ένωσης p-n πάνω από μια οριακή τιμή V_Z. Το V_Z ονομάζεται *δυναμικό κατάρρευσης* ή *δυναμικό Zener*.

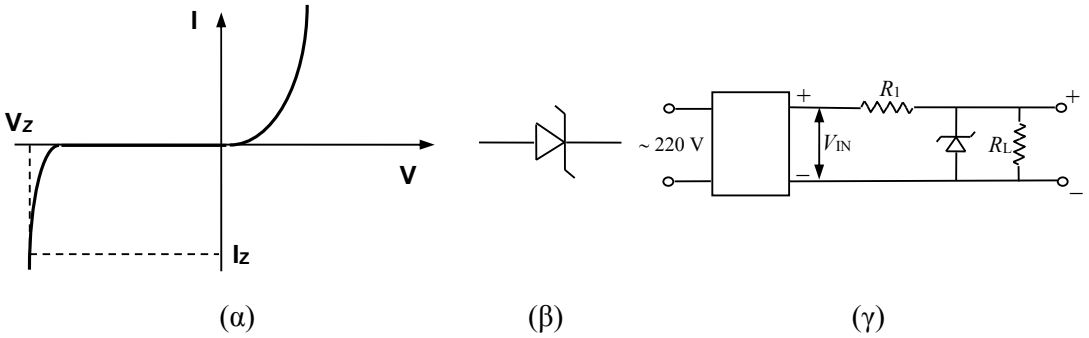


Σχ. 3.28. Σχηματική παράσταση και ισοδύναμο κύκλωμα διόδου Zener, [16].

* Το ρεύμα αυτό είναι θεωρητικά της τάξης του 10^{-23} A. Στην πράξη η τιμή του είναι για το Si της τάξης των nA και για το Ge της τάξης των μA. Αυτό οφείλεται σε άλλα φαινόμενα όπως η ύπαρξη ρευμάτων διαρροής στην επιφάνεια του κρυστάλλου και η γένεση και επανασύνδεση φορέων πάνω στην επιφάνεια.

Η απότομη αυτή αύξηση του ρεύματος στην περιοχή κατάρρευσης έχει σαν αποτέλεσμα να διατηρείται η τάση στα άκρα της διόδου σχεδόν σταθερή. Για το Si και για πολώσεις μέχρι 5 Volt επικρατεί ο μηχανισμός Zener, ενώ για πολώσεις μεγαλύτερες από 8 Volt επικρατεί ο μηχανισμός avalanche. Για πολώσεις μεταξύ 5 και 8 Volt επικρατούν και οι δύο μηχανισμοί. Στο Σχ. 3.28 φαίνεται η σχηματική παράσταση της Zener με το ισοδύναμό της κύκλωμα όταν άγει κατά την ανάστροφη πόλωση. Στο ίδιο σχήμα φαίνεται και η χαρακτηριστική καμπύλη I=f(V), η οποία όμως όπως δίνεται από τους κατασκευαστές έχει στο δεξιό πάνω τεταρτημόριο την ανάστροφη πόλωση, γιατί σ' αυτήν χρησιμοποιείται. Στην πράξη, μετά την τάση Zener η καμπύλη δεν είναι τελείως κάθετη, αλλά έχει μικρή κλίση η οποία χαρακτηρίζει την εσωτερική αντίσταση ρ της Zener που στο ισοδύναμο κύκλωμά της μπαίνει σε σειρά με την τάση V_Z.

Η τάση κατάρρευσης εξαρτάται από τη συγκέντρωση προσμείξεων στον ημιαγωγό στην περιοχή της ένωσης p-n. Οι τιμές της V_Z μπορεί να είναι από μερικά Volt μέχρι 1000 Volt για ισχύ μέχρι 50 Watt. Οι δίοδοι που κατασκευάζονται για να εργάζονται στην περιοχή κατάρρευσης λέγονται δίοδοι Zener και χρησιμοποιούνται σε κυκλώματα σαν σταθεροποιητές τάσης ή σαν ψαλιδιστές διότι διατηρούν μια σταθερή τάση εξόδου ακόμη και όταν το ρεύμα μέσω αυτών μεταβάλλεται. Για κανονική λειτουργία, η δίοδος Zener πρέπει να είναι ανάστροφα πολωμένη. Συνήθως χρησιμοποιείται και αντίσταση R_1 σε σειρά (Σχ. 3.29), για να περιορίζει το ρεύμα Zener σε τιμές μικρότερες της μέγιστης ονομαστικής τιμής ρεύματος των προδιαγραφών. Διαφορετικά, η δίοδος Zener θα καεί, όπως κάθε διάταξη με μεγάλη κατανάλωση ισχύος.



Σχ. 3.29. α) Η χαρακτηριστική, β) ο συμβολισμός, και γ) σταθεροποίηση με δίοδο Zener, [14].

Αν ο μηχανισμός κατάρρευσης οφείλεται σε φαινόμενο Zener, αύξηση της θερμοκρασίας οδηγεί σε ελάττωση της V_Z, γιατί ελαττώνεται η ενέργεια που χρειάζεται για τη διάσπαση των ομοιοπολικών δεσμών. Αν ο μηχανισμός κατάρρευσης οφείλεται σε φαινόμενο avalanche, αύξηση της θερμοκρασίας επιφέρει α ύξηση της V_Z. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι, αυξάνοντας τη θερμοκρασία αυξάνονται οι ταλαντώσεις των ατόμων στο πλέγμα, άρα αυξάνεται η πιθανότητα σύγκρουσης των φορέων με άτομα του πλέγματος. Οι συγκρούσεις αυτές έχουν σαν αποτέλεσμα να χάνουν οι φορείς κινητική ενέργεια.

Το σύμβολο για τη δίοδο Zener δίνεται στο Σχ. 3.29β. Στο Σχ. 3.29γ δίνεται ένα απλό κύκλωμα για τη σταθεροποίηση της τάσης εξόδου μιας ανορθωτικής διάταξης. Η αντίσταση R_1 χρησιμεύει για την προστασία της διόδου Zener από μεγάλα ρεύματα. Έστω P_Z η μέγιστη επιτρεπόμενη ισχύς για τη δίοδο Zener και V_Z η τάση κατάρρευσης. Αν δεχτούμε ότι η αντίσταση της διόδου Zener στην περιοχή κατάρρευσης είναι μηδέν, τότε το μέγιστο ρεύμα που επιτρέπεται να περάσει από τη δίοδο στην περιοχή κατάρρευσης είναι $I_{max} = \frac{P_Z}{V_Z}$, οπότε

$$R_1 = \frac{V_{max} - V_Z}{I_{max}} \qquad 3.92$$

όπου V_{max} η μέγιστη τιμή που έχει η τάση εισόδου V_{in}. Στον υπολογισμό αυτό έχουμε υποθέσει ότι $R_L = \infty$. Σε περίπτωση που χρειαστεί κύκλωμα σταθεροποίησης για τάσεις μικρότερες από 2 Volt, επειδή δεν υπάρχουν δίοδοι Zener με V_Z<2 Volt, αντί Zener χρησιμοποιούμε μια κανονική δίοδο πολωμένη στην ορθή φορά, οπότε η δίοδος θα σταθεροποιεί στην τάση κατωφλίου (αγωγής).

3.13.1. Χαρακτηριστικά μεγέθη διόδου Zener

Τάση Zener V_Z : η τάση στην οποία σταθεροποιεί η δίοδος Zener.

Ρεύμα λειτουργίας Zener I_Z : η τιμή του ρεύματος που αντιστοιχεί στην τάση V_Z.

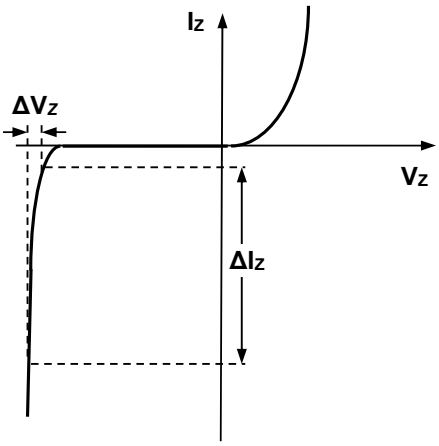
Μέγιστο ρεύμα Zener I_{Zmax} : Το μέγιστο ρεύμα που μπορεί να περάσει από την Zener χωρίς αυτή να καταστραφεί.

Μέγιστη ισχύς Zener P_D : Η ονομαστική ισχύς την οποία καταναλώνει η δίοδος Zener. Ισχύει η σχέση: $P_D = I_{Zmax} \times V_Z$. Στο εμπόριο υπάρχουν δίοδοι Zener με ισχύ από 0,25 W έως 50 W.

Ελάχιστο ρεύμα Zener I_{Zmin} : Το ελάχιστο ρεύμα για τη λειτουργία της διόδου Zener.

Ανάστροφο ρεύμα Zener I_R : Το ανάστροφο ρεύμα που αντιστοιχεί σε τάσεις V_R μικρότερες της V_Z.

Εσωτερική ή δυναμική αντίσταση Zener ρ : $\rho = \frac{\Delta V_Z}{\Delta I_Z}$

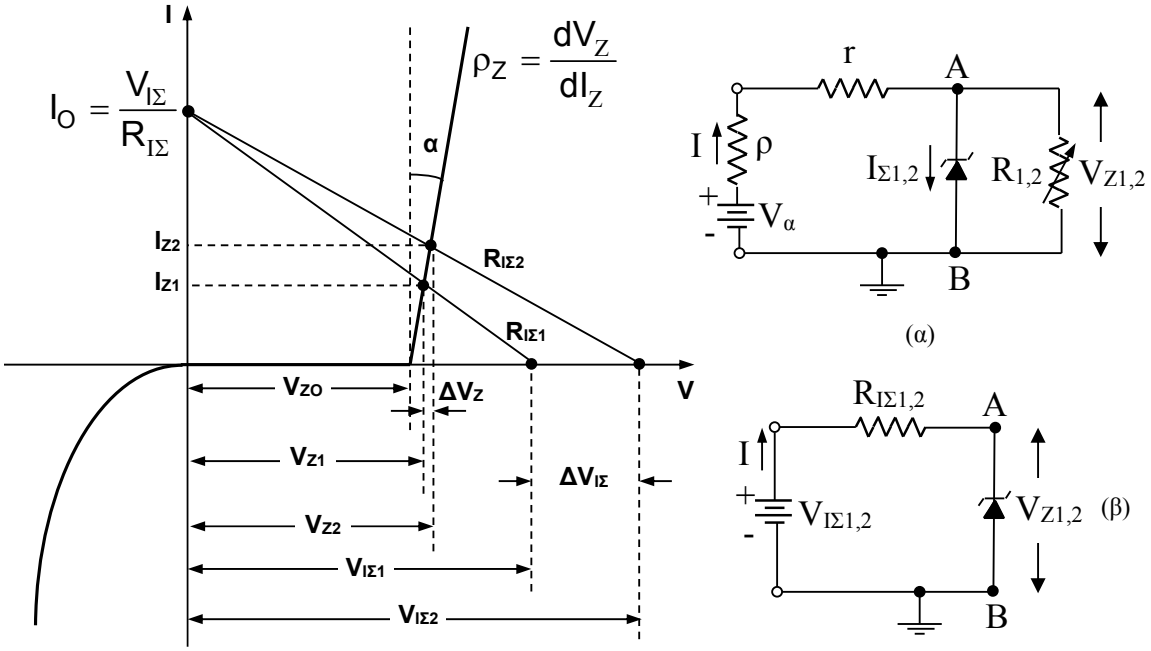


3.13.2. Σταθεροποίηση τάσης με δίοδο Zener

Οι σταθεροποιητές τάσης είναι κυκλώματα που χρησιμοποιούνται πολύ συχνά στις ανορθωτικές διατάξεις, οι οποίες θα εξεταστούν στο Κεφ. 5. Στα κυκλώματα αυτά, χρησιμοποιούνται πάντοτε δίοδοι Zener για να δώσουν μια σταθερή τάση αναφοράς, ως προς την οποία λειτουργεί ο σταθεροποιητής. Στη συνέχεια, θα περιγράψουμε τέτοιες εφαρμογές της Zener στις οποίες παίρνουμε στα άκρα της Zener μια σταθερή τάση ίση με την ονομαστική τάση της διόδου αυτής.

3.13.2.1. Σταθεροποίηση τάσης σε μεταβλητό φορτίο

Μια απλή περίπτωση εφαρμογής της διόδου Zener είναι η σταθεροποίηση της τάσης μιας πηγής με μεγάλη εσωτερική αντίσταση.



Σχ. 3.30. Σταθεροποίηση τάσης σε μεταβλητό φορτίο. α) Κύκλωμα σταθεροποίησης, β) ισοδύναμο κύκλωμα, [16].

Μια τέτοια πηγή έχει πολική τάση που μεταβάλλεται ανάλογα με το ρεύμα που απορροφά το φορτίο της, δηλαδή ανάλογα με την τιμή της αντίστασης φορτίου R_1, R_2, κλπ. Το κύκλωμα μιας τέτοιας πηγής ηλεκτρεγερτικής δύναμης V_α και εσωτερικής αντίστασης ρ, έχει σχεδιαστεί στο Σχ. 3.30α.

Η πηγή τροφοδοτεί το φορτίο που παίρνει διάφορες τιμές R_1, R_2, κλπ. Για να σταθεροποιηθεί η τάση στα άκρα του φορτίου αυτού συνδέεται παράλληλα με αυτό, μια δίοδος Zener και σε σειρά με αυτά μια αντίσταση r.

Η δίοδος Zener όπως γνωρίζουμε, έχει μια χαρακτηριστική που, στην ανάστροφη πόλωση, όταν η τάση υπερβεί μια τάση V_{ZO} αρχίζει απότομα να άγει και δίνει μεγάλες τιμές ρεύματος με μικρές μόνο μεταβολές τάσης. Η χαρακτηριστική αυτή όπως φαίνεται στο διάγραμμα του Σχ. 3.30 δίνει μετά την τάση V_{ZO} μια αρκετά μικρή εσωτερική αντίσταση ρ_Z.

Για να υπολογίσουμε την τάση V_{Z1} και V_{Z2} πάνω στο φορτίο όταν το φορτίο παίρνει τιμές R_1 και R_2 αντίστοιχα και να κρίνουμε για το μέγεθος της μεταβολής $\Delta V_Z = V_{Z2} - V_{Z1}$, σχεδιάζουμε το ισοδύναμο κύκλωμα του του Σχ. 3.30α που είναι το Σχ. 3.30β, όπου έχουμε κατά Thevenin:

$$V_{I\Sigma} = V_\alpha \frac{R}{(\rho + r + R)} \qquad 3.93$$

και

$$R_{I\Sigma} = \frac{R(\rho + r)}{\rho + r + R} \qquad 3.94$$

Κάθε τιμή της R, δηλ. R_1, R_2, κλπ., δίνει και μια αντίστοιχη τιμή των $V_{I\Sigma 1}$ και $V_{I\Sigma 2}$ ή $R_{I\Sigma 1}$ και $R_{I\Sigma 2}$. Από αυτά με τη βοήθεια της χαρακτηριστικής της Zener και με την ευθεία φορτίου που χαράσσεται για κάθε αντίσταση φορτίου, παίρνουμε από την τομή τους με τη χαρακτηριστική, τα αντίστοιχα σημεία ηρεμίας που δίνουν τις τάσεις Zener V_{Z1} και V_{Z2}.

Η ευθεία φορτίου, όπως είναι γνωστό, αρχίζει από τον άξονα των τάσεων στο σημείο της τάσης της πηγής, δηλαδή εδώ στις τάσεις $V_{I\Sigma 1}$ και $V_{I\Sigma 2}$ και καταλήγει πάνω στον άξονα ρευμάτων στο σημείο $I_O=V_{I\Sigma}/R_{I\Sigma}$, που παρατηρούμε ότι είναι ίδιο για οποιαδήποτε τιμή του φορτίου R, δηλαδή

$$I_O = \frac{V_{I\Sigma}}{R_{I\Sigma}} = V_\alpha \frac{R}{(\rho + r + R)} \frac{(\rho + r + R)}{R(\rho + r)} \qquad 3.95$$

$$I_O = \frac{V_\alpha}{\rho + r} \qquad 3.96$$

Για κάθε τιμή της $R_{I\Sigma}$ έχουμε και μια τιμή της $V_{I\Sigma}$ και μια ευθεία φορτίου που αρχίζει πάνω στον κατακόρυφο άξονα των ρευμάτων και πάντα στο ίδιο σημείο I_O. Οι τομές αυτών των ευθειών με τη χαρακτηριστική της Zener δίνουν τις αντίστοιχες τάσεις στα άκρα του φορτίου που είναι οι V_{Z1} και V_{Z2}.

Παρατηρούμε ότι αν δεν υπήρχε στο κύκλωμα η Zener, η τάση στα άκρα του φορτίου θα ήταν ίση με την $V_{I\Sigma}$ και η μεταβολή της για διάφορες τιμές της R θα ήταν $\Delta V_{I\Sigma} = V_{I\Sigma 2} - V_{I\Sigma 1}$. Όταν συνδεθεί η Zener, η μεταβολή της τάσης στα άκρα του φορτίου θα είναι $\Delta V_Z = V_{Z2} - V_{Z1}$ και επειδή από το σχήμα φαίνεται ότι $\Delta V_Z << \Delta V_{I\Sigma}$ συμπεραίνουμε ότι η Zener σταθεροποιεί την τάση στα άκρα της αντίστασης φορτίου R όταν μεταβάλλεται η τιμή της τελευταίας.

Αυτό γίνεται επειδή η Zener ενεργεί σ' αυτό το κύκλωμα αντίθετα από το φορτίο, δηλαδή όταν η αντίσταση φορτίου μικραίνει από R_2 σε R_1 και η αντίστοιχη ισοδύναμη αντίσταση από $R_{I\Sigma 2}$ σε $R_{I\Sigma 1}$, το ρεύμα του φορτίου αυξάνεται ενώ το ρεύμα της Zener μειώνεται από I_{Z2} σε I_{Z1}. Δηλαδή η Zener ενεργεί κατά ένα τρόπο σαν αποθήκη ρεύματος που το δίνει στο φορτίο αντί της πηγής όταν αυτό το ζητήσει.

Η αντίσταση r σε σειρά υπολογίζεται έτσι ώστε στη δυσμενέστερη περίπτωση, δηλαδή για τη μεγαλύτερη τιμή του ρεύματος της Zener, αυτή να μην υπερβαίνει το μέγιστο επιτρεπόμενο ρεύμα της Zener, I_{Zmax}.

Η δυσμενέστερη περίπτωση είναι αν αφαιρεθεί τελείως η αντίσταση φορτίου R, οπότε αν στο κύκλωμα σχεδιάσουμε αντί της διόδου Zener, το ισοδύναμό της κύκλωμα, που είναι μια ισοδύναμη τάση V_{ZO} και μια εσωτερική αντίσταση ρ_Z σε σειρά, τότε θα έχουμε το ρεύμα Zener

$$I_{Zmax} = \frac{V_\alpha - V_{ZO}}{(\rho + r + \rho_Z)} \qquad 3.97$$

Από αυτό υπολογίζεται η r

$$r = \frac{V_\alpha - V_{ZO}}{I_{Z\max}} - \left(\rho + \rho_Z\right) \qquad 3.98$$

3.13.2.2. Σταθεροποίηση τάσης σε μεταβλητή πηγή

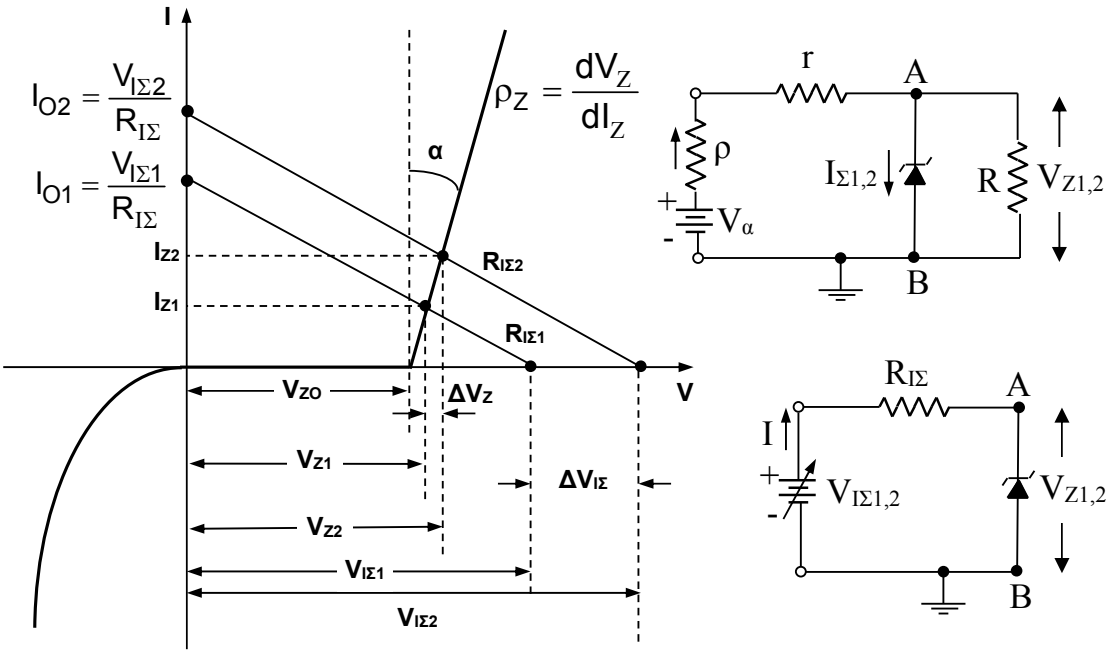
Στο Σχ. 3.31 φαίνεται το κύκλωμα στο οποίο η πηγή είναι ασταθούς τάσης $V_{\alpha 1}$, $V_{\alpha 2}$ ενώ η αντίσταση φορτίου είναι σταθερή. Και στην περίπτωση αυτή συνδέεται μια Zener παράλληλα με το φορτίο R και μια αντίσταση r σε σειρά με αυτά, οπότε η τάση στα άκρα του φορτίου σταθεροποιείται και παίρνει τιμές V_{Z1}, V_{Z2}. Το ισοδύναμο κύκλωμα έχει και εδώ μια ισοδύναμη τάση που είναι

$$V_{I\Sigma} = V_\alpha \frac{R}{\left(\rho + r + R\right)} \qquad 3.99$$

και μια ισοδύναμη αντίσταση

$$R_{I\Sigma} = \frac{R\left(\rho + r\right)}{\rho + r + R} \qquad 3.100$$

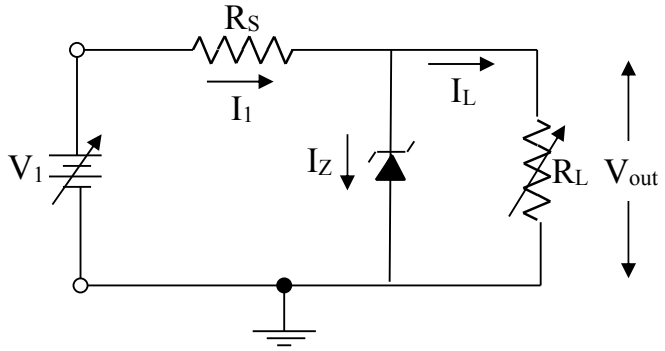
Και στην περίπτωση αυτή παρατηρούμε ότι στη μεγάλη μεταβολή της τάσης της πηγής, που αναλογεί στην $\Delta V_{I\Sigma}$, αντιστοιχεί μια πολύ μικρότερη μεταβολής της τάσης του φορτίου ΔV_Z. Στην περίπτωση αυτή όμως έχουμε σταθερή αντίσταση φορτίου και επομένως και σταθερή ισοδύναμη αντίσταση, οπότε για τις διάφορες τιμές της τάσης της πηγής η ευθεία φορτίου μετατοπίζεται παράλληλα προς τον εαυτό της.



Σχ. 3.31. Σταθεροποίηση τάσης σε μεταβλητή πηγή, [16].

I

Συνοψίζοντας, διακρίνουμε δύο είδη σταθεροποιητή με δίοδο Zener (βλ. Σχ. 3.32):



Σχ. 3.32. Σταθεροποιητής Zener, [18].

Α) Σταθεροποιητής δικτύου (σταθερό I_L, μεταβάλλεται η V_1).

Ισχύει: $I_1 = I_Z + I_L$, $V_1 = I_1 R_S + V_Z \Rightarrow V_1 = (I_Z + I_L) R_S + V_Z$.

Όταν μεταβάλλεται η V_1, επειδή τα I_L και R_S είναι σταθερά, θα μεταβληθούν τα I_Z και V_Z. Εφόσον οι μεταβολές του I_Z περιοριστούν ανάμεσα σε I_{Zmin} και I_{Zmax}, η V_Z δεν αλλάζει και επειδή $V_{out} = V_Z$ συμπεραίνουμε ότι παρά τις μεταβολές της τάσης εισόδου, η τάση στα άκρα του φορτίου παραμένει σταθερή. Η απόδοση ενός σταθεροποιητή δικτύου εκφράζεται με τον όρο:

$$\text{σταθεροποίηση δικτύου} = \left(\frac{V_{out\ (\text{για } V_{in,max})} - V_{out\ (\text{για } V_{in,min})}}{V_{out\ (\text{για } V_{in,min})}} \right) \times 100\% \qquad 3.101$$

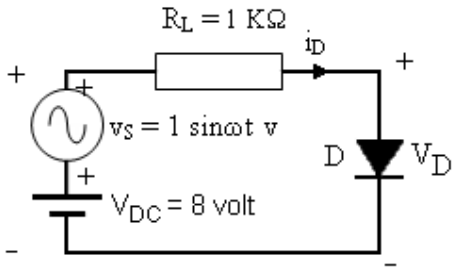
Β) Σταθεροποιητής φορτίου (σταθερή V_1, μεταβάλλεται το ρεύμα I_L).

Ισχύει: $I_L = I_1 - I_Z = \left(\frac{V_1 - V_Z}{R_S} \right) - I_Z$. Όταν μεταβάλλεται το ρεύμα I_L, επειδή τα V_1 και R_S είναι σταθερά, θα μεταβληθούν τα I_Z και V_Z. Εφόσον οι μεταβολές του I_Z περιοριστούν ανάμεσα σε I_{Zmin} και I_{Zmax}, η V_Z δεν αλλάζει και επειδή $V_{out} = V_Z$ συμπεραίνουμε ότι παρά τις μεταβολές του ρεύματος φορτίου, η τάση στα άκρα του παραμένει σταθερή. Η απόδοση ενός σταθεροποιητή φορτίου εκφράζεται με τον όρο:

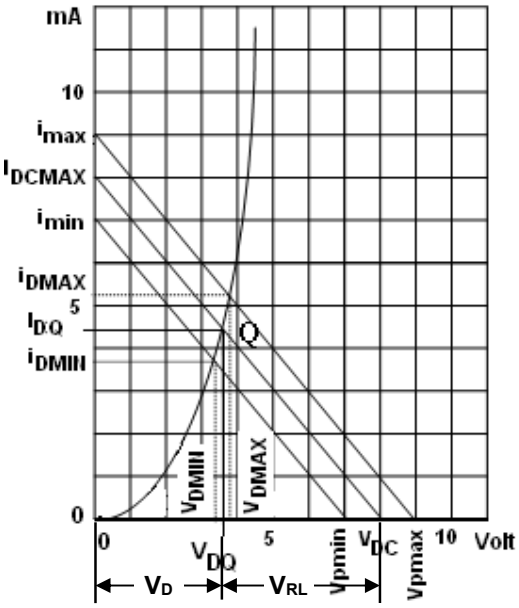
$$\text{σταθεροποίηση φορτίου} = \left(\frac{V_{out\ \text{χωρίς φορτίο}(I_L=0)} - V_{out\ \text{με πλήρες φορτίο}(I_L=\max\ \text{η}\ R_L=\min)}}{V_{out\ \text{με πλήρες φορτίο}(I_L=\max\ \text{η}\ R_L=\min)}} \right) \times 100\% \qquad 3.102$$

3.14. Ασκήσεις – Παραδείγματα

ΑΣΚ 1.) Η χαρακτηριστική της διόδου, στο κύκλωμα του σχήματος 3.33, δίδεται στο σχήμα 3.34. Να βρεθεί το σημείο λειτουργίας της διόδου, με την αντίστοιχη τάση και ρεύμα λειτουργίας (I_{DQ} , V_{DQ}), και η συνολική στιγμιαία τιμή των i_D & v_D. Όπου i_D και v_D το άθροισμα των συνεχών και εναλλασσόμενων συνιστωσών του ρεύματος και της τάσης της διόδου D.



Σχ. 3.33



Σχ. 3.34

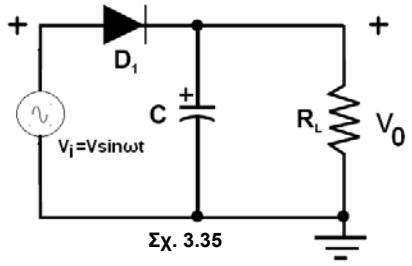
α) Το σημείο λειτουργίας βρίσκεται με τη βοήθεια της ευθείας φορτίου. Ορίζουμε στους άξονες τάσης-ρεύματος τα σημεία (V_{DC}=8 V, I_{DCmax}=V_{DC}/R_L=8 mA). Η τομή της ευθείας φορτίου με τη χαρακτηριστική της διόδου δίνει το σημείο λειτουργίας Q με συντεταγμένες V_{DCQ} = 3,5 V και I_{DCQ} = 4,5 mA.

β) Η μέγιστη τιμή της τάσης της γεννήτριας είναι αυτή για την οποία sinωt=1 άρα v_{pmax}=8+1=9 V και η ελάχιστη τιμή της είναι αυτή για την οποία sinωt = - 1 άρα v_{pmin}=8-1=7 V. Με αρχή τα σημεία 7 και 9 V πάνω στον άξονα των τάσεων χαράσσονται δυο ευθείες παράλληλες στην ευθεία φορτίου. Προβάλλοντας στους άξονες τα σημεία τομής των ευθειών αυτών με τη χαρακτηριστική της διόδου, βρίσκονται τα : v_{Dmax}=3,8 V, v_{Dmin}=3,2 V και i_{Dmax}=5,3 mA, i_{Dmin}=3,7 mA.

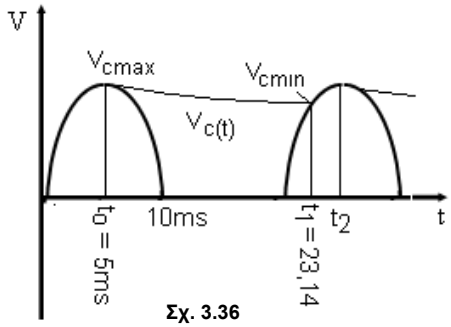
Άρα :

v_d = 1/2(v_{Dmax}- v_{Dmin}) sinωt = 1/2(3,8-3,2) sinωt = 0,3 sinωt V και v_D= (3,5+0,3 sinωt) V

i_d = 1/2(i_{Dmax}- i_{Dmin}) sinωt = 1/2(5,3-3,7) sinωt = 0,8 sinωt mA και i_D= (4,5+0,8 sinωt) mA.



Σχ. 3.35



Σχ. 3.36

ΑΣΚ 2.) Για το κύκλωμα του σχήματος 3.35 δίδονται C=100μF και R_L=1KΩ. Η δίοδος D θεωρείται ιδανική και η πηγή είναι ημιτονοειδής πλάτους 311volts, συχνότητας 50 Hz. Να σχεδιαστούν οι κυματομορφές τάσης της πηγής και του πυκνωτή C. Να υπολογιστούν η ελάχιστη και μέγιστη τάση του πυκνωτή, καθώς και οι χρονικές στιγμές κατά τις οποίες αυτές εμφανίζονται. Να υπολογιστεί η κυμάτωση της τάσης εξόδου, η μέση τιμή της όπως και η μέση τιμή του ρεύματος εξόδου. Τέλος να συγκριθεί ο χρόνος κατά τον οποίο άγει η δίοδος, με την περίοδο της γεννήτριας τάσης.

Κατά τη χρονική στιγμή της ενεργοποίησης του κυκλώματος ο πυκνωτής είναι τελείως αφόρτιστος, η δίοδος D αρχίζει να άγει και η πηγή να φορτίζει τον πυκνωτή C. Έτσι για ωt= π/2 ή t_0 =π/2ω=5mS έχουμε V_C=V=V_0 (βλ. σχήμα 3.36). Στη συνέχεια η τάση της πηγής αρχίζει να μειώνεται με γρήγορο ρυθμό ακολουθώντας το ημίτονο, ενώ ο πυκνωτής

εκφορτίζεται εκθετικά μέσω της αντίστασης R με αργότερο ρυθμό, σε σχέση με τη μείωση της τάσης εισόδου (τάση πηγής).

Δηλαδή για ωt>π/2 έχουμε $V_C(t) = V.e^{\frac{-(t-t_0)}{RC}}$

Η τάση V_C μειώνεται ενώ η τάση της πηγής μετά το τέλος της περιόδου αρχίζει να αυξάνει παίρνοντας θετικές τιμές. Σε κάποια χρονική στιγμή t_1 οι δυο αυτές τάσεις θα εξισωθούν, οπότε και η δίοδος D θα πολωθεί ορθά (καθώς η V_i τείνει να γίνει μεγαλύτερη της V_C) και συνεπώς ο πυκνωτής C φορτίζεται πάλι ημιτονικά μέχρι το μέγιστο της τάσης εισόδου. Επομένως :

$V_C(t_1) = V.e^{-\frac{(t_1 - 5.10^{-3})}{RC}}$ = V.sinωt_1, όπου C=100μF και R_L=1KΩ, αντικαθιστώντας τα C και R:

$e^{-0.01(t_1-5)}$ = sin0.1πt_1 όπου t_1 σε mSec.

Ζητούμενο λοιπόν είναι το t_1 για το οποίο θα ισχύει η πιο πάνω ισότητα. Έτσι :

για t_1=23 mS	$e^{-0.01(23-5)}$ = 0,83527	sin(0,1π.23) = 0,80902
για t_1=23,1 mS	$e^{-0.01(23,1-5)}$ = 0,8344	sin(0,1π.23,1) = 0,8271
για t_1=23,15 mS	$e^{-0.01(23,15-5)}$ = 0,834	sin(0,1π.23,15) = 0,836
για t_1=23,14 mS	$e^{-0.01(23,14-5)}$ = 0,8341	sin(0,1π.23,14) = 0,8341

Άρα V_{cmin}= 311.0,8341= 259,41 Volts , V_{cmax}= 311 Volts και η κυμάτωση προκύπτει από τη σχέση :

κυμάτωση = $V_{cmax} - V_{cmin}$ = 311 - 259,41 = **51,59** Volts.

Η μέση τιμή της τάσης στην έξοδο θα είναι :

$$\bar{V}_0 = \bar{V}_C = \frac{1}{T}\int_0^T V_C(t)dt = 50\left[\int_{5.10^{-3}}^{23,14.10^{-3}} 311.e^{-10(t-5.10^{-3})}dt + \int_{23,14.10^{-3}}^{25.10^{-3}} 311\sin 100\pi t.dt\right] =$$

$$= 50\left(\left|\frac{311}{-10}e^{-10(t-5.10^{-3})}\right|_{5.10^{-3}}^{23,14.10^{-3}} - \left|\frac{311}{100\pi}\cos 100\pi t\right|_{23,14.10^{-10}}^{25.10^{-3}}\right) =$$

$$= 1555\left(1 - e^{-0.1814}\right) - 49,5.\cos\left(100\omega.23,14.10^{-3}\right)$$ = 1555 · 0,1659 + 49,5 · 0,5516 = **285,27 Volts**

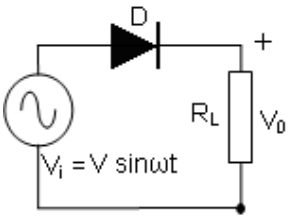
Η μέση τιμή του ρεύματος στην έξοδο θα είναι : $\bar{I}_0 = \frac{\bar{V}_0}{R} = 285,27\,mA$

Ο χρόνος στον οποίο άγει η δίοδος είναι (t_2 - t_1) όπου t_2 = T+T/4 = 20 mS + (20/4)mS = 25 mS, άρα (t_2 - t_1) = (25 - 23,14) mS = 1,86 mS και συνεπώς η δίοδος άγει στο (1,86/20).100 = 9,3% της περιόδου της γεννήτριας τάσης .

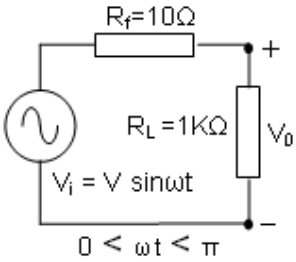
ΑΣΚ 3.) Στο κύκλωμα του σχήματος 3.37 δίδονται η τάση της πηγής V_i = 311.sin(100πt) και η αντίσταση φορτίου R_L=1KΩ. Η δίοδος θεωρείται ότι παρουσιάζει κατά την ορθή πόλωση αντίσταση R_f =10Ω και κατά την ανάστροφη R_r =100KΩ. Επιπλέον θεωρείται ότι η τάση αγωγής της διόδου V_γ =0. Να σχεδιαστεί η τάση εξόδου V_0 του κυκλώματος και να υπολογιστούν οι μέσες τιμές της τάσης και του ρεύματος εξόδου (V_0 ,I_0).

Για **0<ωt<π** η δίοδος D είναι ορθά πολωμένη. Στο σχήμα 3.38 φαίνεται το ισοδύναμο κύκλωμα.

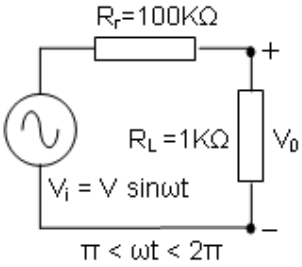
$$V_0(t) = \frac{R_L}{R_L + R_f}V_m\sin\omega t = \frac{1000}{1010}\,311.\sin\omega t = 307,92.\sin 100\pi t$$



Σχ. 3.37



Σχ. 3.38



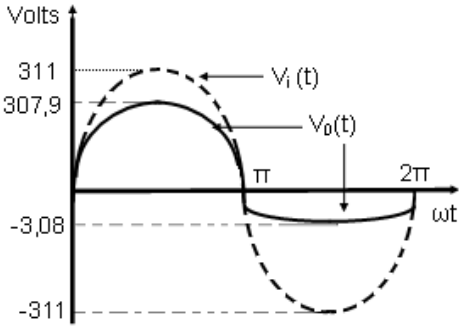
Σχ. 3.39

Για **π<ωt<2π** η δίοδος D είναι ανάστροφα πολωμένη.

Στο σχήμα 3.39 φαίνεται το ισοδύναμο κύκλωμα

$V_0(t) = \frac{R_L}{R_L + R_r} V_m \sin\omega t = \frac{1000}{101000}\ 311.\sin\omega t =$

$3{,}0792.\sin 100\pi t$



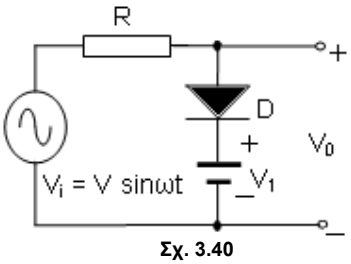
Η μέση τιμή της τάσης εξόδου είναι :

$$\overline{V_0} = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} V_0(t).d(\omega t) = \frac{1}{2\pi}\left[\int_0^{\pi} 307{,}92.\sin\omega t.d(\omega t) + \int_{\pi}^{2\pi} 3{,}079.\sin\omega t.d(\omega t)\right] =$$

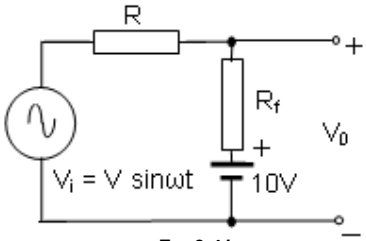
$$= \frac{1}{2\pi}\left[307{,}92(-\cos\omega t)\Big|_0^{\pi} + 3{,}079(-\cos\omega t)\Big|_{\pi}^{2\pi}\right] = \frac{1}{2\pi}(2\ .\ 307{,}92 - 2\ .\ 3{,}079) = \mathbf{97{,}03\ Volts}$$

Η μέση τιμή του ρεύματος εξόδου είναι : $\overline{I_0} = \frac{\overline{V_0}}{R_L} =$ **97,03 (mA)**

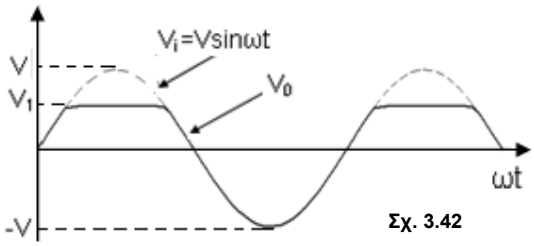
ΑΣΚ 4.) Στο κύκλωμα ψαλιδισμού, σχήμα 3.40, δίδονται η στάθμη αναφοράς V_1=10V και V_i=20sinωt. Η αντίσταση ορθής πόλωσης της διόδου είναι R_f = 100Ω και η αντίσταση ανάστροφης πόλωσης R_r = ∞. Να σχεδιαστούν οι κυματομορφές εισόδου $V_i(t)$ και εξόδου $V_0(t)$ και να υπολογιστούν οι μέγιστες τιμές της τάσης εξόδου $V_0(t)$ για:
(i) R = 10KΩ, (ii) R = 1KΩ, (iii) R = 100Ω.



Σχ. 3.40



Σχ. 3.41



Σχ. 3.42

Η δίοδος D αρχίζει να άγει όταν V_i = 20sinωt = 10V δηλ. όταν ωt=30^0. Το ισοδύναμο κύκλωμα του σχήματος 3.40 όταν η D άγει, φαίνεται στο σχήμα 3.41 και συνεπώς :

$V_0 = (V_i - 10)\frac{R_f}{R + R_f} + 10$ και το V_0 γίνεται μέγιστο όταν V_i = 20V δηλ. όταν sinωt = 1 :

$$V_{0max} = (20 - 10)\frac{R_f}{R + R_f} + 10 = \frac{20R_f + 10R}{R + R_f} = 10\frac{R + 2R_f}{R + R_f}$$

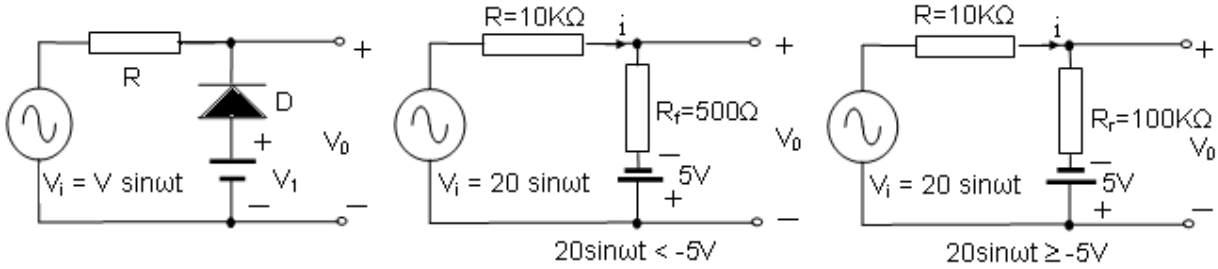
όταν η δίοδος δεν άγει V_0= V_i .

(i)	R = 10KΩ	V_{0max}= 10,1V	V_{0min}= -20V
(ii)	R = 1KΩ	V_{0max}= 10,9V	V_{0min}= -20V
(iii)	R = 100Ω	V_{0max}= 15V	V_{0min}= -20V

το σχήμα αναφέρεται στην ιδανική δίοδο όπου R_f=0 , R_r=∞ .

ΑΣΚ 5.) Στο κύκλωμα ψαλιδισμού του σχήματος 3.43 δίδονται R =10KΩ, η στάθμη αναφοράς V_1=-5V και η τάση της πηγής V_i =20sinωt. Η αντίσταση ορθής πόλωσης της διόδου είναι R_f = 500Ω και η αντίσταση ανάστροφης πόλωσης R_r = 100KΩ. Να σχεδιαστούν οι κυματομορφές εισόδου V_i(t) και εξόδου V_0(t) για μια περίοδο.

Όταν η δίοδος είναι ορθά πολωμένη : Vsinωt < -5V και το ισοδύναμο κύκλωμα είναι αυτό του σχήματος 3.44. Όταν η δίοδος είναι ανάστροφα πολωμένη : Vsinωt ≥ -5V και το ισοδύναμο κύκλωμα είναι αυτό του σχήματος 3.45.



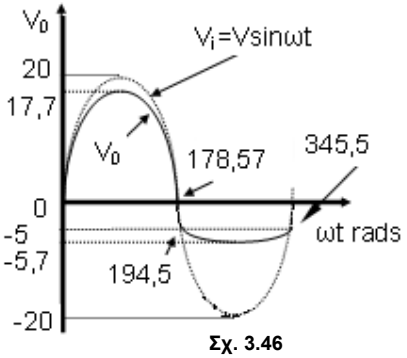
Σχ. 3.43 **Σχ. 3.44** **Σχ. 3.45**

Η δίοδος πολώνεται ανάστροφα όταν 20sinωt ≥ -5 ⇒ ωt ≤ 194,5^0 και ωt ≥ 345,5^0.
Στο σχήμα 3.45 η εξίσωση του βρόχου είναι :

5+20sinωt =110000i ⇒ i = (5+ 20sinωt)/110000 A και V_0 = 100000i - 5 = -0,454 + 18,18sinωt Volts.

Η δίοδος πολώνεται ορθά και άγει όταν 20sinωt < -5 ⇒ 345,5^0>ωt > 194,5^0
Στο σχήμα 3.44 η εξίσωση του βρόχου είναι :

5+20sinωt = 10500i ⇒ i = (5+ 20sinωt)/10500 A και V_0 = 500i - 5 = -4,76 + 0,952sinωt Volts.



Σχ. 3.46

Από τις πιο πάνω εξισώσεις έχουμε :

V_{0max} όταν sinωt = 1, δηλ. V_{0max}= -0,454 + 18,18 = 17,726 Volts.

V_{0min} όταν sinωt = -1, δηλ. V_{0min}= -4,76 - 0,952 = -5,712 Volts.

Τέλος η τάση εξόδου μηδενίζεται όταν :

-0,454 + 18,18 sinωt = 0 ⇒ sinωt = 0,454 / 18,18 και ωt = 1,43^0 άρα ωt ≅ 180-1,43^0 = 178,57^0 .

ΑΣΚ 6.) Στο κύκλωμα ψαλιδισμού του σχήματος 3.47 δίδονται : R=10KΩ, στάθμες αναφοράς V_1=8V και V_2=6V (με τις πολικότητες όπως φαίνονται στο σχήμα). Στην έξοδο V_0 συνδέεται αντίσταση 100KΩ. Να σχεδιαστεί η τάση εξόδου σαν συνάρτηση της τάσης εισόδου, δίδοντας την συνολική χαρακτηριστική του κυκλώματος που τερματίζει στην αντίσταση των 100KΩ .

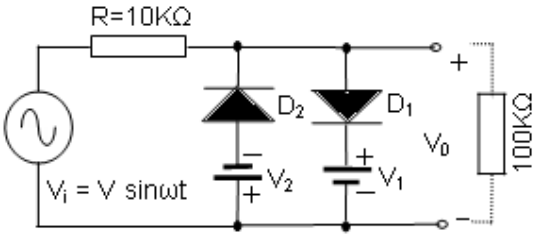
Και οι δυο δίοδοι είναι ανάστροφα πολωμένες όταν $-6 < V_0 < 8$. Με την προϋπόθεση ότι οι δίοδοι είναι ιδανικές, το ρεύμα μέσα από τους κλάδους των διόδων είναι μηδενικό. Η εξίσωση του βρόχου θα είναι: $V_i = 10000\,i + 100000\,i$ ή $i = V_i / 110000$.

Η τάση εξόδου γι' αυτή την περιοχή λειτουργίας είναι :

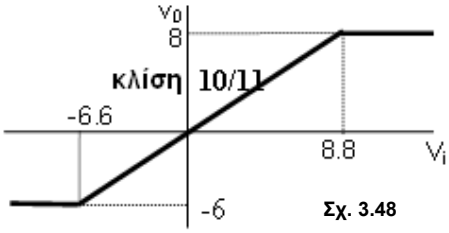
$V_0=100000V_i/110000=10V_i/11$(διαιρέτης τάσης) άρα η χαρακτηριστική του κυκλώματος έχει κλίση 10 / 11 για την περιοχή από $-6 < V_0 < 8$.

Έτσι όταν $V_0=-6V$ τότε $V_i=-6,6V$, όταν $V_0=8V$ τότε $V_i=8,8V$.

Όταν $V_0=8V$ η δίοδος D_1 είναι ορθά πολωμένη και η D_2 ανάστροφα. Η μέγιστη τιμή της τάσης εξόδου οριοθετείται από τα +8V για $V_i \geq 8,8V$.



Σχ. 3.47



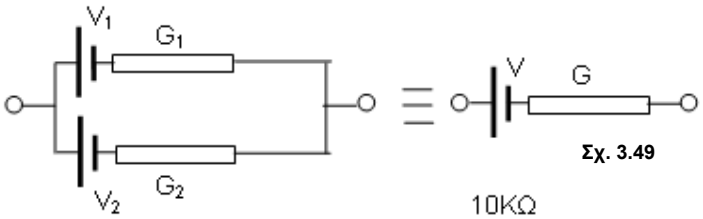
Σχ. 3.48

Όταν $V_0=-6V$ η δίοδος D_2 είναι ορθά πολωμένη και η D_1 ανάστροφα. Η ελάχιστη τιμή της τάσης εξόδου οριοθετείται από τα -6V για $V_i \leq 6,6V$.

Με βάση τα παραπάνω, η χαρακτηριστική του κυκλώματος δίδεται από το σχήμα 3.48.

ΑΣΚ 7.) Στο κύκλωμα του σχήματος 3.47 δίδονται : R=10KΩ, στάθμες αναφοράς V_1=3V και V_2=4V. Οι δίοδοι δεν είναι ιδανικές και έχουν αντίσταση ορθής πόλωσης R_f=200Ω, ανάστροφης πόλωσης R_r=500KΩ και τάση αγωγής V_γ=0. Η τάση εισόδου είναι V_i=10sinωt και η εσωτερική αντίσταση της γεννήτριας εισόδου , που δεν φαίνεται στο σχήμα, είναι 600Ω. Να βρεθεί και να σχεδιαστεί η τάση εξόδου σαν συνάρτηση του χρόνου.

ΣΗΜΕΙΩΣΗ : Θα διακρίνουμε 3 περιπτώσεις, ανάλογα με το αν οι δίοδοι άγουν ή όχι. Για κάθε περίπτωση χρησιμοποιούμε ισοδύναμα κυκλώματα λαμβάνοντας υπόψη τον κανόνα "Millmann" (σχήμα 3.49) :

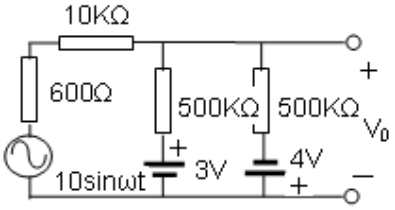


Σχ. 3.49

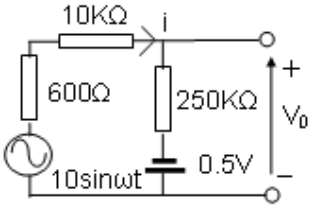
$$G = G_1 + G_2 \qquad G = 1 / R$$

$$V = (V_1G_1 + V_2G_2) / (G_1 + G_2)$$

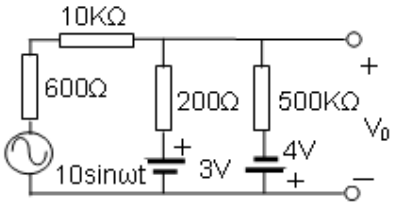
α) και οι δύο δίοδοι είναι ανάστροφα πολωμένες όταν $-4 < 10\sin\omega t < 3$ ή όταν $162,5^0 < \omega t < 203,5^0$ και $336,5^0 < \omega t < 17,5^0$. Από τη στιγμή που η αντίσταση ανάστροφης πόλωσης δεν είναι άπειρη, το ισοδύναμο κύκλωμα για την περιοχή αυτή λειτουργίας παρουσιάζεται στο σχήμα 3.50.



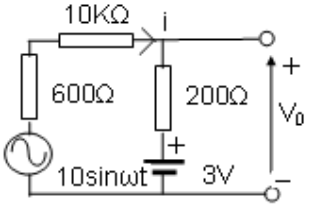
Σχ. 3.50



Σχ. 3.51



Σχ. 3.52



Σχ. 3.53

Χρησιμοποιώντας "Millmann" :

$G=G_1+G_2 \Rightarrow$
$1/R=1/R_1+1/R_2=(R_1+R_2)/(R_1.R_2) \Rightarrow R=(R_1.R_2)/(R_1+R_2)$ και με αντικατάσταση **R=250KΩ.**

$V=(V_1G_1+V_2G_2)/(G_1+G_2) = (3/R_1-4/R_2)/(1/R_1+1/R_2)$ και με αντικατάσταση **V=-0,5V**.

Άρα το κύκλωμα του σχήματος 3.50 μετασχηματίζεται σε αυτό του σχήματος 3.51.

Η στιγμιαία τιμή του ρεύματος χρησιμοποιώντας την εξίσωση του βρόχου για το κύκλωμα είναι : i=(0,5+10sinωt)/260,6 mA
και η τάση εξόδου V_0 θα είναι :
V_0=250i-0,5=(-0,02+9,6sinωt) Volts, $V_0 \cong$ 9,6sinωt Volts, όπου R[KΩ], i[mA], V[Volts].
Η τάση εξόδου μηδενίζεται για ωt $\cong 180^0$ και ωt $\cong 360^0$.

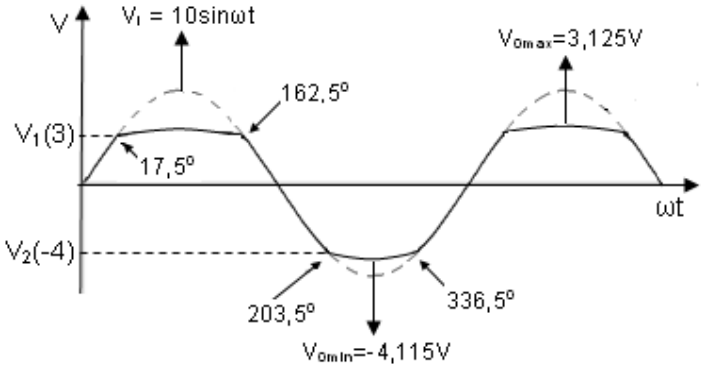
β) η δίοδος D_1 είναι ορθά πολωμένη όταν 10sinωt $\geq$ 3 ή όταν $17,5^0 \leq$ ωt $\leq 162,5^0$. Το ισοδύναμο κύκλωμα για την περιοχή αυτή λειτουργίας παρουσιάζεται στο σχήμα 3.52. Ο κλάδος που περιέχει την D_2 μπορεί να αγνοηθεί και το κύκλωμα μετασχηματίζεται σε αυτό του σχήματος 3.53.
Η στιγμιαία τιμή του ρεύματος χρησιμοποιώντας την εξίσωση του βρόχου για το κύκλωμα είναι :

i=(-3+10sinωt)/10,8 mA
η τάση εξόδου θα είναι : V_0=0,2.i+3=0,2(-3+10sinωt)/10,8+3 =2,94+0,185sinωt Volt
δηλ. V_0 $(17,5^0)$ = V_0 $(162,5^0) \cong$ 3Volts και V_{0max}= 2,94 + 0,185 = 3,125 για ωt = 90^0.

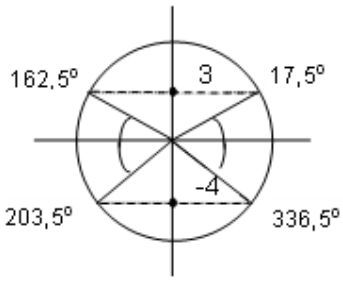
γ) η δίοδος D_2 είναι ορθά πολωμένη όταν 10sinωt $\leq$ -4 ή όταν $203,5^0 \leq$ ωt $\leq 336,5^0$. Το ισοδύναμο κύκλωμα για την περιοχή αυτή λειτουργίας είναι όμοιο με αυτό στο σχήμα 3.52 και κατ' επέκταση 3.53, με μόνη διαφορά ότι η τάση της πηγής θα είναι τώρα -4V.

Η στιγμιαία τιμή του ρεύματος χρησιμοποιώντας εξίσωση του βρόχου για το κύκλωμα είναι :
i=(4+10sinωt)/10,8 mA,
η τάση εξόδου θα είναι : V_0=0,2.i-4=0,2(4+10sinωt)/10,8-4=-3,93+0,185sinωt Volt
δηλ. V_0 $(203,5^0)$ = V_0 $(336,5^0) \cong$ -4Volts και V_{0min}= -3,93 - 0,185 = -4,115 για ωt = 270^0.

Η συνολική εικόνα της κυματομορφής στην έξοδο του ψαλιδιστή απεικονίζεται στο σχήμα 3.54 και εναλλακτικά στο Σχ. 3.55.

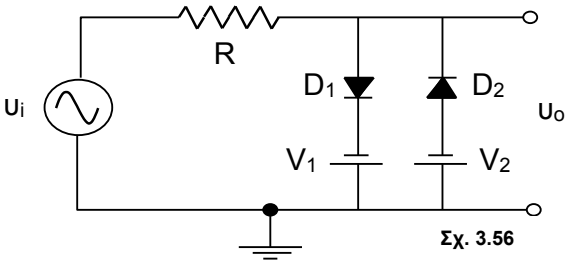


Σχ. 3.54



Σχ. 3.55

ΑΣΚ 8.) Για το κύκλωμα του Σχ. 3.56 δίδονται: R=10KΩ, στάθμες αναφοράς V_1=5.5V και V_2=8.3V. Οι δίοδοι δεν είναι ιδανικές και έχουν αντίσταση ορθής πόλωσης R_f=100Ω, άπειρη αντίσταση ανάστροφης πόλωσης R_r και τάση αγωγής V_0=0.5V. Η τάση εισόδου είναι u_i=10sinωt με περίοδο T=10msec. Δώστε την ακριβή αναλυτική έκφραση της κυματομορφής εξόδου και υπολογίστε τους χρόνους T_1 και T_2 που η κυματομορφή εξόδου παραμένει σταθερή στη μέγιστη και την ελάχιστη τιμή της αντίστοιχα.



Σχ. 3.56

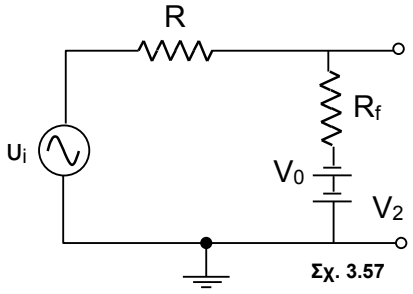
Από τον νόμο του Kirchhoff στους βρόχους που περιέχουν τις διόδους D1 και D2, έχουμε:

Η D1 άγει όταν: $u_i + V_1 - V_0 \geq 0 \Rightarrow u_i \geq$ -5 Volts.

Η D2 άγει όταν: $u_i + V_2 + V_0 \leq 0 \Rightarrow u_i \leq$ -8.8 Volts.

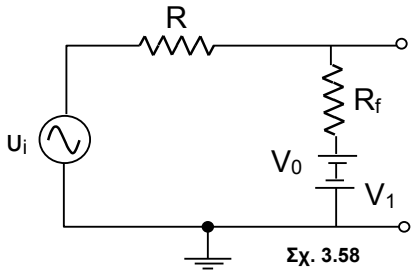
Εξετάζουμε κάθε περίπτωση χωριστά:

(α) $u_i \leq -8.8$ Volts, η D1 δεν άγει, η D2 άγει όταν ωt ≥ π+π/3 και ωt ≤ 2π-π/3 ή 4π/3 ≤ ωt ≤ 5π/3.
Το ισοδύναμο κύκλωμα γι' αυτή την περίπτωση φαίνεται στο Σχ. 3.57.
Η στιγμιαία τιμή του ρεύματος χρησιμοποιώντας εξίσωση του βρόχου για το κύκλωμα είναι :
i=(10sinωt + 8.3 + 0.5)/10,1 (mA),
η τάση εξόδου θα είναι : u_o=0.1*i – 8.3 – 0.5= (10sinωt + 8.3 + 0.5)*0.1/10,1 – 8.3 – 0.5 = -8.8 + 0,088 + 0,1sinωt (Volt) = -8.712 + 0.1sinωt.

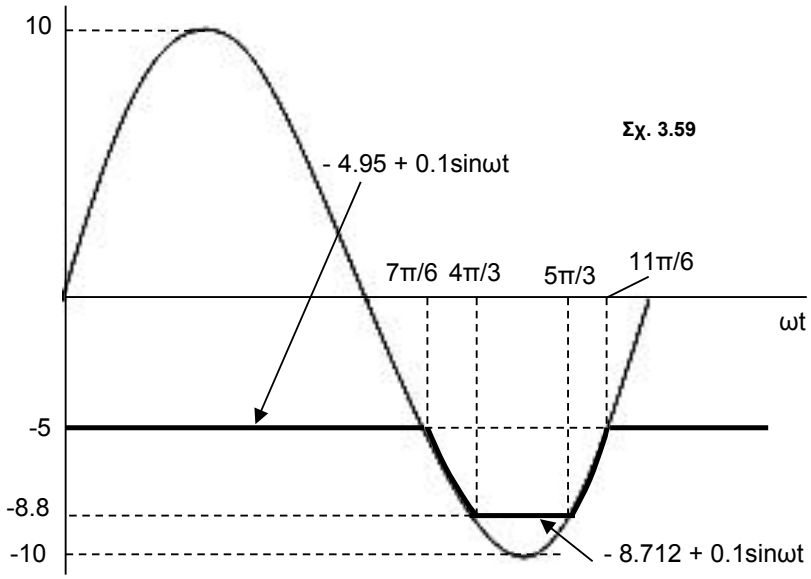


Σχ. 3.57

(β) $u_i \geq -5$ Volts, η D2 δεν άγει, η D1 άγει όταν ωt ≤ π+π/6 και ωt ≥ 2π-π/6 ή 11π/6 ≤ ωt ≤ 7π/6.
Το ισοδύναμο κύκλωμα γι' αυτή την περίπτωση φαίνεται στο Σχ. 3.58.



Σχ. 3.58



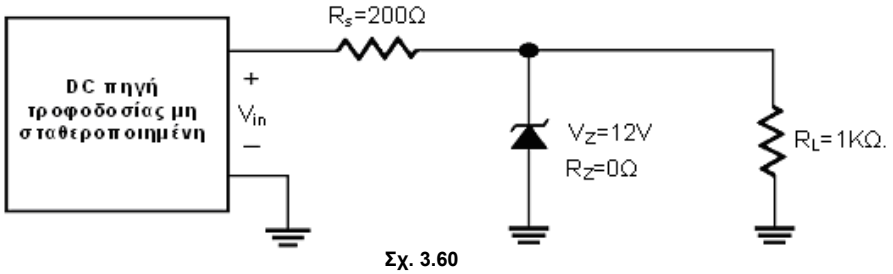
Σχ. 3.59

Η στιγμιαία τιμή του ρεύματος χρησιμοποιώντας εξίσωση του βρόχου για το κύκλωμα είναι :
i=(10sinωt+5.5-0.5)/10,1 (mA),
η τάση εξόδου θα είναι : u_o=0.1*i-5.5+0.5=(10sinωt+5)*0.1/10,1 – 5.5 + 0.5 = –5 + 0,0495 + 0.1sinωt (Volt) = –4.95 + 0.1sinωt.

(γ) Όταν $-5 \geq u_i \geq -8.8$ δεν άγει καμία δίοδος και η έξοδος ακολουθεί πιστά την είσοδο, δηλ.: $u_o = u_i$. Η συνολική κυματομορφή φαίνεται στο Σχ. 3.59.

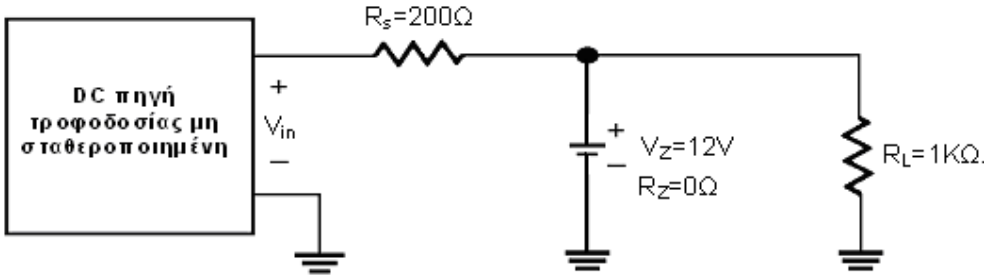
(δ) Η διάρκεια που η κυματομορφή εξόδου παραμένει σταθερή στη μέγιστη τιμή της είναι σε μονάδες ορίσματος ωt: π/6 + π/6 + π = 8π/6. Άρα σε μονάδες χρόνου με δεδομένη περίοδο σήματος T=10msec δηλ. f = 100 Hz, θα έχουμε: $\omega T_1 = 8\pi/6 \rightarrow T_1 = 6.66$ msec.
Ομοίως για τη διάρκεια που η κυματομορφή εξόδου παραμένει σταθερή στην ελάχιστη τιμή της είναι σε μονάδες ορίσματος ωt: π/3. Άρα σε μονάδες χρόνου με δεδομένη περίοδο σήματος T=10msec δηλ. f = 100 Hz, θα έχουμε: $\omega T_2 = \pi/3 \rightarrow T_2 = 1.66$ msec.

ΑΣΚ 9.) Στο κύκλωμα του Σχήματος 3.60 δίδονται R_s=200Ω, V_Z=12V, R_Z=0Ω, R_L=1KΩ. Να υπολογιστούν τα μεγέθη: I_S , I_L και I_Z για Vin=15 V.



Σχ. 3.60

Λόγω της πολικότητας και της τιμής της τάσης Vin, η δίοδος Zener θα υποστεί το φαινόμενο της διάσπασης, άρα το ισοδύναμο κύκλωμα του σχήματος 3.61 περιγράφει τη λειτουργία του αρχικού κυκλώματος.
Εφαρμόζουμε Ν.Τ.Κ. στο κύκλωμα (Vin -R_s - V_Z) : Vin - V_Z = I_s R_s

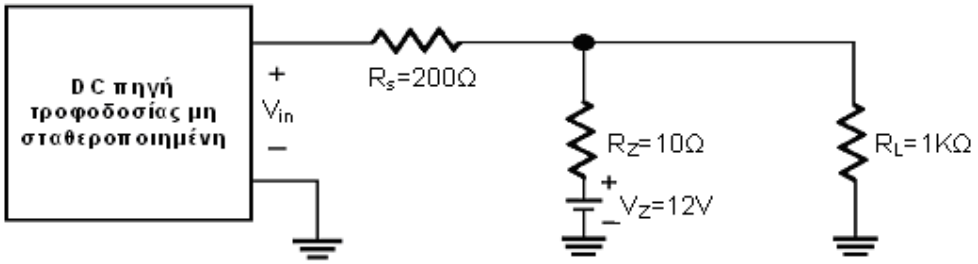


Σχ. 3.61

Το ολικό ρεύμα (ρεύμα εισόδου) δίνεται από την σχέση : $I_s = \frac{Vin - V_Z}{R_s} = \frac{15V - 12V}{200\Omega} = 15mA$

Το ρεύμα φορτίου είναι $I_L = \frac{V_Z}{R_L} = \frac{12V}{1k\Omega} = 12mA$

Το ρεύμα που διαρρέει τη δίοδο Zener είναι : I_Z = I_s - I_L = 15 mA -12 mA = 3 mA.



Σχ. 3.62

ΑΣΚ 10.) Στο κύκλωμα του σχήματος 3.60 δίδονται R_s=200Ω, V_Z=12V, R_Z=10Ω, R_L=1KΩ. Να υπολογιστούν τα μεγέθη I_S, I_L, I_Z και Vout, όταν η τάση εισόδου παίρνει τις τιμές : 15V, 20V, 25V, 30V και 35V.

Λόγω της πολικότητας και της τιμής της τάσης Vin η δίοδος Zener θα υποστεί το φαινόμενο της διάσπασης, άρα το ισοδύναμο κύκλωμα του σχήματος 3.62 περιγράφει τη λειτουργία του αρχικού κυκλώματος.

Εφαρμόζοντας Ν.Τ.Κ. στο κύκλωμα (Vin -R_s - V_Z) : Vin - V_Z = I_S R_s + $I_Z R_Z$ 3.103

Το ολικό ρεύμα (ή ρεύμα εισόδου) δίνεται από την σχέση : $I_S = I_Z + I_L$

Το ρεύμα φορτίου είναι $I_L = \frac{V_Z + I_Z R_Z}{R_L}$ 3.104

Το ρεύμα που διαρρέει τη δίοδο Zener είναι : $I_Z = I_S - I_L$ 3.105

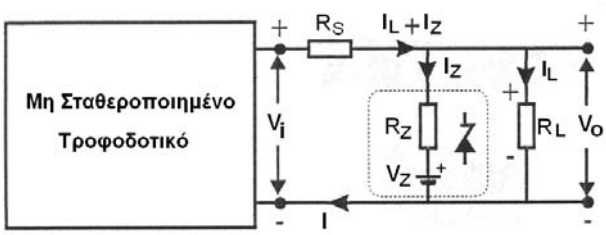
Συνδυάζοντας τις σχέσεις 3.103, 3.104 και 3.105 το ρεύμα I_Z προκύπτει :

$$I_Z = \frac{(Vin - V_Z)R_L - V_Z R_S}{R_L R_S + R_Z R_S + R_Z R_L} \qquad 3.106$$

Κάνοντας αριθμητική αντικατάσταση στη σχέση 3.106 και με διαδοχική αντικατάσταση στις σχέσεις 3.104 και 3.103 προκύπτουν τα αποτελέσματα του παρακάτω πίνακα.

Vin (V)	I_Z (mA)	I_L (mA)	Vout (V)	I_S (mA)
15	2.83	12.03	12.03	14.86
20	26.42	12.26	12.26	38.68
25	50.00	12.50	12.50	62.50
30	73.59	12.74	12.74	86.33
35	97.17	12.97	12.97	110.14

ΑΣΚ 11.) Ο σταθεροποιητής τάσης του κυκλώματος του σχήματος είναι συνδεδεμένος στην έξοδο ενός μη σταθεροποιημένου D.C. τροφοδοτικού, για να διατηρεί σταθερή την τάση στα άκρα του φορτίου R_L υπό συνθήκες μεταβολών της τάσης εισόδου V_i. Το κύκλωμα σταθεροποίησης τάσης χρησιμοποιεί μια δίοδο Zener με V_Z = 9,1V και R_Z = 10Ω, έχει αντίσταση σειράς R_S = 500Ω και αντίσταση φορτίου R_L = 1ΚΩ.



α) Να αποδειχθεί ότι η τάση εξόδου V_L είναι ίση με:

$$V_L = \frac{V_{in} + \frac{R_S}{R_Z} V_Z}{\frac{R_S}{R_Z} + \frac{R_S}{R_L} + 1}$$

β) Εάν η τάση εισόδου V_i μεταβάλλεται από 13 έως 18 Volt, να προσδιοριστεί η μεταβολή ΔV_L της τάσης εξόδου.

Α) Εφαρμόζοντας Ν.Τ.Κ. στο κύκλωμα (Vin -R_s - R_L) : $V_{in} = I_S R_S + V_L$ όπου $I_S = I_L + I_Z$, και $V_0 = V_L$

Ισχύει επίσης ότι: $V_L = V_Z + I_Z R_Z \Rightarrow I_Z = \frac{V_L - V_Z}{R_Z}$ και $I_L = \frac{V_L}{R_L}$

Άρα με αντικατάσταση των ρευμάτων στην αρχική σχέση :

$$V_{in} = (I_L + I_Z)R_S + V_L = \left(\frac{V_L - V_Z}{R_Z} + \frac{V_L}{R_L}\right)R_S + V_L = \frac{V_L}{R_Z}R_S - \frac{V_Z}{R_Z}R_S + \frac{V_L}{R_L}R_S + V_L \Rightarrow$$

$$V_{in} = \left(\frac{R_S}{R_Z} + \frac{R_S}{R_L} + 1\right)V_L - \frac{R_S}{R_Z}V_Z \Rightarrow \left(\frac{R_S}{R_Z} + \frac{R_S}{R_L} + 1\right)V_L = V_{in} + \frac{R_S}{R_Z}V_Z$$

απ' όπου $V_L = \frac{V_{in} + \frac{R_S}{R_Z}V_Z}{\frac{R_S}{R_Z} + \frac{R_S}{R_L} + 1}$ και Β) με αντικατάσταση

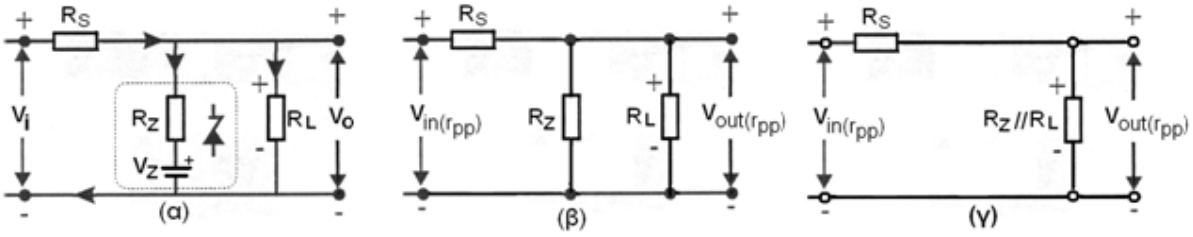
Για Vin = 14V	προκύπτει V_L = 9,10 V
Για Vin = 18V	προκύπτει V_L = 9,18 V

και άρα ΔV_L = 0,08V

ΑΣΚ 12.) Ο σταθεροποιητής Zener μαζί με το κύκλωμά του (άσκηση 11), εκτός από τη σταθεροποίηση που παρέχει στην έξοδο του μη σταθεροποιημένου τροφοδοτικού, μειώνει παράλληλα και την όποια κυμάτωση μπορεί να υπάρχει στην έξοδό του. Με βάση τα

δεδομένα της προηγούμενης άσκησης να υπολογιστεί η μείωση αυτή στα άκρα του φορτίου, θεωρώντας ότι η κυμάτωση στην είσοδο του κυκλώματος σταθεροποίησης είναι V_{rpp}=0,3 V.

Θεωρώντας λοιπόν ότι στην DC τάση εξόδου (V_i) του τροφοδοτικού – όποια και αν είναι αυτή – υπάρχει κυμάτωση της τάξης των 0,3 V_{rpp}, δηλαδή AC συνιστώσα, μπορούμε να αναλύσουμε το κύκλωμα του σταθεροποιητή ως προς το ac ως εξής:



Όπου κύκλωμα (α) το αρχικό, κύκλωμα (β) αυτό που βλέπει η V_{rpp} και κύκλωμα (γ) το τελικό κύκλωμα. Η τάση στα άκρα της αντίστασης που προκύπτει από τον παράλληλο συνδυασμό των R_Z και R_L ,δηλαδή η $V_{out(rpp)}$ θα είναι λόγω του διαιρέτη:

$$V_{out(rpp)} = \frac{\left(R_Z//R_L\right)}{\left(R_Z//R_L\right)+R_S} V_{in(rpp)}$$

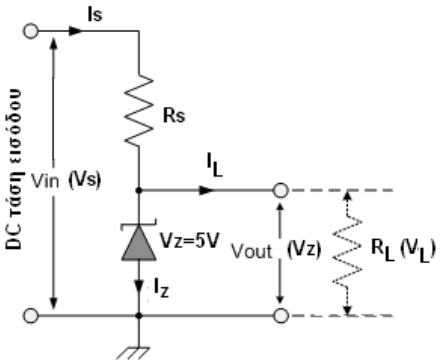
Από τη σχέση αυτή και με δεδομένες τις τιμές των R_Z, R_L ,R_S και $V_{in(rpp)}$, προκύπτει η τιμή της κυμάτωσης στην έξοδο του σταθεροποιητή:

$$V_{out(rpp)} = \frac{\left(R_Z//R_L\right)}{\left(R_Z//R_L\right)+R_S} V_{in(rpp)} = \frac{\frac{10\times 1000}{10+1000}}{\frac{10\times 1000}{10+1000}+500}\times 0,3 = 0,0194\times 0,3 = 5,82mV$$

Δηλαδή η κυμάτωση που θα εμφανιστεί στην σταθεροποιημένη έξοδο θα είναι το 1,94% της αρχικής κυμάτωσης.

ΑΣΚ 13.) Ένας σταθεροποιητής τάσης 5.0V και 1W τοποθετείται στην έξοδο τροφοδοτικού με V_S = 12V d.c. όπως στο παρακάτω κύκλωμα. Με τη βοήθεια του κυκλώματος να υπολογιστούν :

α) Το μέγιστο ρεύμα που θα διαρρέει τη δίοδο Zener. (Πότε συμβαίνει αυτό;).
β) Η τιμή της αντίστασης σειράς (αντίσταση προστασίας), R_S.
γ) Το ρεύμα φορτίου I_L εάν η αντίσταση φορτίου R_L, που συνδέεται παράλληλα με τη Zener, είναι 0,5kΩ.
δ) Το παρεχόμενο από το τροφοδοτικό ρεύμα I_S.



Α) Το μέγιστο ρεύμα που θα διαρρέει τη Zener παρουσιάζεται όταν δεν υπάρχει φορτίο συνδεδεμένο στην έξοδο του σταθεροποιητή, άρα

$$P = V_Z I_{Zmax} \Rightarrow I_{ZMAX} = \frac{Watts}{Voltage} = \frac{1W}{5V} = 200mA$$

Β) Η αντίσταση σειράς που προστατεύει τη δίοδο

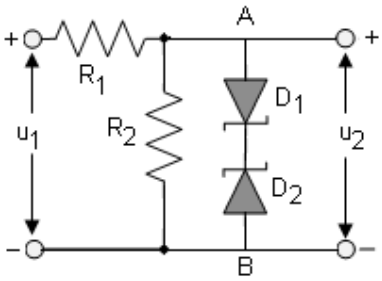
$$R_S = \frac{V_S - V_Z}{I_{Zmax}} = \frac{12-5}{200mA} = 35\Omega$$

Γ) το ρεύμα στο φορτίο $I_L = \frac{V_Z}{R_L} = \frac{5V}{500\Omega} = 10mA$

Δ) το ρεύμα που παρέχεται από το μη σταθεροποιημένο τροφοδοτικό:

$$I_S = I_Z + I_L = 200 + 10 = 210mA$$

ΑΣΚ 14.) Οι αντιστάσεις του παρακάτω κυκλώματος R_1 και R_2 έχουν τιμές 5KΩ και 10KΩ αντίστοιχα. Οι δίοδοι zener D_1 και D_2 είναι όμοιες με τάση Vz=15V, η δε τάση αγωγής τους κατά την ορθή πόλωση είναι V_γ=0,7V, κατά τα λοιπά θεωρούνται ιδανικές. Αν η τάση εισόδου u_1 είναι της μορφής u_1=30ημωt, να σχεδιαστεί σε σύστημα αξόνων όπου ο οριζόντιος θα αντιπροσωπεύει το ωt και ο κατακόρυφος το u, η u_1 με διακεκομμένη γραμμή και στους ίδιους άξονες η u_2 με συνεχή γραμμή.



Ο κλάδος ΑΒ περιλαμβάνει δύο διόδους τοποθετημένες αντίστροφα τη μια ως προς την άλλη και γίνεται αγώγιμος όταν η τάση εισόδου γίνει ίση με το άθροισμα των τάσεων των διόδων.

Έτσι όταν η D_1 είναι αγώγιμη ως απλή δίοδος η D_2 λειτουργεί ως zener.

Αντίστοιχα όταν η D_2 είναι αγώγιμη ως απλή δίοδος η D_1 λειτουργεί ως zener.

Ανεξάρτητα από την τιμή της τάσης εισόδου και τη φορά της, ο κλάδος θα είναι αγώγιμος όταν ισχύει η σχέση:

$$|V_{AB}| = |V_0 + V_Z|$$

δηλαδή ο κλάδος άγει όταν

$$|u_2| = |V_{AB}| = 15 + 0,7 = 15,7V$$

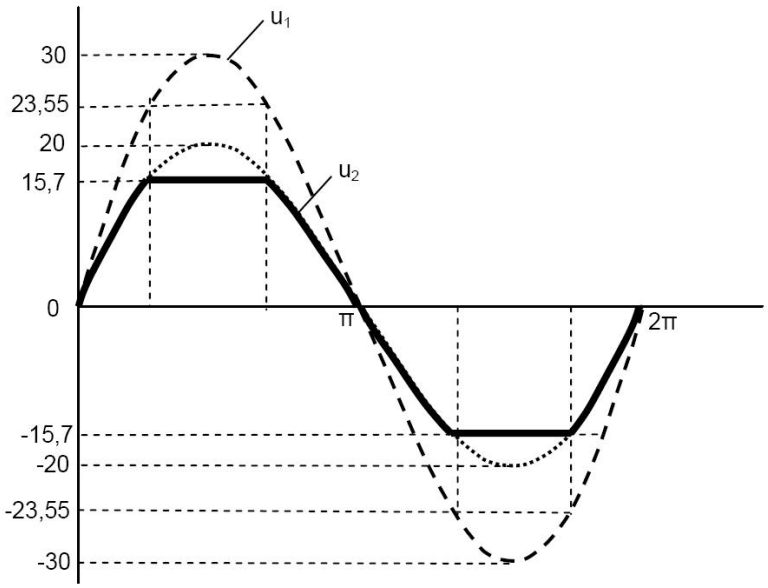
οπότε και ψαλιδίζει.

Έτσι λοιπόν

$$|u_2| = [R_2/(R_1 + R_2)]|u_1| \Rightarrow |u_1$$

$$\Rightarrow$$

$$|u_1| = (15/10) \bullet 15,7 = 23,55V$$

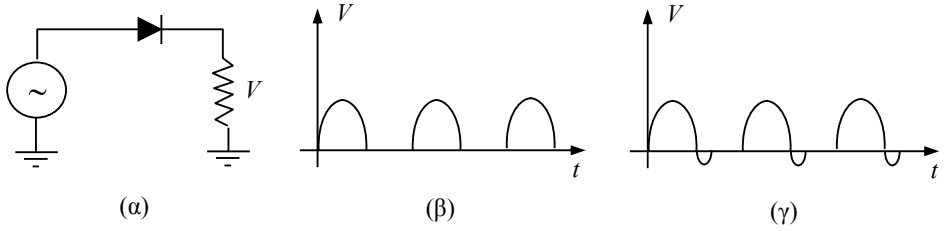


4. Ειδικές Δίοδοι και Εφαρμογές

Μέχρι το σημείο αυτό έχει μελετηθεί μόνον η δίοδος p-n η οποία είναι ο συνηθέστερος τύπος διόδου και χρησιμοποιείται για τη μετατροπή της εναλλασσόμενης τάσης (a.c.) σε συνεχή (d.c.). Όμως, η ανόρθωση δεν είναι η μοναδική λειτουργία μιας διόδου p-n. Στην παράγραφο αυτή, θα εξετάσουμε ορισμένες ειδικές διόδους που χρησιμοποιούνται σε άλλες εφαρμογές και παρουσιάζουν σημαντικό πρακτικό ενδιαφέρον.

4.1. Δίοδος Schottky

Στις χαμηλές συχνότητες, μια συνήθης κρυσταλλοδίοδος μπορεί εύκολα να μεταβεί από την κατάσταση αγωγιμότητας στην κατάσταση αποκοπής, όταν η πόλωση από ορθή γίνει ανάστροφη. Όμως, καθώς η συχνότητα αυξάνεται, φθάνουμε σε ένα σημείο όπου η κοινή κρυσταλλοδίοδος δεν μπορεί να μεταβεί τόσο γρήγορα, από την κατάσταση αγωγιμότητας στην κατάσταση αποκοπής, ώστε να εμποδίσει την εμφάνιση μεγάλων ανάστροφων ρευμάτων. Αυτό σημαίνει ότι μια κοινή κρυσταλλοδίοδος δεν είναι ικανοποιητικός ανορθωτής στις υψηλές συχνότητες, επειδή εξακολουθεί να άγει στην αρχή του κύκλου ανάστροφης λειτουργίας. Το φαινόμενο αυτό οφείλεται στην αποθήκευση φορτίων στην περιοχή απογύμνωσης. Είδαμε στην § 3.10.3, ότι κατά την ορθή πόλωση οι φορείς μειονότητας συσσωρεύονται συνεχώς γύρω από την άξονα της ένωσης. Όσο μεγαλύτερος είναι ο χρόνος ζωής τους, τόσο μεγαλύτερη είναι και η διάρκεια της ύπαρξης των συσσωρευμένων φορτίων πριν επανασυνδεθούν.

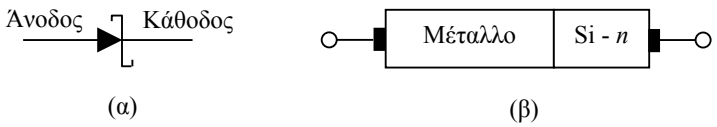


Σχ. 4.1. α) Κύκλωμα ημιανόρθωσης, β) έξοδος χωρίς την επίδραση της συσσώρευσης φορτίων, και γ) επίδραση της συσσώρευσης φορτίων στην έξοδο, [1].

Η συσσώρευση αυτή φορτίων παίζει σημαντικό ρόλο, όταν προσπαθούμε να αντιστρέψουμε τη φορά της πόλωσης, διότι με την αλλαγή της πόλωσης τα συσσωρευμένα φορτία θα αλλάξουν διεύθυνση και θα προκαλέσουν ένα στιγμιαίο ρεύμα κατά την αντίθετη διεύθυνση. Όσο μεγαλύτερος είναι ο χρόνος ζωής των φορέων μειονότητας, τόσο μεγαλύτερη θα είναι η συμμετοχή των συσσωρευμένων φορτίων στο ανάστροφο ρεύμα. Το φαινόμενο γίνεται εμφανές σε μια συνήθη δίοδο p-n σε συχνότητες πάνω από τα 10 MHz.

Το παραπάνω πρόβλημα αντιμετωπίζεται με μια ειδική διάταξη που ονομάζεται δίοδος Schottky. Είδαμε στην § 3.8, ότι υπάρχουν δύο ειδών επαφές μεταξύ μετάλλου και ημιαγωγού. Οι ωμικές επαφές και οι ανορθωτικές. Οι ωμικές επαφές χρησιμοποιούνται σαν ακροδέκτες. Οι ανορθωτικές επαφές αποτελούν διόδους μετάλλου-ημιαγωγού. Μια τέτοια δίοδος μετάλλου-ημιαγωγού είναι η δίοδος Schottky. Η δίοδος Schottky χρησιμοποιεί στη μία πλευρά της επαφής ένα μέταλλο, όπως το αλουμίνιο, ο χρυσός, ο άργυρος ή ο λευκόχρυσος. Στην άλλη πλευρά της επαφής έχει Si τύπου-n. Όταν η δίοδος Schottky δεν είναι πολωμένη, τα ελεύθερα ηλεκτρόνια της περιοχής τύπου-n βρίσκονται σε χαμηλότερες ενεργειακές στάθμες από τα ελεύθερα ηλεκτρόνια της μεταλλικής περιοχής. Η ενεργειακή αυτή διαφορά συνιστά το φράγμα δυναμικού Schottky. Όταν η δίοδος Schottky πολωθεί ορθά, τα ελεύθερα ηλεκτρόνια της περιοχής τύπου-n αποκτούν αρκετή ενέργεια ώστε να υπερπηδήσουν το φράγμα Schottky και να εισέλθουν στο μέταλλο, προκαλώντας ένα μεγάλο ορθό ρεύμα.

Επειδή το μέταλλο δεν έχει φορείς μειονότητας, δεν προκαλείται συσσώρευση φορτίων και η μετάπτωση από την κατάσταση αγωγιμότητας στην κατάσταση αποκοπής είναι στιγμιαία. Έτσι, στη δίοδο Schottky η αγωγή γίνεται με φορείς πλειονότητας, ενώ στη συνήθη δίοδο p-n η αγωγή γίνεται με φορείς μειονότητας. Στη δίοδο p-n για να πάμε από τον κόρο στην αποκοπή, πρέπει πρώτα να απομακρυνθούν οι φορείς μειονότητας που είναι συσσωρευμένοι στην ένωση, πράγμα που απαιτεί χρόνο. Η δίοδος Schottky δεν έχει περιοχή απογύμνωσης, κάτι που έχει σαν αποτέλεσμα την εξάλειψη των συσσωρευμένων φορτίων στην ένωση και επομένως την ταχύτερη μετάπτωση σε κατάσταση μη αγωγιμότητας σε σχέση με μια συνήθη δίοδο. Στην πράξη, μια δίοδος Schottky μπορεί εύκολα να ανορθώσει σήματα σε συχνότητες άνω των 300 MHz.

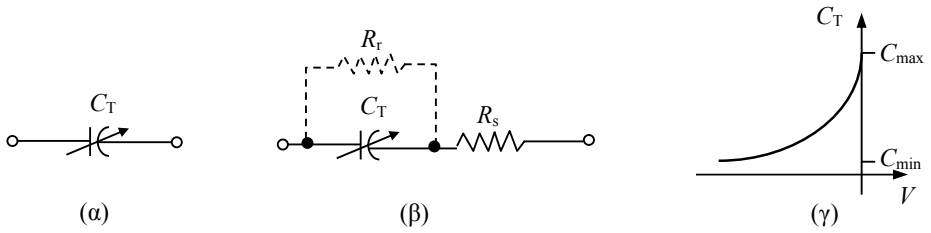


Σχ. 4.2. α) Σύμβολο διόδου Schottky, β) δομή διόδου Schottky, [1].

Ένα σημαντικό πλεονέκτημα των διόδων Schottky είναι ότι η τάση κατωφλίου τους (φράγμα δυναμικού) είναι 0.25 V αντί 0.6 V των διόδων p-n. Η σπουδαιότερη εφαρμογή των διόδων Schottky είναι σε ψηφιακούς υπολογιστές. Η ταχύτητα των υπολογιστών εξαρτάται από το πόσο γρήγορα οι δίοδοι και τα τρανζίστορ τους μπορούν να μεταπέσουν μεταξύ των καταστάσεων on - off (αγωγής – μη αγωγής) και εδώ ακριβώς είναι που υπερτερεί η δίοδος Schottky σε συνδυασμό με το γεγονός ότι εμφανίζει χαμηλή κατανάλωση. Οι δίοδοι Schottky χρησιμοποιούνται επίσης σε τροφοδοτικά χαμηλής τάσης ακριβώς διότι εμφανίζουν μικρή πτώση τάσης.

4.2. Δίοδος Varactor

Η δίοδος varactor ή varicap (variable capacitor) είναι μια δίοδος μεταβλητής χωρητικότητας που χρησιμοποιείται ευρέως σε τηλεοπτικούς δέκτες, FM δέκτες και σε άλλες τηλεπικοινωνιακές διατάξεις. Όπως είδαμε στην § 3.12.3, όταν η κρυσταλλοδίοδος είναι ανάστροφα πολωμένη εμφανίζει μια χωρητικότητα, τη χωρητικότητα μεταβάσεως, της οποίας η τιμή εξαρτάται από την τιμή της εφαρμοζόμενης ανάστροφης τάσης (βλ. εξ. 3.75). Αυτό, διότι οι περιοχές τύπου-p και n είναι σαν τους οπλισμούς ενός πυκνωτή, ενώ η περιοχή απογύμνωσης είναι σαν το διηλεκτρικό. Όταν μια δίοδος είναι ανάστροφα πολωμένη, το εύρος της περιοχής απογύμνωσης αυξάνεται με την ανάστροφη τάση. Εφόσον η περιοχή απογύμνωσης γίνεται ευρύτερη με περισσότερη ανάστροφη τάση, η χωρητικότητα γίνεται μικρότερη. Έχουμε έτσι ένα μηχανισμό ρύθμισης της χωρητικότητας από την τάση.



Σχ. 4.3. α) Σύμβολο διόδου Varactor, β) ισοδύναμο κύκλωμα, γ) ελάττωση της χωρητικότητας διόδου Varactor αντιστρόφως ανάλογα με την τετραγωνική ρίζα της ανάστροφης πόλωσης σύμφωνα με την εξ. 3.75, [3].

Στην πράξη, συνδέουμε μία varactor παράλληλα με μία αυτεπαγωγή ώστε να έχουμε ένα κύκλωμα συντονισμού με συχνότητα

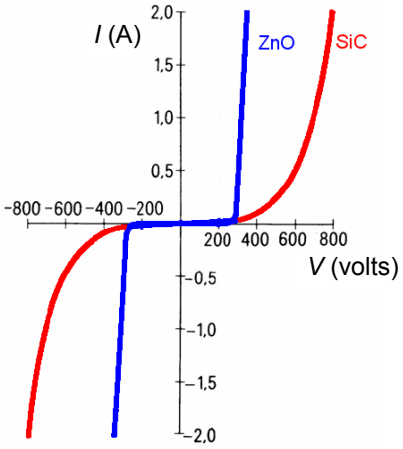
$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \qquad 4.1$$

Κατόπιν μεταβάλλουμε την ανάστροφη τάση της varactor για να αλλάξουμε τη συχνότητα συντονισμού. Αυτή είναι η αρχή της διαμόρφωσης ενός πομπού FM που χρησιμοποιείται σε ένα ραδιοφωνικό σταθμό, ένα τηλεοπτικό κανάλι, κλπ. Οι δίοδοι varactor χρησιμοποιούνται ευρέως στους τηλεοπτικούς δέκτες, δέκτες FM και άλλες τηλεπικοινωνιακές διατάξεις. Παρουσιάζουν μέγιστη χωρητικότητα της τάξης των 100 pF.

Στο Σχ. 4.3γ φαίνεται η τυπική μεταβολή χωρητικότητας της varactor συναρτήσει της ανάστροφης πόλωσης. Επίσης, φαίνεται το ισοδύναμο κύκλωμα της varactor με ανάστροφη πόλωση. Η αντίσταση σειράς R_s παριστάνει την αντίσταση σειράς του σώματος του ημιαγωγού της διόδου. Τυπικές τιμές της C_T και της R_s είναι 20 pF και 8 Ω, αντίστοιχα, με ανάστροφη πόλωση 4 V. Η ανάστροφη αντίσταση R_r είναι πολύ μεγάλη (>1 MΩ) και στην πράξη αμελείται. Η περιοχή ρύθμισης μιας varactor ορίζεται από τη σχέση $TR=C_{max}/C_{min}$ και δίνεται από τον κατασκευαστή. Για παράδειγμα, η δίοδος varactor 1N5142 έχει χωρητικότητα 15 pF στα -4V και περιοχή ρύθμισης 3:1, για μια περιοχή τάσεων από -4V μέχρι -60V. Αυτό σημαίνει ότι η χωρητικότητα ελαττώνεται από τα 15 pF στα 5 pF όταν η τάση μεταβάλλεται από -4V μέχρι -60V.

4.3. Δίοδος Varistor

Διάφορα φυσικά φαινόμενα όπως λ.χ. αστραπές ή βλάβες στις γραμμές ισχύος μπορούν να επηρεάσουν την τάση της γραμμής, προκαλώντας βυθίσεις (dips), ή υπερτάσεις (spikes) και άλλα μεταβατικά φαινόμενα στην κανονική τάση των 230 V. Οι βυθίσεις είναι απότομες πτώσεις τάσης με διάρκεια μερικά μs ή λιγότερο. Οι υπερτάσεις είναι απότομες αυξήσεις τάσης βραχείας διάρκειας από 500 V ως και πάνω από 2000 V. Σε μερικά συστήματα, χρησιμοποιούνται φίλτρα μεταξύ της γραμμής ισχύος και του πρωτεύοντος πηνίου του μετασχηματιστή για εξάλειψη των προβλημάτων που προκαλούνται από τα μεταβατικά φαινόμενα στη γραμμή.



Σχ. 4.4. Χαρακτηριστική ρεύματος-τάσης varistor.

Μία από τις διατάξεις που χρησιμοποιούνται για φιλτράρισμα στη γραμμή είναι η varistor (variable resistor). Η varistor είναι μεταβλητή αντίσταση, της οποίας η τιμή εξαρτάται από την τάση που εφαρμόζεται στα άκρα της. Αποτελείται από κεραμική μάζα κόκκων οξειδίου του ψευδαργύρου (ZnO) ή ανθρακοπυριτίου (SiC) οι οποίοι συσσωματώνονται σε υψηλή θερμοκρασία (ανόπτηση) και πίεση με άλλα οξείδια μετάλλων (βισμούθιο, κοβάλτιο, μαγγάνιο), ανάμεσα σε δύο μεταλλικές πλάκες που αποτελούν τα ηλεκτρόδια σύνδεσής τους. Το όριο ανάμεσα σε κάθε κόκκο και τον γειτονικό του δημιουργεί μια δίοδο, η οποία επιτρέπει στο ρεύμα να ρέει προς μια μόνο κατεύθυνση. Η μάζα των τυχαία προσανατολισμένων κόκκων είναι ηλεκτρικά ισοδύναμη με ένα δίκτυο ζευγών διόδων τοποθετημένων στη σειρά και αντίθετα μεταξύ τους, και κάθε ζεύγος παράλληλα με πολλά άλλα. Όταν εφαρμόζεται χαμηλή ή μέτρια τάση στην varistor, ρέει μόνο ένα μικρό ρεύμα, που είναι το ανάστροφο ρεύμα διαρροής των διόδων. Όταν εφαρμοστεί υψηλή τάση, οι δίοδοι καταρρέουν και ρέει

πολύ μεγάλο ρεύμα. Αυτό απεικονίζεται στην ιδιαίτερα μη γραμμική χαρακτηριστική της varistor η οποία έχει υψηλή αντίσταση σε χαμηλές τάσεις και μικρή αντίσταση σε υψηλές τάσεις.

Η χαρακτηριστική της varistor έχει τη μορφή

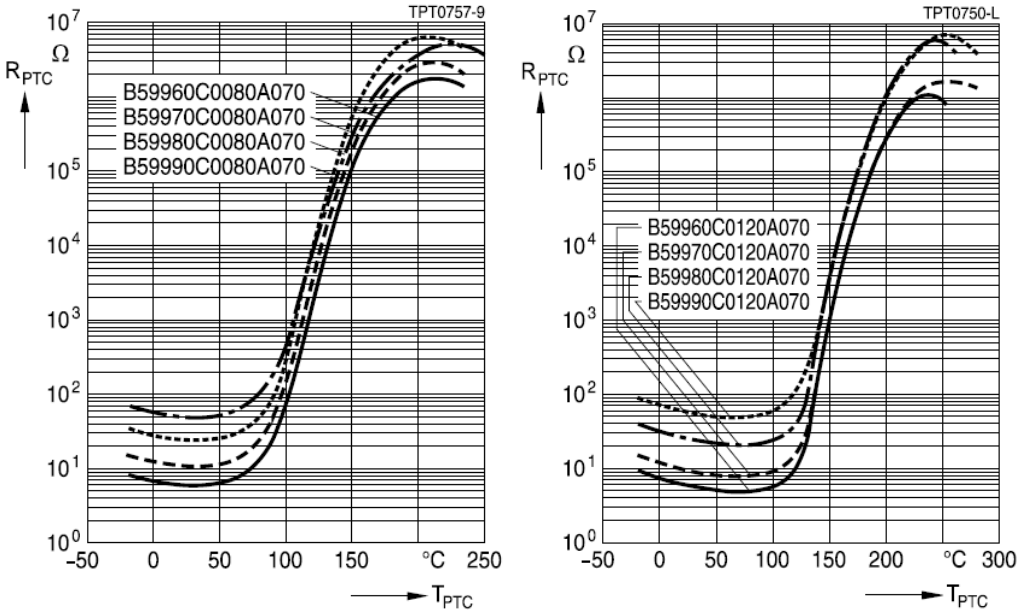
$$I = K \cdot V^n \qquad 4.2$$

όπου K είναι μια σταθερά που εξαρτάται από τη μορφή της varistor και τις διαστάσεις της, και n είναι ο εκθέτης με τιμή μεταξύ 2 και 7 ανάλογα με τον τύπο της varistor. Η varistor λειτουργεί σαν δύο σε σειρά και αντίθετα (back-to-back) διόδους Zener, με μια υψηλή τάση κατάρρευσης και προς τις δύο κατευθύνσεις. Συνδέοντας μία από αυτές στα άκρα του πρωτεύοντος πηνίου, εξαλείφεται το πρόβλημα των εξάρσεων στην τάση. Η varistor ψαλιδίζει όλες τις εξάρσεις τάσης σε μια ονομαστική τιμή λειτουργίας (κατάρρευσης) και έτσι προστατεύει τα ηλεκτρικά και ηλεκτρονικά συστήματα.

4.4. Θερμίστορ

Οι θερμοαντιστάσεις ή θερμίστορ (thernistors) είναι αντιστάσεις που κατασκευάζονται από κόκκους ημιαγωγικού υλικού, συσσωματωμένους με οξείδια μετάλλων όπως σιδηρομαγγάνιο, βάριο, μόλυβδο, οξείδιο στροντίου και τιτανίου ($SrTiO_3$), με ανόπτηση κάτω από πίεση και σε θερμοκρασία λίγο μεγαλύτερη του σημείου τήξης. Έχουν κυλινδρική μορφή με ιδιότητες που εξαρτώνται από τον ημιαγωγό που χρησιμοποιείται, επειδή τα οξείδια επιδρούν μόνο στην τιμή της αγωγιμότητας.

Βασική ιδιότητα των θερμίστορ είναι η ιδιότυπη μορφή της καμπύλης μεταβολής της αντίστασης με τη θερμοκρασία. Στο Σχ. 4.5 φαίνονται οι καμπύλες R=f(T) όπου T η θερμοκρασία, για δύο διαφορετικούς τύπους θερμίστορ του εμπορίου.



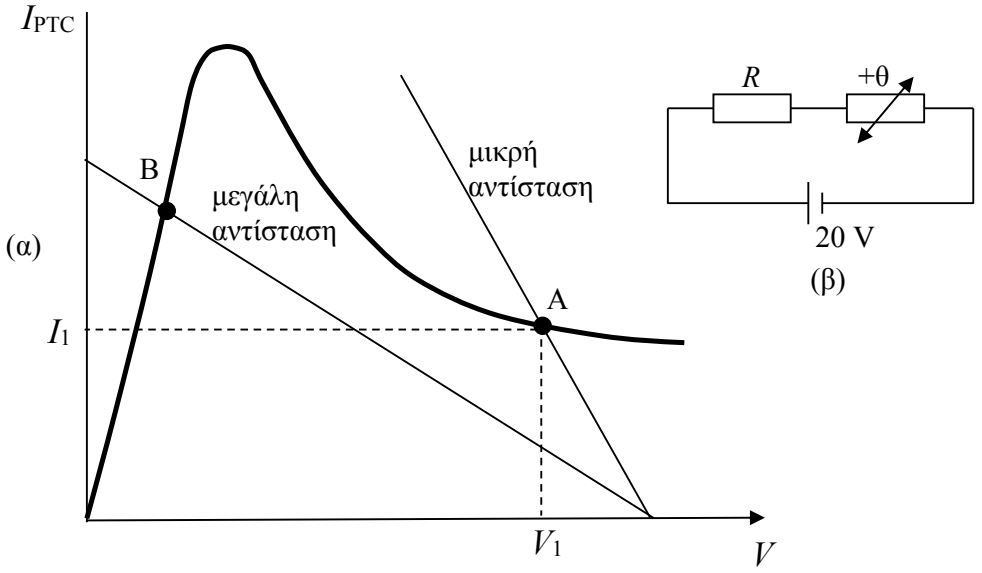
Σχ. 4.5. Χαρακτηριστική μεταβολής της αντίστασης θερμίστορ συναρτήσει της θερμοκρασίας, για 2 τύπους θερμίστορ με χαρακτηριστικές θερμοκρασίες ανατροπής 80°C και 120° C, [2].

Από τις καμπύλες τους αυτές παρατηρούμε ότι τα θερμίστορ σε μικρές θερμοκρασίες συμπεριφέρονται σαν κοινοί ημιαγωγοί, δηλαδή η αντίστασή τους μειώνεται όταν αυξάνεται η θερμοκρασία. Υπάρχει όμως μια χαρακτηριστική θερμοκρασία για κάθε τύπο θερμίστορ, η οποία λέγεται συνήθως θερμοκρασία Curie, ή θερμοκρασία ανατροπής, στην οποία εμφανίζεται μια απότομη μεταβολή της αντίστασης, είτε προς τα πάνω, όπως στο Σχ. 4.5, είτε προς τα κάτω. Διακρίνουμε έτσι δύο ειδών θερμίστορ, τα θετικού συντελεστή θερμοκρασίας PTC (Positive Temperature Coefficient) και τα αρνητικού συντελεστή θερμοκρασίας NTC (Negative Temperature Coefficient).

Τα θερμίστορ συμβολίζονται, όπως φαίνεται στο Σχ. 4.6, με ένα διπλό βέλος πάνω στο σύμβολο της αντίστασης και ένα σύμβολο θερμοκρασίας θ° με το πρόσημο + για τα PTC και

το – για τα NTC. Αν συνδεθεί ένα θερμίστορ σε τάση και δεν εφαρμοστεί ιδιαίτερος τρόπος για την ψύξη του, τότε για μικρές τάσεις θα συμπεριφερθεί σαν κοινή ωμική αντίσταση ημιαγωγού ακολουθώντας το νόμο του Ohm, όπως φαίνεται και από το διάγραμμα του Σχ. 4.6α. Για μεγαλύτερες όμως τάσεις, επειδή τότε αναπτύσσεται μεγάλη θερμοκρασία, το θερμίστορ φθάνει κάποτε στο σημείο Curie και αυξάνεται απότομα η αντίστασή του, οπότε πέφτει το ρεύμα του κυκλώματος.

Στο Σχ. 4.6β φαίνεται ένα PTC που έχει συνδεθεί σε σειρά με μια αντίσταση R σε μια πηγή τάσης 20 V. Για να υπολογίσουμε το ρεύμα και την τάση στα άκρα του θερμίστορ, ενεργούμε όπως και στα μη γραμμικά στοιχεία, χαράζοντας την ευθεία φορτίου πάνω στη χαρακτηριστική του στοιχείου. Αυτό έγινε στο Σχ. 4.6α και έδωσε το σημείο ηρεμίας A με ένταση ρεύματος I_1 και τάση V_1. Παρατηρούμε ότι αν η τιμή της αντίστασης σειράς ήταν μεγαλύτερη, το σημείο τομής θα βρισκόταν στο ευθύγραμμο τμήμα της καμπύλης (σημείο B), οπότε μειώνοντας την αντίσταση θα είχαμε αύξηση του ρεύματος, όπως συμβαίνει σε μια κοινή αντίσταση. Στην περίπτωση που έχει σχεδιαστεί στο Σχ. 4.6α, η αντίσταση φορτίου είναι αρκετά μικρής τιμής ώστε το σημείο τομής A να βρίσκεται μετά το σημείο Curie που είναι στην κορυφή της, οπότε μειώνοντας την αντίσταση έχουμε μείωση του ρεύματος.



Σχ. 4.6. α) Χαρακτηριστική I-V θερμίστορ PTC και ευθείες φορτίου με μικρή και μεγάλη αντίσταση σε σειρά, β) σύμβολο θερμίστορ, [16].

Δύο είναι οι βασικές εφαρμογές του θερμίστορ:

α) Μέτρηση και ρύθμιση θερμοκρασίας (θερμοστάτης).

Το ρεύμα που περνά από το θερμίστορ διατηρείται μικρό, αυτό το επυγχάνουμε όταν η τάση στα άκρα του είναι και αυτή μικρή <<1,5 V. Το μικρό αυτό ρεύμα δεν φθάνει για να αυξηθεί η θερμοκρασία του θερμίστορ, οπότε αυτό μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τη μέτρηση ή τη ρύθμιση της θερμοκρασίας. Έτσι, π.χ. με το θερμίστορ του Σχ. 4.5 μπορούμε να ρυθμίσουμε τη θερμοκρασία στον περιβάλλοντα χώρο, στην περιοχή της θερμοκρασίας Curie περί τους 80°C όπου η αντίσταση αυξάνεται απότομα και μηδενίζεται τότε το ρεύμα του κυκλώματος.

β) Προστασία κυκλώματος από υπερένταση.

Το ρεύμα που περνά από το θερμίστορ διατηρείται μεγάλο, οπότε μια αύξησή του μπορεί να προκαλέσει αύξηση της θερμοκρασίας η οποία μπορεί να περάσει το σημείο Curie και να δώσει μια απότομη αύξηση της αντίστασης του θερμίστορ από την οποία προκύπτει η προστασία του κυκλώματος.

4.5. Δίοδος Σήραγγος

Μια συνήθης ένωση p-n, όπως αυτή που μέχρι τώρα εξετάσαμε, έχει μια πυκνότητα προσμείξεων περίπου 1 μέρος ανά 10^8 (το οποίο αντιστοιχεί σε πυκνότητα προσμείξεων της τάξης 10^{14} cm^{-3}). Με το ποσοστό αυτό νοθεύσεων, το εύρος του στρώματος απογύμνωσης, το οποίο συνιστά ένα δυναμικό φράγμα γύρω από την ένωση, είναι της τάξης του ενός μικρού (~ 1 μm). Το δυναμικό αυτό φράγμα αναχαιτίζει τη ροή των φορέων από την πλευρά εκείνη της ένωσης όπου αυτοί είναι φορείς πλειονότητας προς την πλευρά όπου αποτελούν φορείς μειονότητας. Εάν όμως αυξηθεί πολύ η πυκνότητα των ατόμων προσμείξεως, έστω ένα μέρος ανά 10^3 (το οποίο αντιστοιχεί σε πυκνότητα προσμείξεων της τάξης 10^{19} cm^{-3}) οι χαρακτηριστικές μιας τέτοιας διόδου αλλάζουν τελείως σε σχέση με την περίπτωση μιας κοινής διόδου p-n, πράγμα που παρατήρησε και ερμήνευσε πρώτος ο Esaki το 1958.

Το εύρος του φράγματος της ένωσης μεταβάλλεται αντιστρόφως (βλ. σχέση 3.31) προς την τετραγωνική ρίζα της πυκνότητας των προσμείξεων, και επομένως μειώνεται σε μήκος μικρότερο από 100 Å (10^{-6} cm). Το εύρος αυτό είναι μόνο περίπου το ένα πεντηκοστό του μήκους κύματος του ορατού φωτός. Με βάση την κλασσική θεώρηση, εάν ένα σωματίδιο πρόκειται να μετακινηθεί από τη μια πλευρά του φράγματος στην άλλη, πρέπει να έχει ενέργεια τουλάχιστον ίση προς το ύψος του φράγματος της δυναμικής ενέργειας. Όμως, για φράγματα τόσο λεπτά όσο αυτά της διόδου Esaki, η εξίσωση του Schrodinger δείχνει ότι υπάρχει μια μεγάλη πιθανότητα να εισχωρήσει ένα ηλεκτρόνιο διαμέσου του φράγματος. Η κβαντομηχανική αυτή συμπεριφορά αναφέρεται και ως φαινόμενο σήραγγος, και έτσι τα στοιχεία αυτά με ένωση p-n με μεγάλη πυκνότητα προσμείξεων, ονομάζονται δίοδοι σήραγγος.

Στη συνέχεια, θα δώσουμε μια ποιοτική εξήγηση των σημαντικότερων φαινομένων που εμφανίζονται σε μια δίοδο σήραγγος. Όταν οι συγκεντρώσεις N_A και N_D αντίστοιχα στα τμήματα p και n γίνουν πολύ μεγάλες, έχουμε βασικά δύο συνέπειες:

- Το εύρος της περιοχής απογύμνωσης μικραίνει πολύ. Το πάχος του φράγματος δυναμικού περιορίζεται σε μερικές δεκάδες Å.
- Οι στάθμες Fermi των τμημάτων p και n δεν θα βρίσκονται πια στην απαγορευμένη ζώνη, αλλά θα μετατοπιστούν αντίστοιχα στη ζώνη σθένους και στη ζώνη αγωγιμότητας. Αυτό προκύπτει εύκολα από τη διερεύνηση των εξ. 2.20, 2.21 και φαίνεται στο Σχ. 4.7α.

Η μείωση του πάχους του φράγματος δυναμικού αποτελεί ευνοϊκή συνθήκη για την εμφάνιση του κβαντομηχανικού φαινομένου σήραγγος: η πιθανότητα να διαπεράσει ένα ηλεκτρόνιο το φράγμα δυναμικού με φαινόμενο σήραγγος και να μετακινηθεί λ.χ. από μία στάθμη της ζώνης αγωγιμότητας του τμήματος n, σε μία διαθέσιμη επιτρεπόμενη στάθμη της ίδιας ενέργειας στο τμήμα p, δεν είναι πια καθόλου αμελητέα. Με ανάλογο τρόπο ηλεκτρόνια της ζώνης σθένους του τμήματος p μπορούν να μετακινηθούν με φαινόμενο σήραγγος στην περιοχή n, αν υπάρχουν διαθέσιμες ενεργειακές θέσεις στην ίδια στάθμη.

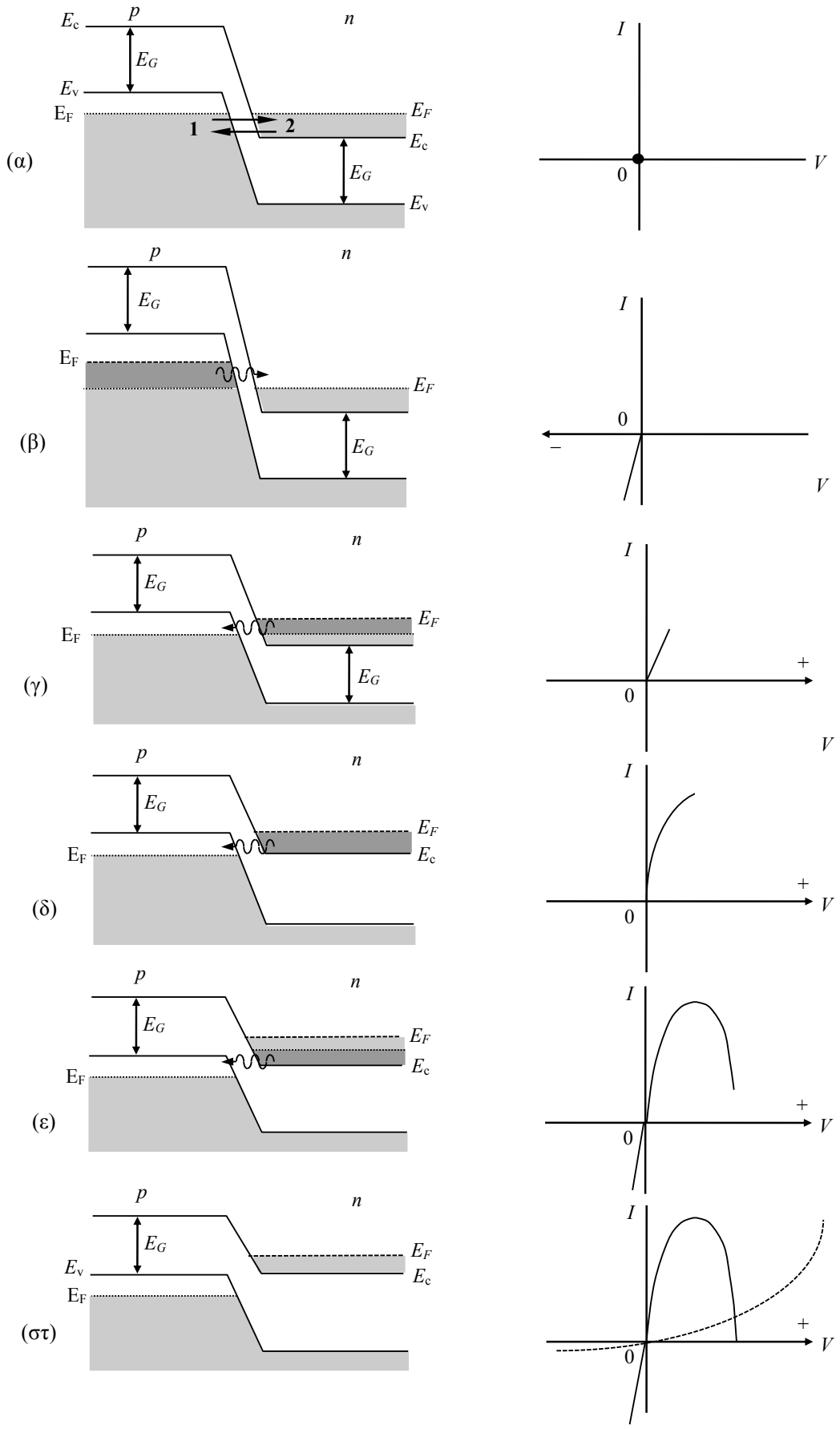
Χωρίς εφαρμογή εξωτερικής τάσης, οι στάθμες Fermi είναι οι ίδιες στα δύο τμήματα.

Η σχετική θέση των ενεργειακών ζωνών είναι τότε όπως στο Σχ. 4.7α. Επειδή η πιθανότητα διέλευσης ηλεκτρονίων με φαινόμενο σήραγγος είναι η ίδια για τις δύο αντίθετες διευθύνσεις 1 και 2, το συνολικό ρεύμα θα έχει μέσο όρο μηδέν.

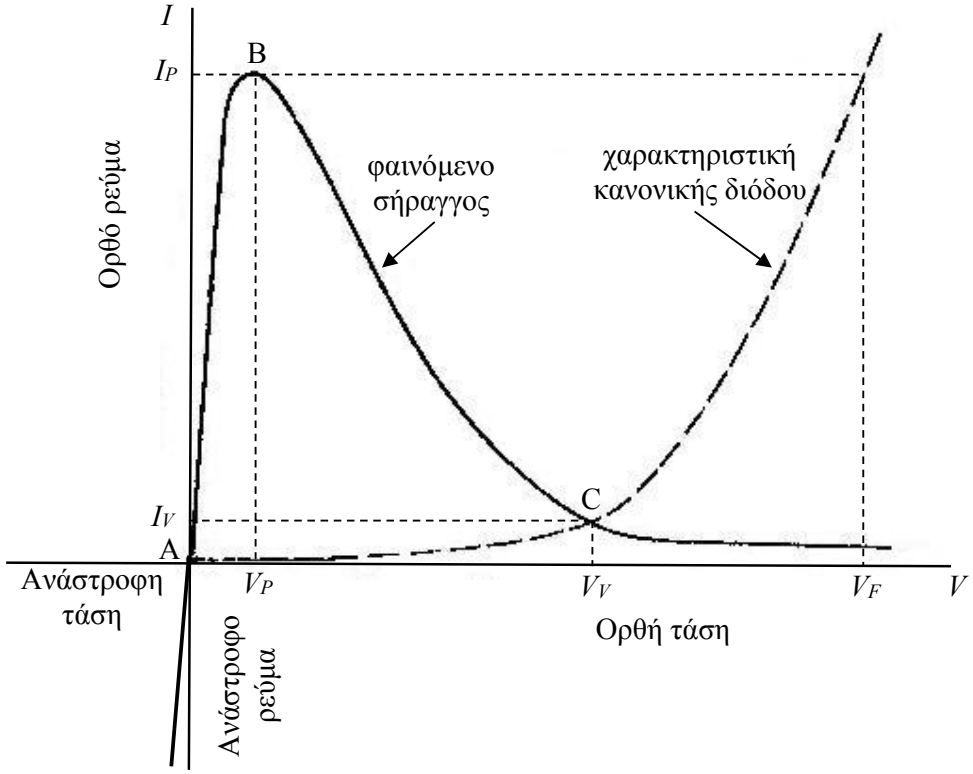
Με την εφαρμογή ανάστροφης πόλωσης το ύψος του φράγματος δυναμικού αυξάνεται. Η επικάλυψη των ζωνών αυξάνεται (βλ. Σχ. 4.7β). Βλέπουμε τώρα ότι το πλήθος ηλεκτρονίων που μπορούν να διαπεράσουν την ένωση από αριστερά προς τα δεξιά, βρίσκοντας επιτρεπόμενες κενές στάθμες στο τμήμα n, είναι μεγάλο (πυκνή γραμμοσκίαση) και αυξάνεται καθώς μεγαλώνει η ανάστροφη πόλωση. Επομένως ένα σημαντικό ανάστροφο ρεύμα θα ρέει μέσα από την ένωση και θα αυξάνεται με την αρνητική πόλωση, όπως φαίνεται στο διάγραμμα I-V του Σχ. 4.7β.

Για ορθή πόλωση, το ύψος του φράγματος και η επικάλυψη των ζωνών μειώνονται, ενώ αρχίζουν να διαπερνούν την ένωση ηλεκτρόνια από δεξιά προς τα αριστερά γιατί βρίσκουν ελεύθερες επιτρεπόμενες στάθμες στη ζώνη σθένους του τμήματος p (βλ. Σχ. 4.7γ). Αρχίζει επομένως η εμφάνιση ενός "κβαντομηχανικού" ρεύματος σήραγγος ορθής φοράς, το οποίο αυξάνεται με την ορθή πόλωση.

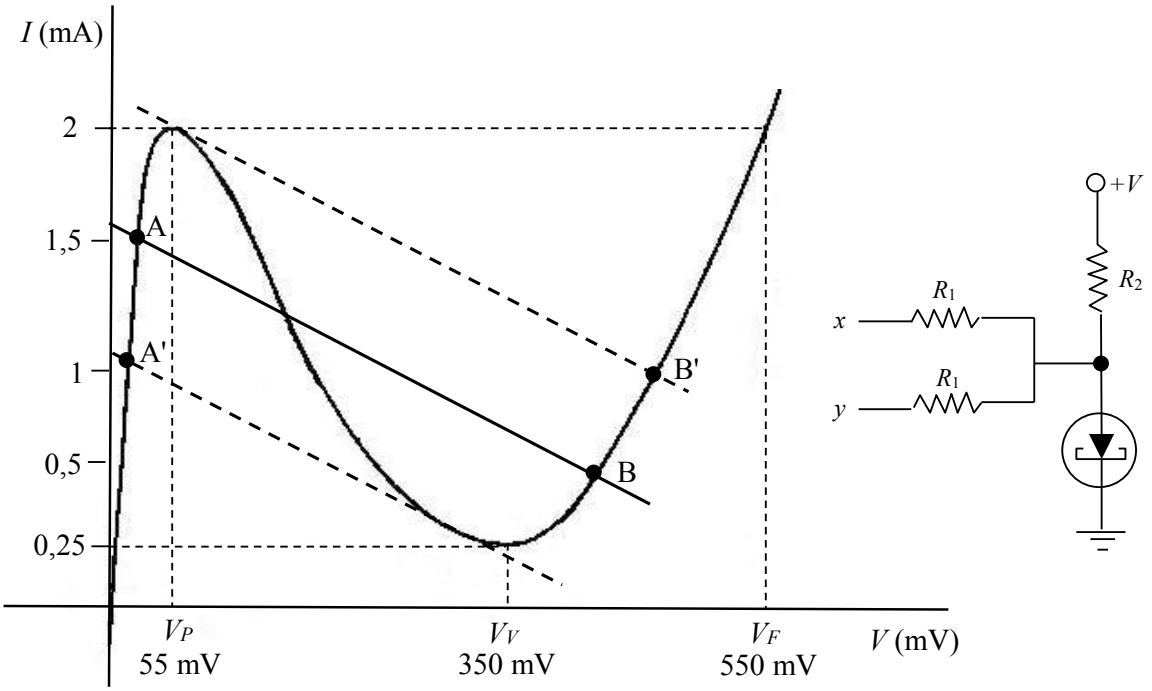
Το ρεύμα αυτό φθάνει σε ένα μέγιστο όταν η πόλωση πάρει τέτοια τιμή ώστε η βάση E_c της ζώνης αγωγιμότητας του τμήματος n να φτάσει στο ίδιο ύψος με τη στάθμη Fermi E_F του τμήματος p (βλ. Σχ. 4.7δ). Για ακόμα μεγαλύτερη πόλωση πολλά ηλεκτρόνια της ζώνης αγωγιμότητας του n αντιμετωπίζουν την απαγορευμένη ζώνη του p (βλ. Σχ. 4.7ε) και μόνον λίγα ηλεκτρόνια μπορούν να μετατοπιστούν με φαινόμενο σήραγγος (πυκνή γραμμοσκίαση).



Σχ. 4.7. Γραφική εξήγηση της αρχής λειτουργίας και της χαρακτηριστικής διόδου σήραγγος, [14].



Σχ. 4.8. Χαρακτηριστική I-V διόδου σήραγγος (συνθετικές καμπύλες), [14].



Σχ. 4.9. Χαρακτηριστική I-V διόδου σήραγγος, [16].

Έτσι το κβαντομηχανικό ρεύμα μειώνεται συνεχώς και τελικά μηδενίζεται όταν η στάθμη E_c του τμήματος n φτάσει στο ύψος E_v του τμήματος p (βλ. Σχ. 4.7στ).

Εκτός όμως από την κβαντομηχανική συνιστώσα ρεύματος έχουμε για ορθή πόλωση και το ρεύμα διαχύσεως κοινής διόδου το οποίο αυξάνεται με την ορθή πόλωση (εστιγμένη γραμμή στο διάγραμμα I-V του Σχ. 4.9στ).

Έτσι η όλη χαρακτηριστική I-V μιας διόδου σήραγγος θα έχει τη μορφή του Σχ. 4.8. Σ' αυτήν διακρίνουμε την τάση V_p όπου το ρεύμα παίρνει μια μέγιστη τιμή I_p (τιμή κορυφής: peak). Ακολουθεί ένα κατερχόμενο τμήμα με αρνητική δυναμική αντίσταση $\frac{dV}{dI}$ μέχρι την τιμή τάσης V_V όπου αντιστοιχεί μια ελάχιστη τιμή ρεύματος I_V (τιμή κοιλάδας: valley), από όπου και πέρα πρακτικά έχουμε τη μορφή της κοινής διόδου.

Η δίοδος σήραγγος είναι χρήσιμη στα ηλεκτρονικά κυκλώματα λόγω της αρνητικής αντίστασης που εμφανίζει μεταξύ των σημείων B και C της χαρακτηριστικής της (Σχ. 4.8). Η χαρακτηριστική αυτή μπορεί σε συνδυασμό με τα στοιχεία ενός συντονισμένου κυκλώματος, να χρησιμοποιηθεί για την παραγωγή ταλαντώσεων πολύ μεγάλης συχνότητας. Έτσι, χρησιμοποιείται ως ταλαντωτής και ενισχυτής σημάτων στην περιοχή των GHz ή σε μικρότερες συχνότητες (της τάξης των MHz) στους υπολογιστές, στα ραντάρ, στα UHF στην τηλεόραση και στα δορυφορικά και επίγεια συστήματα επικοινωνίας. Μεγάλο ενδιαφέρον επίσης, παρουσιάζει το γεγονός ότι στη δίοδο σήραγγος το κβαντομηχανικό ρεύμα που τη διαρρέει, είναι πρακτικά απαλλαγμένο από την αδράνεια που χαρακτηρίζει το ρεύμα διαχύσεως (χρόνος έγχυσης, χρόνος επανασύνδεσης, χρόνος ζωής, κλπ). Πράγματι, η διάταξη αυτή η οποία για τάσεις μικρότερες της V_V εργάζεται κυρίως με φορείς πλειονότητας, έχει πολύ μεγάλη ταχύτητα απόκρισης (αντίληψη) πράγμα που την κάνει κατάλληλη για χρήση σε πολύ υψηλές συχνότητες (μέχρι δεκάδες GHz) καθώς και για ταχύτατους διακόπτες, σε αντίθεση με τις συμβατικές διατάξεις, που εργάζονται με ρεύματα μειονότητας και είναι πολύ βραδείς.

Η πολύ ενδιαφέρουσα εφαρμογή της διόδου σήραγγος ως διακόπτη μεγάλης ταχύτητας, αναλύεται περισσότερο με τη βοήθεια του κυκλώματος του Σχ. 4.9. Στο κύκλωμα αυτό η δίοδος σήραγγος είναι σε σειρά με αντίσταση R_2 και τάση V. Οι τιμές των στοιχείων επιλέγονται κατάλληλα ώστε η ευθεία φορτίου να κόβει τη χαρακτηριστική του σχήματος σε δύο ευσταθή σημεία A και B. Στο σημείο A η τάση στα άκρα της διόδου είναι μικρή και εκεί λέμε ότι η δίοδος άγει. Στο σημείο B, η τάση στα άκρα της διόδου είναι μεγάλη και τότε λέμε ότι η δίοδος δεν άγει ή αποκόπτεται. Η μετάβαση από το σημείο A στο B είναι δυνατή με απλή εφαρμογή ενός παλμού ρεύματος αρκετού για να μετατεθεί το σημείο λειτουργίας και να ξεπεράσει αυτό την τάση μεγίστου του σημείου κορυφής ή peak. Ο παλμός αυτός εφαρμόζεται στην αντίσταση R_1 οπότε το σημείο λειτουργίας πηγαίνει στο σημείο B' και στη συνέχεια ισορροπεί στο B, μόλις πάψει να υπάρχει ο παλμός που προκάλεσε την αλλαγή.

Η αναστροφή της κατάστασης στην αρχική είναι δυνατή με εφαρμογή ενός παλμού ρεύματος πάλι από την R_1, αλλά αρνητικού τη φορά αυτή, οπότε το σημείο λειτουργίας μεταβαίνει από το σημείο B στο A' και στη συνέχεια μόλις πάψει να υπάρχει ο παλμός ισορροπεί στο A.

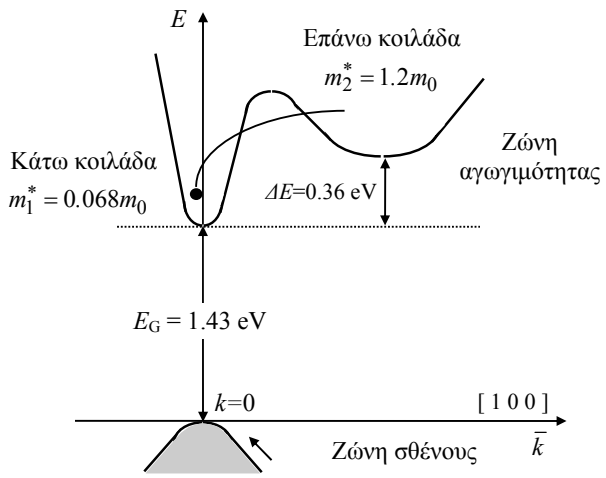
Οι συνήθεις διακόπτες με δίοδος σήραγγος έχουν χρόνους διακοπής της τάξης των nsec, ενώ έχουν επιτευχθεί χρόνοι έως και 50 psec. Τα προτερήματα της διόδου σήραγγος είναι το χαμηλό κόστος, ο χαμηλός θόρυβος, η υψηλή ταχύτητα, και η χαμηλή ισχύς.

4.6. Δίοδος Gunn

Η διάταξη αυτή διαφέρει τελείως στο μηχανισμό από τις συμβατικές διατάξεις ημιαγωγών που έχουμε εξετάσει μέχρι τώρα. Η μετατροπή της d.c. ισχύος σε ταλαντώσεις εμφανίζεται σε ολόκληρο τον όγκο της κρυσταλλικής διάταξης και όχι σε μια στενή ένωση p-n. Γι' αυτό λέμε ότι ανήκει στην κατηγορία των διατάξεων με "κατ' όγκον" φαινόμενο - bulk effect devices.

<u>Φαινόμενο Gunn</u>: Ο Gunn ανακάλυψε το 1963, ότι όταν εφαρμόσουμε μια συνεχή τάση στα άκρα ενός μικρού δείγματος GaAs ή InP τύπου n, το ρεύμα που το διαρρέει αυξάνεται γραμμικά με την τάση, έπειτα όμως, όταν το ηλεκτρικό πεδίο αυξηθεί πέρα από ένα κατώφλι μερικών kV/cm, εκδηλώνεται παραγωγή μικροκυματικών ταλαντώσεων. Η περίοδος των ταλαντώσεων, που είναι "σύμφωνες" (coherent), είναι περίπου ίση με το χρόνο διαδρομής των φορέων από το ένα άκρο του δείγματος στο άλλο.

Αποδεικνύεται ότι το φαινόμενο αποτελεί εκδήλωση αρνητικής διαφορικής αγωγιμότητας του υλικού και ότι επάγεται από ισχυρό ηλεκτρικό πεδίο μόνον σε υλικά τύπου n τα οποία διαθέτουν, στη ζώνη αγωγιμότητας, δύο ενεργειακές κοιλάδες (τοπικά ελάχιστα) σε διαφορετικά ύψη.



Σχ. 4.10. Ενεργειακό διάγραμμα συναρτήσει του *k* για το GaAs, όπου φαίνεται η ύπαρξη δύο κοιλάδων στη ζώνη αγωγιμότητας, [14].

Θα πρέπει μάλιστα οι δύο κοιλάδες να αντιστοιχούν σε διαφορετικούς προσανατολισμούς του διανύσματος $\bar{k}$ (παραστατικού της ορμής) και οι ισοδύναμες μάζες m* των ηλεκτρονίων των κοιλάδων, και επομένως και οι κινητικότητες των ηλεκτρονίων αυτών, να είναι τελείως διαφορετικές. Τότε, κβαντικά, η επαγωγή του εξωτερικού πεδίου συνίσταται στη μεταφορά ηλεκτρονίων της ζώνης αγωγιμότητας από κοιλάδα χαμηλής ενέργειας και μεγάλης κινητικότητας, σε κοιλάδα υψηλής ενέργειας και μικρής κινητικότητας (βλ. Σχ. 4.10). Ημιαγωγικά υλικά που διαθέτουν δύο τέτοιες κοιλάδες, υπάρχουν διάφορα, όπως το GaAs, InP, CdTe, ZnSe.

Όπως θα δείξουμε στη συνέχεια, κάτω από τις συνθήκες αυτές, η μεταφορά ηλεκτρονίων από το πεδίο στην επάνω κοιλάδα, οδηγεί πράγματι σε αρνητική διαφορική αγωγιμότητα.

Αυτή με τη σειρά της αντιστοιχεί σε μια ασταθή κατάσταση που τείνει να ενισχύσει κάθε διαταραχή στη συγκέντρωση ηλεκτρονίων που τυχόν εμφανίζεται σε μία θέση. Τότε, προκαλείται εκεί μια "περιοχή" (domain) ισχυρής απόκλισης του πεδίου που σύντομα παίρνει μεγάλες τιμές. Η "περιοχή" αυτή ισχυρού πεδίου αφού κοντοσταθεί στη θέση όπου γεννήθηκε, που δεν είναι άλλη από το αρνητικό ηλεκτρόδιο, αρχίζει, κάτω από την επίδραση του εξωτερικού πεδίου, να μετακινείται σαν "φυσαλλίδα" δυναμικού προς την άνοδο, όπου και διαλύεται ενώ στην κάθοδο αρχίζει να αναπτύσσεται μια νέα "φυσαλλίδα" κ.ο.κ. Έτσι, δημιουργούνται παλμοί ρεύματος η συχνότητα των οποίων θα εξαρτηθεί βασικά από το χρόνο διαδρομής της "περιοχής" από την κάθοδο στην άνοδο και όχι από τα στοιχεία του εξωτερικού κυκλώματος.

<u>Η αρνητική διαφορική αγωγιμότητα</u>: Στο Σχ. 4.10 φαίνεται η ζώνη αγωγιμότητας του GaAs. Παρατηρούμε ότι υπάρχει ένα πρώτο ενεργειακό ελάχιστο για k=0, σε 1.43 eV πάνω από τη ζώνη σθένους, και ένα δεύτερο ελάχιστο, για την κρυσταλλογραφική διεύθυνση [1 0 0] του $\bar{k}$, σε ΔE=0.36 eV πιο πάνω από το πρώτο. Μιλάμε τότε για δύο κοιλάδες, μιά "κάτω" και μιά "επάνω". Από το σχήμα φαίνεται ακόμα ότι οι ισοδύναμες μάζες m* των ηλεκτρονίων στις δύο κοιλάδες είναι άνισες. Πράγματι, επειδή $m^* \equiv \frac{\hbar^2}{\left(\partial^2 E / \partial k^2\right)}$, η m* θα είναι τόσο μικρότερη όσο η κλίση $\frac{\partial E}{\partial k}$ της καμπύλης E(k) είναι μεγάλη, πράγμα που συμβαίνει στην κάτω κοιλάδα. Για το GaAs οι τιμές των μαζών βρίσκονται ίσες με $m_1^* = 0.068m_0$ και $m_2^* = 1.2m_0$.

Σαν συνέπεια έχουμε ότι οι κινητικότητες μ_1, μ_2 των ηλεκτρονίων θα είναι πολύ διαφορετικές. Η κινητικότητα μ_1, της κάτω κοιλάδας, θα είναι πολύ μεγαλύτερη της κινητικότητας μ_2, της επάνω. Αν n_1 και n_2 οι πυκνότητες των ηλεκτρονίων στην κάτω και επάνω κοιλάδα, θα έχουμε μια μέση κινητικότητα στο υλικό ίση με

$$\bar{\mu} = \frac{n_1\mu_1 + n_2\mu_2}{n_1 + n_2} \qquad 4.3$$

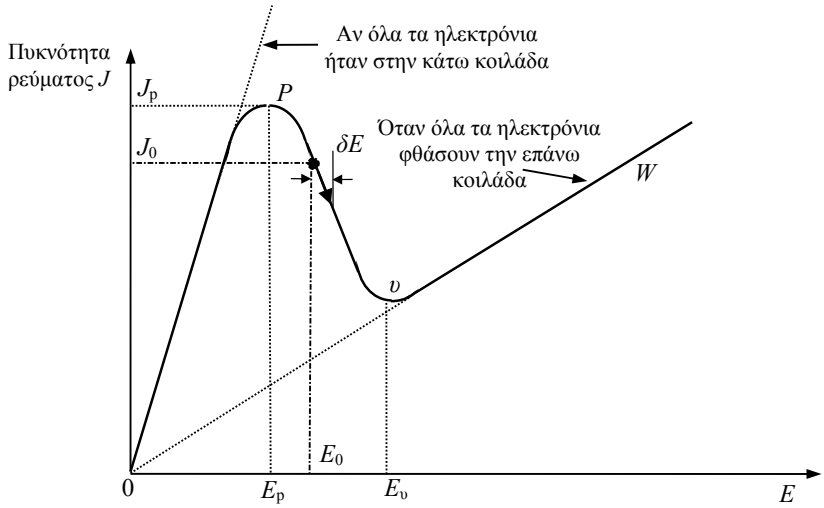
οπότε γράφουμε για την ειδική αγωγιμότητα

$$\sigma = Q_e(n_1\mu_1 + n_2\mu_2) = Q_e n\bar{\mu} \qquad \text{με} \qquad n = n_1 + n_2 \cong \text{σταθ.} \qquad 4.4$$

Η εφαρμογή ενός ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου, "θερμαίνει" το αέριο των ελεύθερων ηλεκτρονίων αυξάνοντας τον πληθυσμό n_2 της επάνω κοιλάδας σε βάρος του πληθυσμού n_1 της κάτω, (μηχανισμός μεταφοράς ηλεκτρονίων μεταξύ κοιλάδων). Αυτό μεταφράζεται σε μείωση της μέσης κινητικότητας $\bar{\mu}$, και επομένως και της αγωγιμότητας σ, καθώς το πεδίο αυξάνεται. Παίρνοντας το ρεύμα J=σE, διαπιστώνουμε τελικά ότι η μεταβολή του J με το E ακολουθεί την καμπύλη του Σχ. 4.11.

Παρατηρούμε δηλαδή ότι αρχικά το J αυξάνεται με το E μέχρι μια τιμή κορυφής J_p (peak) για $E=E_p$ τέτοιο ώστε $\frac{dJ}{dE} = 0$, δηλ. για $\frac{d\mu}{\mu} = -\frac{dE}{E}$.

Κατόπιν, μεταξύ E_p και μιας τιμής E_υ (valley), το ρεύμα ελαττώνεται, γιατί επικρατεί η μείωση του $\bar{\mu}$, ενώ για μεγαλύτερες τιμές του E το ρεύμα αυξάνεται και πάλι: Εμφανίζεται έτσι μεταξύ E_p και E_υ αρνητική διαφορική αγωγιμότητα αφού $\sigma_d = \frac{dJ}{dE} < 0$. Είναι φανερό ότι μόνον τα τμήματα OP και υW της χαρακτηριστικής αντιστοιχούν σε σταθερές καταστάσεις, ενώ το τμήμα Pυ συνεπάγεται αστάθεια γιατί κάθε απόκλιση τείνει να επαυξηθεί.



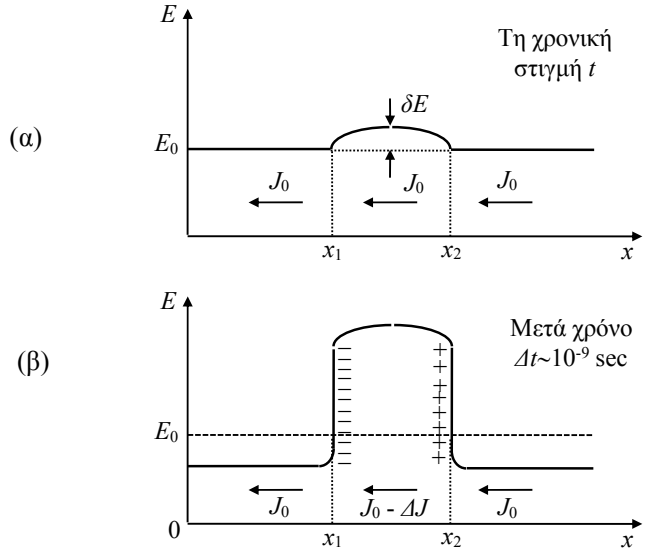
Σχ. 4.11. Χαρακτηριστική J(E) όπου φαίνεται η εκδήλωση αρνητικής διαφορικής αγωγιμότητας dJ/dE<0 μεταξύ των σημείων P, υ, [14].

<u>Ο σχηματισμός μιας "περιοχής ισχυρού πεδίου"</u>: Ας εξετάσουμε ακριβέστερα πώς η αρνητική διαφορική αγωγιμότητα προκαλεί τη δημιουργία "περιοχών ισχυρού πεδίου" σε ένα σημείο του κρυστάλλου.

Έστω ο κρύσταλλος κυλινδρικός, μήκους L, με άξονα Ox κατά τον οποίο εφαρμόζεται ομογενές ηλεκτρικό πεδίο E_0, τέτοιο ώστε $E_p<E_0<E_\upsilon$, δηλ. λίγο ισχυρότερο από την κρίσιμη τιμή E_p. Έστω ότι, για κάποιο λόγο, το πεδίο αυξάνεται προς στιγμήν κατά δE μέσα στο περιορισμένο διάστημα x_1, x_2 του κρυστάλλου. Όπως φαίνεται από τη μορφή της χαρακτηριστικής J(E) του Σχ. 4.11, η ένταση του ρεύματος στο διάστημα $x_1<x<x_2$ θα υποβιβαστεί ως προς την τιμή του ρεύματος έξω από το διάστημα αυτό, όπου παραμένει ίση με J_0.

Αυτό όμως σημαίνει ότι ηλεκτρόνια θα συγκεντρώνονται κοντά στο x_1, δημιουργώντας εκεί ένα αρνητικό φορτίο χώρου, ενώ θα απομακρύνονται από την περιοχή x_2 αφήνοντας πίσω τους θετικά ιόντα του κρυσταλλικού πλέγματος. Θα έχουμε έτσι την ανάπτυξη μιας διπολικής περιοχής, με πόλο "συμπύκνωσης" και πόλο "απογύμνωσης", μεταξύ x_1 και x_2, την οποία λέμε και ηλεκτροστατική περιοχή, και σ΄ αυτήν επικρατεί ένα ισχυρό εσωτερικό πεδίο $E_{εσ.}$, ενώ

το υπόλοιπο μέσο πεδίο του κρυστάλλου υποβιβάζεται (βλ. Σχ. 4.12). Η ηλεκτροστατική αυτή περιοχή αναπτύσσεται με μια εκθετική ταχύτητα, σε χρόνο της τάξης του $\Delta t \sim 10^{-9}$ sec.

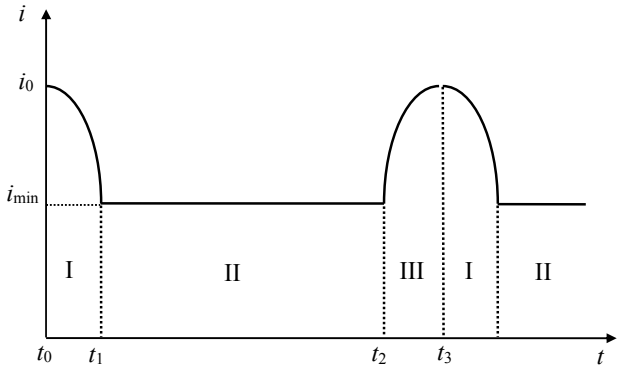


Σχ. 4.12. Σχηματισμός ηλεκτροστατικής περιοχής ισχυρού πεδίου: α) εμφάνιση της απόκλισης *ΔE* τη χρονική στιγμή *t*, β) ταχύτατη ανάπτυξη της ηλεκτροστατικής περιοχής με σύγχρονο υποβιβασμό του μέσου πεδίου του κρυστάλλου, [14].

<u>Η μεταφορά των περιοχών και οι ταλαντώσεις ρεύματος</u>: Κατά τη διάρκεια της ανάπτυξής της, η ηλεκτροστατική περιοχή παραμένει στη θέση της, ακινητοποιημένη από τις ελκτικές δυνάμεις Coulomb μεταξύ των ηλεκτρονίων που συγκεντρώνονται στη θέση x_1, και των θετικά φορτισμένων ατόμων δοτών. Ευθύς όμως μόλις πάρει τέλος η ταχύρρυθμη αυτή ανάπτυξη της "περιοχής", οι δυνάμεις του εξωτερικού πεδίου υπερτερούν, αποσπούν την "περιοχή", και την μεταφέρουν σαν σύνολο από την κάθοδο στην άνοδο με ταχύτητα

$$\upsilon_{\pi\varepsilon\rho.} = \mu_1 E_p \qquad 4.5$$

Για το GaAs είναι $\upsilon_{\pi\varepsilon\rho.} \approx 10^5$ m/sec. Η αρχική απόκλιση πεδίου που δίνει γένεση στην "περιοχή", εμφανίζεται στους κρυστάλλους σε σημεία όπου η ειδική αντίσταση είναι μεγάλη από κατασκευής. Στην πράξη τα σημεία αυτά βρίσκονται πάντα στα ηλεκτρόδια, γιατί οι επαφές που έλιωσαν στις επιφάνειες των ηλεκτροδίων αυτών καθιστούν εκεί το υλικό του ημιαγωγού πολύ ανομοιογενές. Καθώς, επιπλέον, μια "περιοχή" μπορεί να κινηθεί μόνο αντίθετα προς τη φορά του πεδίου, τελικά φαίνεται ότι η έδρα γένεσης των "περιοχών" δεν μπορεί παρά να είναι πάντα η κάθοδος.



Σχ. 4.13. Κυμάνσεις στο τελικό ρεύμα κατά το σχηματισμό (I), τη διαδρομή (II), και την έξοδο (III) μιας ηλεκτροστατικής περιοχής, [14].

Φθάνοντας η “περιοχή” στην άνοδο, διαλύεται, γιατί βρίσκει στο μέταλλο πεδίο πολύ κατώτερο του E_p, οπότε αμέσως αρχίζει η δημιουργία μιας άλλης στην κάθοδο. Πραγματικά, λόγω της πτώσης του ολικού πεδίου μέσα στον κρύσταλλο, αποκλείεται ο σχηματισμός και άλλης “περιοχής” πριν εξαφανιστεί η προηγούμενη. Η περίοδος επομένως του φαινομένου είναι περίπου ίση με $L/\upsilon_{\pi\varepsilon\rho.}$, δηλ. η συχνότητα επανάληψής του είναι

$$f \approx \frac{\upsilon_{\pi\varepsilon\rho.}}{L} \qquad 4.6$$

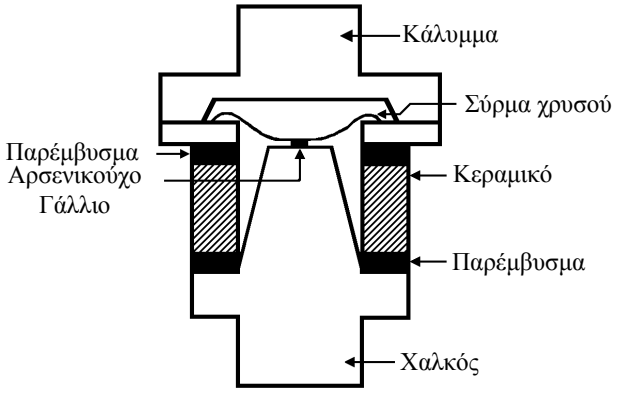
από όπου φαίνεται ότι το μήκος L του κρυστάλλου παίζει καθοριστικό ρόλο για τη συχνότητα.

Ακριβέστερα, οι διακυμάνσεις του ρεύματος που θα διαρρέει τον κρύσταλλο έχουν τη μορφή των παλμών του Σχ. 4.13. Διακρίνουμε τρεις φάσεις:

- Την I, που αντιστοιχεί στο χρονικό διάστημα από την εμφάνιση της “περιοχής” (t_0) μέχρι την τέλεια ανάπτυξή της (t_1), οπότε το ρεύμα υποβιβάζεται στην τιμή i_{min},
- Την II, που διαρκεί $t_2 - t_1 \frac{L}{\upsilon_{\pi\varepsilon\rho.}}$, κατά την οποία έχουμε μετακίνηση της “περιοχής” από την κάθοδο στην άνοδο, χωρίς μεταβολή στο ρεύμα, και
- Την III, από τη στιγμή t_2 άφιξης της “περιοχής” στην άνοδο, οπότε αρχίζει και η καταστροφή της, μέχρι την πλήρη διάλυσή της (t_3), οπότε το ρεύμα ξαναφθάνει την τιμή μέγιστου i_0. Η διαδοχή I, II, III, επαναλαμβάνεται ασταμάτητα.

Αν ο κρύσταλλος τοποθετηθεί κατάλληλα μέσα σε μια κοιλότητα συντονισμένη στη συχνότητα του φαινομένου Gunn, το σύστημα θα αποτελέσει μια γεννήτρια υψηλών συχνοτήτων. Στο Σχ. 4.14 φαίνεται η τομή μιας τυπικής διάταξης διόδου Gunn.

Αν και το φαινόμενο Gunn ανακαλύφθηκε το 1963, έμεινε ως το 1966 αναξιοποίητο, οπότε εμφανίστηκε ένα εμπορικό πρωτότυπο ταλαντώτριας Gunn κατά παλμούς, για συχνότητα 2 ως 3 GHz με ισχύ κορυφής 100 W περίπου. Σήμερα κατασκευάζονται μικροκυματικές γεννήτριες Gunn από 1 ως 200 GHz. Για συνεχή λειτουργία οι τυπικές τιμές ισχύος είναι 0.1 ως 7 Watt με βαθμό απόδοσης 4-10%, ενώ για παλμική λειτουργία (με παλμούς διάρκειας ~ 10^{-7} sec) 50-100 Watt με απόδοση 10-20%.



Σχ. 4.14. Τομή διάταξης διόδου Gunn, [16].

Τα βασικά πλεονεκτήματα των διόδων Gunn είναι ότι:

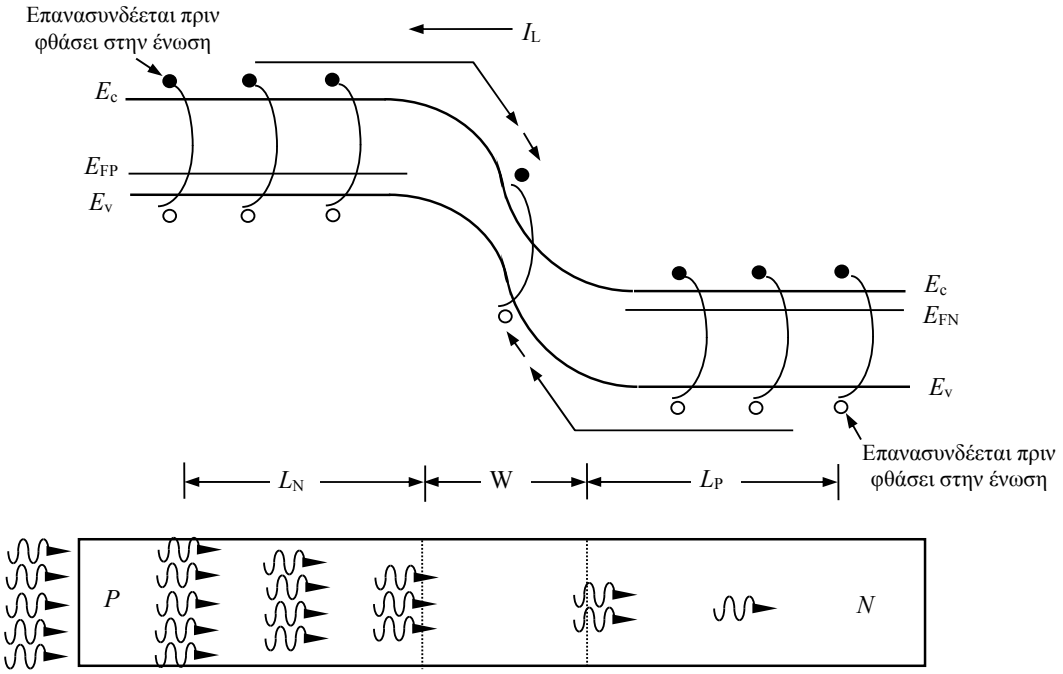
- από άποψη θορύβου υπερέχουν από όλες τις άλλες διατάξεις στερεάς κατάστασης
- από άποψη χρόνου ζωής υπερέχουν ασύγκριτα από τις λυχνίες klystron πράγμα που έχει μεγάλο οικονομικό ενδιαφέρον δεδομένου μάλιστα ότι είναι κατά πολύ φθηνότερες από τις klystron.

4.7. Φωτοδίοδος

Οι φωτοδίοδοι είναι ηλεκτρονικές διατάξεις που μετατρέπουν ένα φωτεινό σήμα σε ηλεκτρικό. Το φωτεινό σήμα φθάνει συνήθως μέσω μιας οπτικής ίνας και μετατρέπεται σε ηλεκτρική μορφή, προκειμένου να οδηγηθεί στις επόμενες βαθμίδες ηλεκτρονικής επεξεργασίας.

Η ιδανική φωτοδίοδος θα πρέπει να έχει υψηλή απόδοση μετατροπής του φωτός σε ρεύμα (δηλ. υψηλή ευαισθησία) στο μήκος κύματος του φωτός που πρόκειται να ανιχνεύσει (π.χ. 0,85, 1,3 ή 1,55 μm), να μην προσθέτει θόρυβο στο σήμα, να ανταποκρίνεται στο ρυθμό δεδομένων, να είναι αξιόπιστη και φθηνή και να έχει διαστάσεις συγκρίσιμες με τη διάμετρο του πυρήνα της ίνας. Τις απαιτήσεις αυτές ικανοποιούν οι **φωτοδίοδοι** ημιαγωγού, που χρησιμοποιούνται σήμερα στους δέκτες όλων των οπτικών συστημάτων. Η φωτοδίοδος πολώνεται **ανάστροφα** (δηλ. ο θετικός ακροδέκτης τροφοδοσίας συνδέεται στην περιοχή τύπου-n και ο αρνητικός στην περιοχή τύπου-p) με τυπική τιμή τάσης 5V. Όταν πέσει φως πάνω στη φωτοδίοδο, τότε κάθε φωτόνιο απορροφάται και δημιουργείται ένα ζεύγος ηλεκτρονίου-οπής. Κάτω από την επίδραση της ανάστροφης πόλωσης, τα αντίθετα ηλεκτρικά φορτία ηλεκτρονίου και οπής κινούνται σε αντίθετες διευθύνσεις και δημιουργούν ένα ηλεκτρικό ρεύμα στο εξωτερικό κύκλωμα.

Αν μια ανάστροφα πολωμένη φωτοδίοδος p-n φωτιστεί, το ανάστροφο ρεύμα κόρου μεταβάλλεται σχεδόν γραμμικά με τη φωτεινή ροή. Το ρεύμα ανάστροφης πόλωσης είναι όπως και στην κοινή κρυσταλλοδίοδο σταθερό και ανεξάρτητο της τιμής του δυναμικού. Η τιμή του είναι βέβαια μικρή, της τάξης των μA. Οι μεταβολές όμως της τιμής του με τη μεταβολή της φωτεινής ροής είναι τέτοιες που επιτρέπουν τη λήψη και φώραση σημάτων. Έτσι, αν λείπει τελείως ο φωτισμός το ρεύμα του κυκλώματος είναι ελάχιστο. Αν φωτισθεί η ένωση δημιουργούνται νέα ζεύγη φορέων με αποτέλεσμα να αυξηθεί το ρεύμα κόρου της ανάστροφης πόλωσης. Έτσι, για κάθε τιμή της φωτεινής ροής ή της έντασης φωτισμού προκύπτει μια διαφορετική στατική χαρακτηριστική της διόδου.



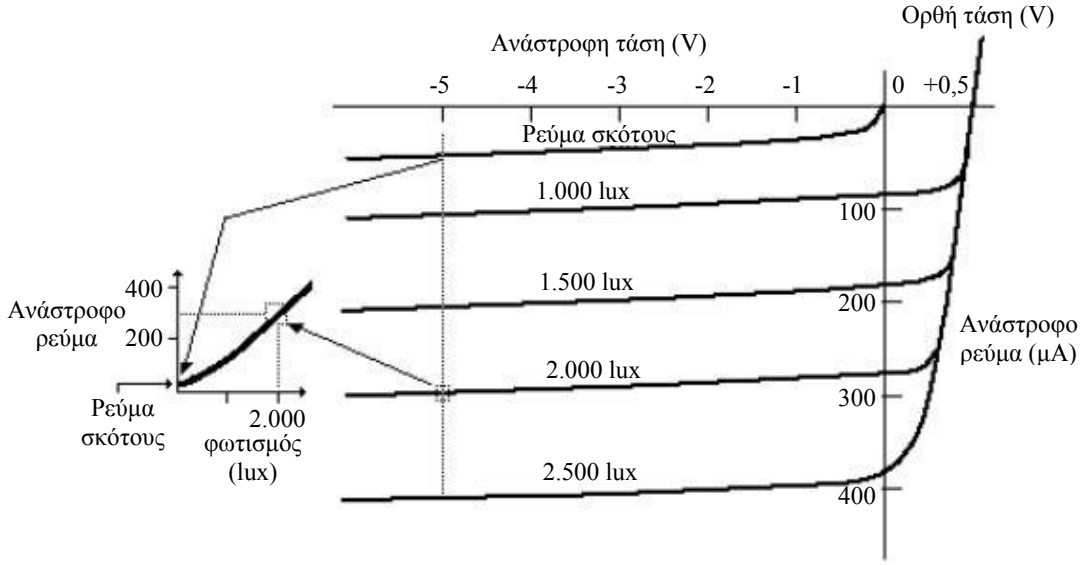
Σχ. 4.15. Απορρόφηση φωτός, δημιουργία ζευγών ηλεκτρονίων-οπών, και το επαγόμενο ρεύμα από το προσπίπτον φως σε μια φωτοδίοδο, [5].

Κατά μέσο όρο, οι φορείς μειονότητας οι οποίοι δημιουργούνται στις ουδέτερες περιοχές σε απόσταση μέχρι ένα μήκος διαχύσεως ζουν αρκετά ώστε να διαχυθούν προς την περιοχή απογύμνωσης. Οι φορείς αυτοί, καθώς και οι φορείς που γεννιούνται μέσα στην περιοχή απογύμνωσης, σαρώνονται στη συνέχεια από το ανάστροφο ηλεκτρικό πεδίο προς το αντίθετο άκρο της διόδου, όπου και συνεισφέρουν στο ανάστροφο ρεύμα πόλωσης (δηλ. εκτός από το θερμικά παραγόμενο) που διαπερνάει τη δίοδο. Το ρεύμα αυτό θα δίνεται τελικά από την

$$I = I_O + I_L \qquad 4.7$$

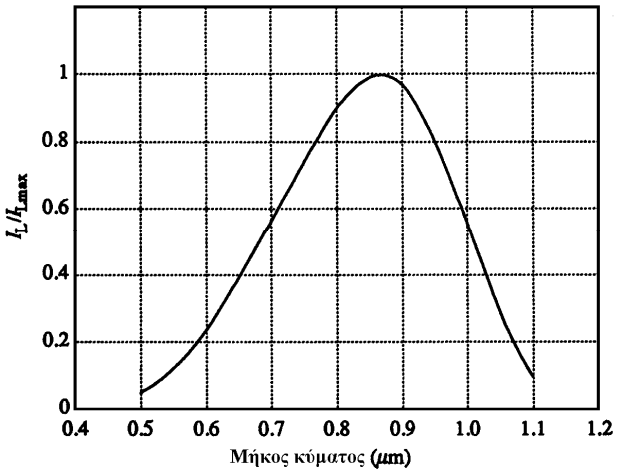
όπου I_O είναι το ανάστροφο ρεύμα κόρου (ρεύμα σκότους) της διόδου p-n (βλ. εξ. 3.45) και I_L είναι το ρεύμα βραχυκυκλώσεως που είναι ανάλογο προς την ένταση φωτισμού. Στο Σχ. 4.16 φαίνονται οι τυπικές χαρακτηριστικές τάσης-ρεύματος μιας φωτοδιόδου. Οι καμπύλες αυτές

(με εξαίρεση την καμπύλη του ρεύματος σκότους) δεν διέρχονται από την αρχή των συντεταγμένων. Δηλαδή, οι χαρακτηριστικές τάσης-ρεύματος της φωτοδιόδου είναι ουσιαστικά ίδιες με τις χαρακτηριστικές ανάστροφης πόλωσης μιας απλής διόδου p-n μετατοπισμένες όμως προς τα κάτω, προς τη διεύθυνση των αρνητικών I. Επιπλέον, επειδή το ρεύμα $I_L \propto G_L$, του ρυθμού δηλ. δημιουργίας ζευγών ηλεκτρονίων-οπών, η μετατόπιση των χαρακτηριστικών του ρεύματος προς τα κάτω, αυξάνεται σε ευθεία αναλογία με την ένταση της προσπίπτουσας ακτινοβολίας.

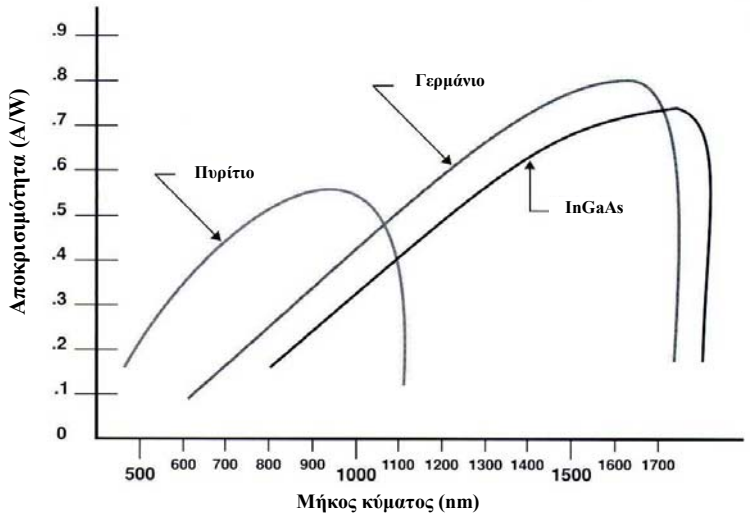


Σχ. 4.16. Χαρακτηριστικές I-V φωτοδιόδου για διάφορα επίπεδα φωτισμού, [5].

Ένα πολύ σημαντικό χαρακτηριστικό μιας φωτοδιόδου είναι η φασματική της απόκριση, δηλ. το πώς μεταβάλλεται το φωτόρευμα I_L συναρτήσει του μήκους κύματος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας. Μια τέτοια χαρακτηριστική καμπύλη για μια φωτοδίοδο Si φαίνεται στο Σχ. 4.17. Η απόκριση της φωτοδιόδου αυτής εκτείνεται σε ένα περιορισμένο σχετικά εύρος μηκών κύματος. Το άνω όριο του εύρους αυτού συνδέεται με το εύρος του ενεργειακού χάσματος του ημιαγωγού. Απορρόφηση φωτονίων και γένεση ζευγών ηλεκτρονίων-οπών θα συμβεί μόνον όταν $E_{ph}>E_G$. Όταν $E_{ph}<E_G$ ο ημιαγωγός θα είναι, όπως λέμε, "διαφανής" στην ακτινοβολία. Η φασματική απόκριση περιορίζεται ουσιαστικά μέχρι το μήκος κύματος $\lambda_G(\mu m) = 1.24/ E_G(eV)$ στους 300 K και για το ενεργειακό χάσμα του Si αυτό αντιστοιχεί σε μήκος κύματος $\lambda_G \cong 1.1$ μm.

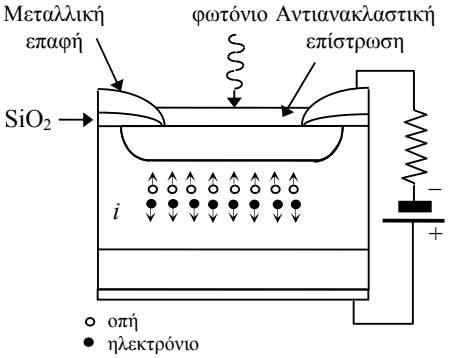


Σχ. 4.17. Φασματική απόκριση φωτοδιόδου *p-n* από Si. Η προσπίπτουσα φωτεινή ισχύς ήταν η ίδια σε όλα τα μήκη κύματος, [5].



Σχ. 4.18. Καμπύλες αποκρισιμότητας φωτοδιόδων συναρτήσει του μήκους κύματος του προσπίπτοντος φωτός για υλικά Si, Ge, InGaAs, [15].

Σημαντικό ρόλο στη μορφή της μειωμένης φασματικής απόκρισης στα μικρά μήκη κύματος (λ<0,8 μm) παίζει η ανομοιόμορφη απορρόφηση της ακτινοβολίας από τη δίοδο. Η ένταση της προσπίπτουσας ακτινοβολίας μειώνεται με εκθετικό ρυθμό με την απόσταση από την επιφάνεια του ημιαγωγού. Η σταθερά αυτής της μείωσης, που είναι ανάλογη με το αντίστροφο του συντελεστή απορρόφησης από το υλικό (1/α), παριστάνει το μέσο βάθος εισχώρησης της ακτινοβολίας στο υλικό. Καθώς το μήκος κύματος λ μειώνεται κάτω από την τιμή λ_G, ο συντελεστής απορρόφησης αυξάνεται πολύ γρήγορα, και το φως απορροφάται όλο και πλησιέστερα προς την επιφάνεια του ημιαγωγού. Τελικά το μεγαλύτερο μέρος της γένεσης φορέων λαμβάνει χώρα στο μέρος της επαφής που εφάπτεται με την εξωτερική επιφάνεια του ημιαγωγού. Η επανασύνδεση λοιπόν θα είναι μεγαλύτερη σε αυτήν την περιοχή και οι έτσι παραγόμενοι φορείς θα επανασυνδέονται πριν προλάβουν να διαχυθούν προς την περιοχή απογύμνωσης.



Σχ. 4.19. Δομή και συνδεσμολογία μια διόδου PIN, [15].

Τέλος, μια σημαντική ιδιότητα της φωτοδιόδου είναι και η απόκρισή της ως προς τη συχνότητα, δηλ. το πόσο γρήγορα η φωτοδίοδος μπορεί να αποκριθεί σε ένα χρονικά μεταβαλλόμενο οπτικό σήμα. Η φωτοδίοδος που μόλις εξετάσαμε έχει δυστυχώς περιορισμένη απόκριση συχνότητας, σε σήματα μέχρι μερικές δεκάδες MHz μόνον, διότι η αρχή λειτουργίας της βασίζεται στο φαινόμενο της διαχύσεως η οποία είναι μια σχετικά αργή διαδικασία. Τα πράγματα βελτιώνονται σημαντικά με μια ειδική σχεδίαση διόδου, τη λεγόμενη δίοδο p-i-n (όπου το i προέρχεται από τη λέξη intrinsic-ανόθευτος). Στη δίοδο αυτή ανάμεσα σε δύο λεπτές περιοχές p και n παρεμβάλλεται ένα φωτοευαίσθητο στρώμα χαμηλής νόθευσης (intrinsic) με μεγάλο πάχος, στο οποίο πραγματοποιείται η μετατροπή της οπτικής ενέργειας σε ηλεκτρική.

Έτσι, το μεγαλύτερο μέρος του φωτορεύματος προέρχεται από φορείς που παράγονται μέσα στην περιοχή αυτή η οποία παίζει το ρόλο μιας μεγάλου εύρους περιοχής απογύμνωσης. Λόγω ακριβώς της υψηλής της απόκρισης σε συχνότητα, η φωτοδίοδος p-i-n έχει χρησιμοποιηθεί κατά κόρον στις επικοινωνίες οπτικών ινών, όπου όμως η μετάδοση γίνεται σε υπέρυθρα μήκη κύματος (1.3 και 1.55 μm). Επομένως, το Si με μήκος κύματος αποκοπής στο 1.1 μm, δεν είναι πλέον κατάλληλο και χρησιμοποιούνται άλλα ημιαγωγικά υλικά, όπως το InGaAs και το InP.

Προκειμένου να αυξήσουμε το λόγο σήματος προς θόρυβο, σε τέτοια συστήματα οπτικών επικοινωνιών, και να επιτύχουμε ενίσχυση του φωτορεύματος χωρίς αντίστοιχη ενίσχυση του θορύβου που εισάγουν οι ηλεκτρονικοί ενισχυτές, έχουν επίσης κατασκευαστεί φωτοδίοδοι p-i-n οι οποίες λειτουργούν στην περιοχή κατάρρευσης εκμεταλλευόμενες το φαινόμενο χιονοστοιβάδας. Τέτοιες φωτοδίοδοι avalanche κατασκευάζονται από InGaAs πάνω σε InP και από Ge.

4.8. Φωτοβολταϊκό Κύτταρο

Το φωτοβολταϊκό κύτταρο (Φ.Κ.) (solar cell) μετατρέπει την ηλιακή ενέργεια απευθείας σε ηλεκτρική ενέργεια. Είναι μια ένωση p-n που διαφέρει ουσιαστικά από τα στοιχεία που μέχρι τώρα μελετήσαμε, γιατί λειτουργεί χωρίς βοηθητική πηγή τάσης στο κύκλωμά του. Η φωτεινή ακτινοβολία προκαλεί μέσα στο Φ.Κ. μια ηλεκτρεγερτική δύναμη που μπορεί να προκαλέσει ηλεκτρικό ρεύμα σε μια αντίσταση συνδεδεμένη παράλληλα σ' αυτό. Τα πλέον κοινά Φ.Κ. είναι κατ' ουσίαν φωτοδίοδοι p-n με μεγάλη επιφάνεια πρόσπτωσης της ακτινοβολίας. Η μόνη ουσιαστική διαφορά είναι ότι τα Φ.Κ. είναι έτσι σχεδιασμένα ώστε να ελαχιστοποιούν τις απώλειες ενεργείας, ενώ οι φωτοδίοδοι είναι έτσι σχεδιασμένες ώστε να επιτυγχάνουν μια συγκεκριμένη φασματική απόκριση ή μια γρήγορη χρονική απόκριση.

Είδαμε στις φωτοδιόδους p-n ότι για μεγάλες ανάστροφες τάσεις, εμφανίζεται ένα σχεδόν σταθερό ανάστροφο ρεύμα που οφείλεται στους εγχεόμενους φορείς μειονότητας. Εάν η εφαρμοζόμενη τάση μειωθεί κατά μέτρο, τότε μειώνεται το φράγμα δυναμικού της ένωσης. Η μείωση αυτή του δυναμικού φράγματος δεν επηρεάζει το ρεύμα μειονότητας (διότι οι φορείς πέφτουν από το φράγμα), όταν όμως μειωθεί αρκετά το φράγμα, μπορούν να διαπεράσουν την ένωση και μερικοί φορείς πλειονότητας. Οι φορείς αυτοί αντιστοιχούν σε ένα ρεύμα ορθής φοράς και επομένως μια τέτοια ροή ρεύματος θα μειώσει το καθαρό (ανάστροφο) ρεύμα. Η αύξηση αυτή στη ροή των φορέων πλειονότητας είναι εκείνη στην οποία οφείλεται η πτώση του ανάστροφου ρεύματος κοντά στον άξονα μηδενικής τάσης του Σχ. 4.16.

Εάν εφαρμοστεί μια ορθή πόλωση, το δυναμικό φράγμα χαμηλώνει και το ρεύμα πλειονότητας αυξάνεται ταχύτατα. Όταν το ρεύμα πλειονότητας γίνει ίσο με το ρεύμα μειονότητας, το συνολικό ρεύμα μειώνεται στο μηδέν. Η τάση για την οποία λαμβάνεται μηδενικό συνιστάμενο ρεύμα ονομάζεται φωτοβολταϊκό δυναμικό. Επειδή βέβαια σε συνθήκες ανοιχτοκυκλώματος δεν ρέει κανένα ρεύμα, η φωτοβολταϊκή ηλεκτρεγερτική δύναμη λαμβάνεται στα άκρα της ανοιχτοκυκλωμένης ένωσης p-n. Η τάση αυτή είναι ίση με το ποσό κατά το οποίο μειώθηκε το φράγμα του δυναμικού. Το φωτοβολταϊκό αυτό δυναμικό είναι είναι της τάξης των 0.5 V για το κύτταρο πυριτίου και 0.1 V για το κύτταρο γερμανίου.

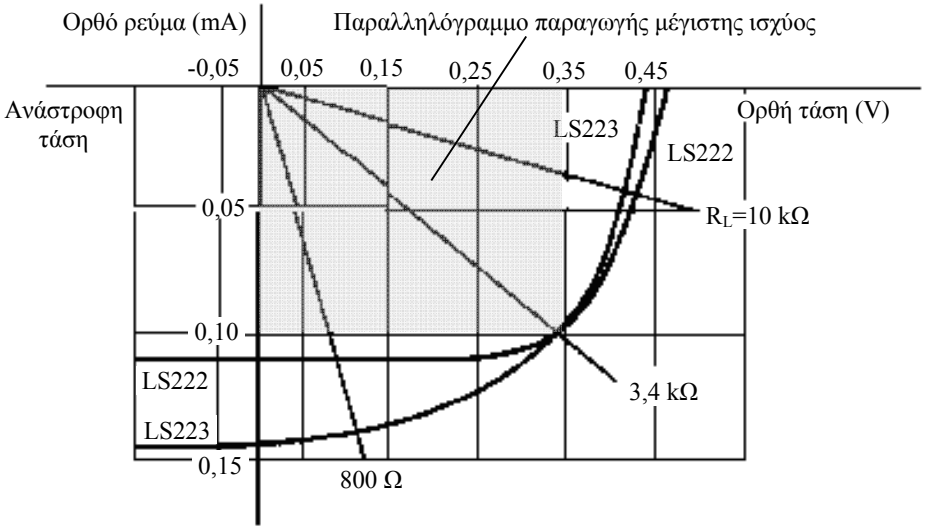
Εάν συνδεθεί μια αντίσταση R_L κατευθείαν παράλληλα στους ακροδέκτες της διόδου, μπορούμε να βρούμε το ρεύμα που προκύπτει από την τομή της χαρακτηριστικής του Σχ. 4.20 και της ευθείας φορτίου που ορίζεται από τη σχέση $V= - IR_L$. Εάν είναι $R_L=0$, τότε η τάση εξόδου V είναι μηδέν, εάν δε $R_L=\infty$, τότε το ρεύμα εξόδου I είναι μηδέν. Έτσι, για τις δύο ακραίες τιμές του φορτίου, η ισχύς εξόδου είναι μηδέν. Εάν για κάθε χρησιμοποιούμενη τιμή της R_L αναγνωσθούν οι τιμές των V και I από το Σχ. 4.20 και χαραχθεί η καμπύλη της P=VI συναρτήσει της R_L, μπορούμε να πάρουμε την βέλτιστη αντίσταση φορτίου η οποία θα δώσει την μέγιστη ισχύ εξόδου.

Στο σημείο που η χαρακτηριστική καμπύλη τέμνει τον άξονα των τάσεων, ορίζεται η τάση ανοιχτοκυκλώματος V_{oc}, ενώ στο σημείο που η χαρακτηριστική καμπύλη τέμνει τον άξονα των ρευμάτων ορίζεται το ρεύμα βραχυκυκλώσεως I_{sc}. Η V_{oc} είναι προφανώς η μέγιστη τάση την οποία μπορεί να δώσει το Φ.Κ. για μια δοσμένη προσπίπτουσα φωτεινή ακτινοβολία, και I_{sc} είναι το μέγιστο ρεύμα που μπορεί να δώσει το Φ.Κ. Μπορεί επίσης να οριστούν τα σημεία V_m και I_m που είναι τα σημεία λειτουργίας τάσης και ρεύματος που δίνουν τη μεγαλύτερη ισχύ εξόδου, και στην περίπτωσή μας είναι το σημείο που η ευθεία 3.4 kΩ τέμνει τη χαρακτηριστική καμπύλη του Φ.Κ.

Ορίζουμε σαν μέτρο των επιδόσεων ενός Φ.Κ., το λόγο

$$FF = \frac{P_{max}}{I_{sc}V_{oc}} = \frac{I_m V_m}{I_{sc}V_{oc}} \qquad 4.8$$

ο οποίος ονομάζεται fill factor και είναι πάντα μικρότερος από τη μονάδα.



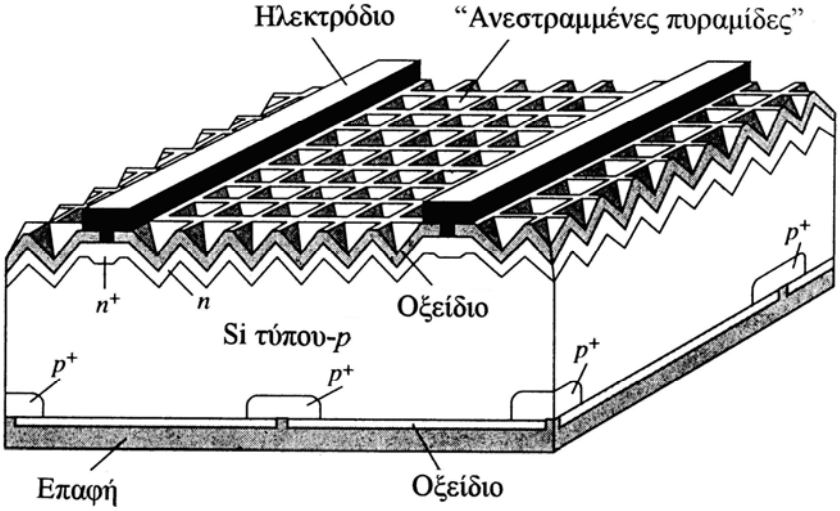
Σχ. 4.20. Χαρακτηριστικές τάσης-ρεύματος για Φ.Κ. ένωσης *p-n*, [3].

Μια σημαντικότατη παράμετρος των Φ.Κ. είναι η απόδοση της μετατροπής της προσπίπτουσας ηλιακής ακτινοβολίας σε ηλεκτρική ενέργεια. Το απόλυτο λοιπόν μέτρο της επίδοσης ενός Φ.Κ. είναι η απόδοση μετατροπής ισχύος που δίνεται από το λόγο

$$\eta \equiv \frac{P_{max}}{P_{in}} = \frac{I_m V_m}{P_{in}} = \frac{FF \cdot I_{sc} V_{oc}}{P_{in}} \qquad 4.9$$

όπου P_{in} είναι η προσπίπτουσα φωτεινή ισχύς.

Η μέγιστη ισχύς που παράγεται από το Φ.Κ. αντιπροσωπεύεται από το μέγιστο ορθογώνιο παραλληλόγραμμο (σκιασμένη επιφάνεια) που μπορεί να εγγραφεί μέσα στην περιοχή λειτουργίας (δηλ. παραγωγής ηλεκτρικής ισχύος).



Σχ. 4.21. Σχηματικό διάγραμμα ενός φωτοβολταϊκού κυττάρου από μονοκρύσταλλο Si, [5].

Η απόδοση ενός Φ.Κ. εξαρτάται από παράγοντες όπως το μήκος κύματος αποκοπής του χρησιμοποιούμενου ημιαγωγού (οπότε το ηλιακό φάσμα πάνω από αυτό το μήκος κύματος δεν απορροφάται από το υλικό), οι απώλειες σε θερμότητα μέσα στο ημιαγωγικό υλικό (που είναι λ.χ. 40% για το Si και 30% για το GaAs), οι ανακλάσεις του φωτός πάνω στην επιφάνεια προσβολής του ημιαγωγικού υλικού, κλπ. Σκοπός μας είναι να σχεδιάσουμε έτσι το Φ.Κ. ώστε να ελαχιστοποιηθούν οι απώλειες λόγω ανάκλασης. Στο Σχ. 4.21 φαίνεται το σχηματικό διάγραμμα ενός Φ.Κ. Διακρίνονται οι μεταλλικές επαφές σε μορφή ορθογώνιων ράβδων, καθώς και οι πυραμιδοειδείς κυψελλίδες που σκοπό έχουν να περιορίσουν τις ανακλάσεις του προσπίπτοντος φωτός. Τέτοιες δομές έχουν επιτύχει ανακλάσεις μικρότερες από 1%. Επίσης, η μεταλλική επαφή της βάσης παίζει το ρόλο κατόπτρου για την επανείσοδο του φωτός στο υλικό.

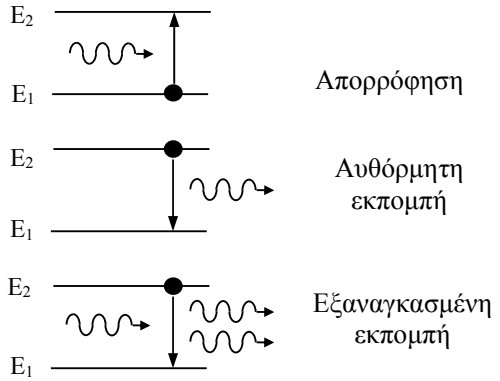
Τα Φ.Κ. κατασκευάζονται κυρίως με τεχνολογία λεπτών φιλμ, και μονοκρυστάλλων. Στην τεχνολογία λεπτών φιλμ, το ημιαγωγικό υλικό που απορροφά το φως είναι ένα λεπτό άμορφο ή πολυκρυσταλλικό φιλμ που έχει σχηματιστεί με απόθεση (deposition). Τέτοια Φ.Κ. κατασκευάζονται από άμορφο-Si, CdTe, και $CuInSe_2$. Αντίθετα, οι μονοκρύσταλλοι κατασκευάζονται κυρίως από Si ή GaAs. Η απόδοση των Φ.Κ. λεπτού φιλμ είναι σήμερα της τάξης του 13% για το άμορφο-Si και 16% για το CdTe.

4.9. Δίοδοι LED και Laser

Οι πηγές φωτός (ορατού και μη ορατού) βρίσκονται σήμερα στην καρδιά των δύο πλέον αναπτυσσόμενων βιομηχανιών: των υπολογιστών και των τηλεπικοινωνιών. Η οπτική ίνα μεταφέρει το φως κατάλληλων πηγών το οποίο περιέχει πληροφορία δεδομένων, εικόνας και φωνής, σε πολύ υψηλούς ρυθμούς. Τέτοιες φωτεινές (οπτικές) πηγές χρησιμοποιούνται, για να διαβάζουν τα δεδομένα που έχουν αποθηκευθεί σε CD ή σε οπτικό ψηφιακό δίσκο (**D**igital **V**ideo **D**isk, DVD) ή χρησιμοποιούνται σε εκτυπωτές υπολογιστικών συστημάτων.

Η αναγκαιότητα χρησιμοποίησης οπτικών μέσων στις τηλεπικοινωνίες προέκυψε από την ανάγκη μεταφοράς ολοένα και μεγαλύτερων ποσών πληροφορίας. Είναι γνωστή αρχή των τηλεπικοινωνιών ότι η ικανότητα μεταφοράς πληροφορίας μιας πηγής εξαρτάται από τη συχνότητά της, η οποία ονομάζεται **φέρουσα** συχνότητα. Όσο μεγαλύτερη είναι αυτή η συχνότητα, τόσο περισσότερη είναι και η πληροφορία που μπορεί να μεταδώσει η πηγή.

Οι οπτικές πηγές με φέρουσες συχνότητες της τάξης 10^{14} Hz υπερτερούν κατά 4-5 τάξεις μεγέθους σε σχέση με τις μικροκυματικές πηγές, οι οποίες εκπέμπουν σε συχνότητες μερικών GHz (10^9 Hz). Άρα, τα οπτικά συστήματα είναι σε θέση να μεταβιβάσουν 10 έως 100 χιλιάδες φορές περισσότερη πληροφορία από τα αντίστοιχα μικροκυματικά και βεβαίως εκατοντάδες εκατομμύρια φορές σε σχέση με οποιοδήποτε άλλο μέσο μετάδοσης (λ.χ. χάλκινα καλώδια). Η ανακάλυψη του laser το 1960, σε συνδυασμό με την εξαιρετική ιδιότητα της οπτικής ίνας να "οδηγεί" το φως σε πολύ μακρινές αποστάσεις, επέτρεψαν τη ραγδαία εξέλιξη των οπτικών επικοινωνιών μέσα σε διάστημα λίγων δεκαετιών.



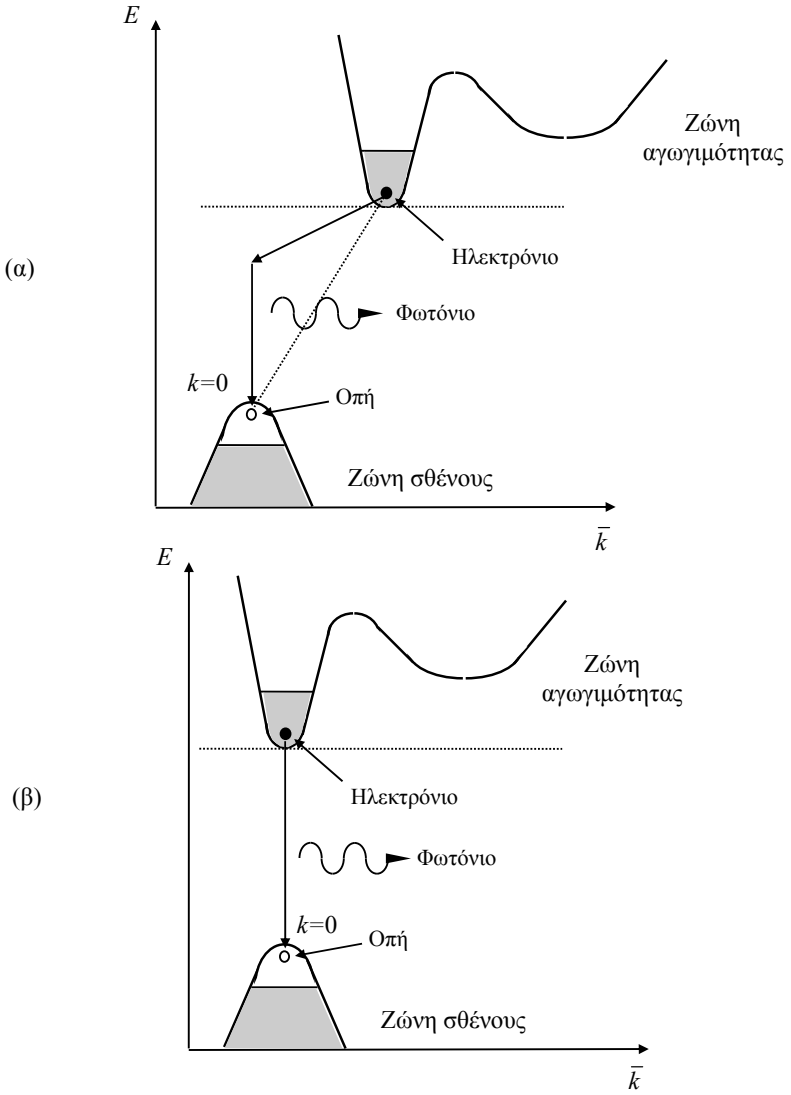
(α) Απορρόφηση: Ένα φωτόνιο ενέργειας E_2-E_1 απορροφάται από ένα ηλεκτρόνιο στη βασική κατάσταση E_1 και μεταβαίνει στην ανώτερη ενεργειακή κατάσταση E_2.
(β) Αυθόρμητη εκπομπή: Το διεγερμένο ηλεκτρόνιο αποδιεγείρεται "αυθόρμητα" εκπέμποντας φωτόνιο ενέργειας (E_2-E_1). Το φως που προκύπτει εκπέμπεται κατά τελείως τυχαίο τρόπο, δηλ. σε τυχαίες χρονικές στιγμές και σε τυχαίες διευθύνσεις.
(γ) Εξαναγκασμένη εκπομπή: Ένα φωτόνιο ενέργειας (E_2-E_1) εξαναγκάζει την αποδιέγερση του διεγερμένου ηλεκτρονίου και προκαλεί την εκπομπή δευτερογενούς φωτονίου.

Σχ. 4.22. Βασικές αλληλεπιδράσεις ύλης – ενέργειας, [15].

Οι δύο περισσότερο συνηθισμένες οπτικές πηγές είναι οι LED (Light Emitting Diode) και οι Laser. Σκοπός τους είναι να μετατρέπουν το ηλεκτρικό ρεύμα με το οποίο τροφοδοτούνται σε δέσμη φωτός. Με αυτό τον τρόπο η πληροφορία μεταφέρεται από το ρεύμα τροφοδοσίας στη

φωτεινή δέσμη. Η πληροφορία, η οποία εμπεριέχεται στις μεταβολές ή διακυμάνσεις του ρεύματος, μετατρέπεται σε μεταβολές των χαρακτηριστικών (λ.χ. της έντασης) της φωτεινής δέσμης.

Η δίοδος LED (Light Emitting Diode) είναι μια ένωση ημιαγωγών p-n η οποία εκπέμπει φως όταν είναι ορθά πολωμένη. Οι δίοδοι LED χρησιμοποιούνται πάρα πολύ σε μονάδες απεικόνισης ή στοιχεία ένδειξης σε υπολογιστές, ηλεκτρονικά όργανα μέτρησης, ως πηγές σε συστήματα οπτικών επικοινωνιών, σε τηλερυθμιστές, σε κυκλώματα ελέγχου σαν ένδειξη παροχής ισχύος (ενδείκτες λειτουργίας).



Σχ. 4.23. Σχηματικά διαγράμματα ενέργειας-ορμής για ημιαγωγούς: α) έμμεσου χάσματος, β) άμεσου χάσματος.

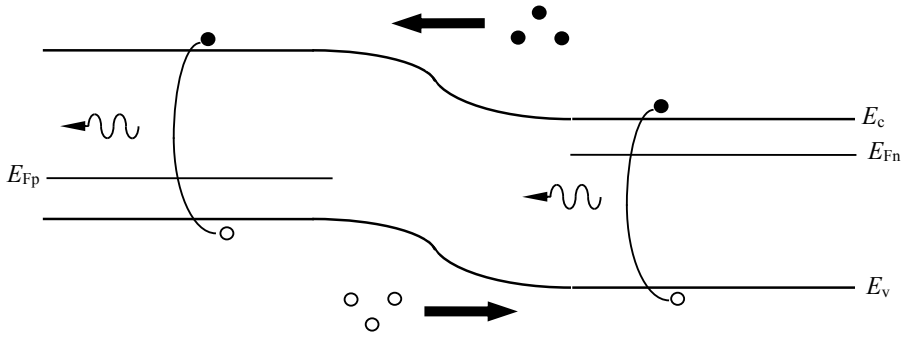
Η βασική λειτουργία μιας διόδου LED είναι σχετικά εύκολο να εξηγηθεί αν ανατρέξουμε στις μέχρι τώρα γνώσεις μας από τη θεωρία ημιαγωγών και τη λειτουργία μιας απλής διόδου p-n που παρουσιάστηκε σε προηγούμενες παραγράφους. Γνωρίζουμε ότι η ορθή πόλωση μιας διόδου p-n προκαλεί μετακίνηση σημαντικού πληθυσμού ηλεκτρονίων μειονότητας από την πλευρά τύπου n προς την πλευρά τύπου p πάνω από το ενεργειακό φράγμα δυναμικού που τώρα έχει μειωθεί λόγω της ορθής πόλωσης. Ομοίως, οπές στην πλευρά τύπου p εγχέονται προς την πλευρά τύπου n. Στη συνέχεια, οι εγχεόμενοι αυτοί φορείς επανασυνδέονται με φορείς αντίθετου τύπου στις περιοχές που είναι φορείς μειονότητας. Όπως έχουμε ήδη εξηγήσει, σε σχέση με τη δίοδο Gunn, η ορμή των ηλεκτρονίων είναι

διαφορετική από την ορμή των οπών μέσα στον κρύσταλλο στους ημιαγωγούς έμμεσου χάσματος (indirect bandgap), όπως το Si. Αυτό κάνει δύσκολη την ικανοποίηση της αρχής διατήρησης της ορμής σε απευθείας από ζώνη σε ζώνη μεταπτώσεις (δηλ. από τη ζώνη αγωγιμότητας στη ζώνη σθένους). Η επανασύνδεση λοιπόν στους ημιαγωγούς έμμεσου χάσματος λαμβάνει χώρα κυρίως μέσω κέντρων επανασύνδεσης, και η ενέργεια που απελευθερώνεται κατά την επανασύνδεση καταναλώνεται σαν θερμότητα. Στην ουσία, αν και η ενέργεια διατηρείται κατά τη διαδικασία επανασύνδεσης, θα πρέπει να διατηρείται και η ορμή. Όμως, επειδή τα ελάχιστα των ζωνών αγωγιμότητας και σθένους δεν συμπίπτουν σε έναν ημιαγωγό έμμεσου χάσματος (βλ. Σχ. 4.23), για να διατηρηθεί η ορμή θα πρέπει στη διαδικασία επανασύνδεσης την ελλείπουσα ορμή να προσφέρει ένα τρίτο σωματίδιο. Το σωματίδιο αυτό ονομάζεται φωνόνιο, και αποτελεί το κβάντουμ της θερμικής δόνησης του κρυσταλλικού πλέγματος. Δηλαδή, κατά την επανασύνδεση και για να διατηρείται η συνολική ορμή, εκπέμπεται προς ή απορροφάται από το κρυσταλλικό πλέγμα θερμότητα υπό μορφή στοιχειωδών σωματιδίων τα οποία αποτελούν τη στοιχειώδη δόνηση του πλέγματος και ονομάζονται φωνόνια. Μια τέτοια αλληλεπίδραση τριών σωματιδίων παράγει κατά την επανασύνδεση μόνο θερμότητα.

Στους ημιαγωγούς άμεσου χάσματος, όπως το GaAs, η ορμή μέσα στον κρύσταλλο των ηλεκτρονίων και των οπών είναι περίπου η ίδια, και επομένως ένα σημαντικό ποσό εγχεόμενων φορέων επανασυνδέεται με απευθείας από ζώνη σε ζώνη επανασυνδέσεις, χωρίς την ανάγκη μεσολάβησης φωνονίων.

Όπως φαίνεται στο Σχ. 4.24, η ενέργεια που απελευθερώνεται στη διαδικασία αυτή επανασύνδεσης είναι υπό μορφή φωτονίων, και καθώς τα φωτόνια αυτά ξεφεύγουν από τη δίοδο αποτελούν το φως που παράγεται από την LED. Ας σημειωθεί ότι στους ημιαγωγούς έμμεσου χάσματος το φωτόνιο δεν θα μπορούσε να παίξει το ρόλο του απαιτούμενου τρίτου σωματιδίου διότι φέρει ελάχιστη ορμή σε σχέση με την απαιτούμενη ορμή που ορίζει το διάγραμμα **E-k** (δηλ. τη διαφορά ορμής μεταξύ του μεγίστου της ζώνης σθένους και του ελαχίστου της ζώνης αγωγιμότητας).

Όπως είδαμε, οι κατανομές φορέων στις ζώνες σθένους και αγωγιμότητας είχαν ένα μέγιστο σε κάποιο σημείο κοντά στα άκρα των ζωνών. Για ένα καθαρό ημιαγωγό χωρίς προσμείξεις, τα μέγιστα αυτά είναι σε απόσταση kT/2 από τα άκρα των ζωνών. Η επανασύνδεση επομένως των ηλεκτρονίων της ζώνης αγωγιμότητας με τις οπές της ζώνης σθένους αναμένεται να δώσει μια κατανομή εκπεμπόμενων φωτονίων με εύρος της τάξης kT και μια ενέργεια κορυφής λίγο μεγαλύτερη από E_G.



Σχ. 4.24. Δημιουργία φωτός σε μια LED που προκύπτει από έγχυση φορέων σε ορθά πολωμένη δίοδο *p-n* και επανασύνδεση φορέων από ζώνη σε ζώνη, [5].

Η μέγιστη επομένως ενέργεια που θα έχουν τα εκπεμπόμενα φωτόνια μπορούμε να θεωρήσουμε ότι είναι περίπου ίση με E_G, δηλ. σε μήκος κύματος $\lambda_G=1.24/E_G$. Για να έχουμε εκπομπή ορατού φωτός το λ_G θα πρέπει να είναι ίσο με 0.4 μm< λ_G <0.7 μm, που σημαίνει 1.77 eV<E_G<3.10 eV.

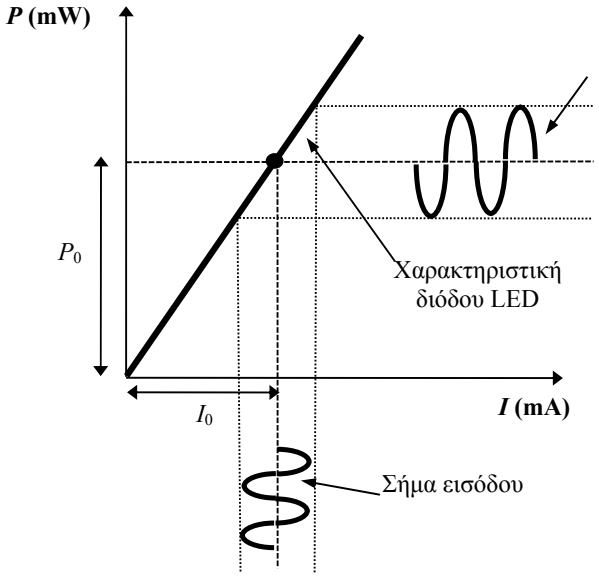
Συμπερασματικά, μπορούμε να πούμε ότι για να δώσει μια ημιαγωγική ένωση p-n δίοδο LED, θα πρέπει να ισχύουν τρεις προϋποθέσεις. Ο ημιαγωγός θα πρέπει να είναι άμεσου χάσματος, να έχει ενεργειακό χάσμα μεταξύ 1.77 eV και 3.10 eV, και να μπορούμε εύκολα με αυτόν να κατασκευάσουμε διόδους p-n. Αντίθετα με ό,τι θα περίμενε κανείς, πολύ λίγοι ημιαγωγοί πληρούν όλες τις παραπάνω προϋποθέσεις. Το Si και το Ge αποκλείονται λόγω

του ότι έχουν έμμεσο χάσμα. Το GaAs θα ήταν ιδανικό αλλά έχει πολύ μικρό ενεργειακό χάσμα. Προκύπτει ότι μόνο μερικοί σύνθετοι ημιαγωγοί από στοιχεία των ομάδων III-V του περιοδικού συστήματος πληρούν όλες τις παραπάνω προϋποθέσεις. Τέτοιοι λ.χ. είναι το $GaAs_{0.6}P_{0.4}$, $GaAs_{0.35}P_{0.65}$, AlGaAs, AlInGaP, SiC, GaN. Στον ακόλουθο πίνακα δίνεται ένας κατάλογος με τα χρησιμοποιούμενα σήμερα ημιαγωγικά υλικά για την κατασκευή διόδων LED.

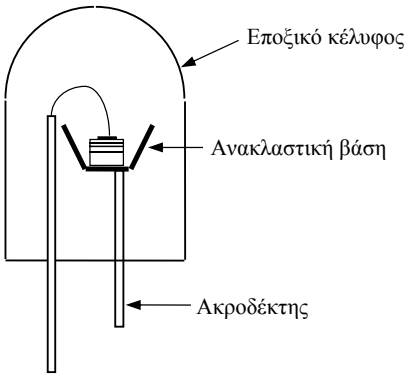
Ημιαγωγός	***Χρώμα εκπομπής***	***Μήκος κύματος λ (μm)***	***Εξωτερική απόδοση η (%)***
Υλικά κατασκευής διόδων LED			
$GaAs_{0.6}P_{0.4}$	Κόκκινο	0.650	0.2
$GaAs_{0.35}P_{0.65}$:N*	Πορτοκαλλί-Κόκκινο	0.630	0.7
$GaAs_{0.14}P_{0.86}$:N	Κίτρινο	0.585	0.2
GaP:N	Πράσινο	0.565	0.4
GaP:Zn-O	Κόκκινο	0.700	2
AlGaAs	Κόκκινο	0.650	4-16
AlInGaP	Πορτοκαλλί	0.620	6
AlInGaP	Κίτρινο	0.585	5
AlInGaP	Πράσινο	0.570	1
SiC	Μπλε	0.470	0.02
GaN	Μπλε	0.450	2

* Ο συμβολισμός ":N" ή ":Zn-O" σημαίνει νόθευση του ημιαγωγού με τα αντίστοιχα στοιχεία, [5].

Η φωτεινή ισχύς της LED φθάνει τα μερικά mW. Η **απόδοση** της LED είναι το κλάσμα της ηλεκτρικής ισχύος εισόδου που μετατρέπεται σε φωτεινή ισχύ εξόδου. Η απόδοση αυτή σήμερα είναι της τάξης του 10%.Οι LED μπορούν να χρησιμοποιηθούν για μετάδοση πληροφορίας σε ψηφιακή ή αναλογική μορφή μέσα από μια οπτική ίνα. Στην ψηφιακή μετάδοση ο ρυθμός μπορεί να φτάσει μερικές εκατοντάδες Mbit/s. Αυτό επιτυγχάνεται με κατάλληλη διαμόρφωση του ρεύματος οδήγησης της LED από το σήμα πληροφορίας. Η διαμόρφωση είναι η μεταβολή της φωτεινής ισχύος εκπομπής της LED σύμφωνα με τις μεταβολές του ρεύματος οδήγησης που τη διαρρέει. Η δυνατότητα αυτή φαίνεται στο σχ. 4.25, όπου παριστάνεται η οπτική ισχύς εξόδου της LED συναρτήσει του ρεύματος οδήγησης. Η σχέση αυτή είναι μια ευθεία γραμμή, και επομένως οι διακυμάνσεις του ρεύματος μετατρέπονται με γραμμικό τρόπο σε διακυμάνσεις της οπτικής ισχύος εξόδου.



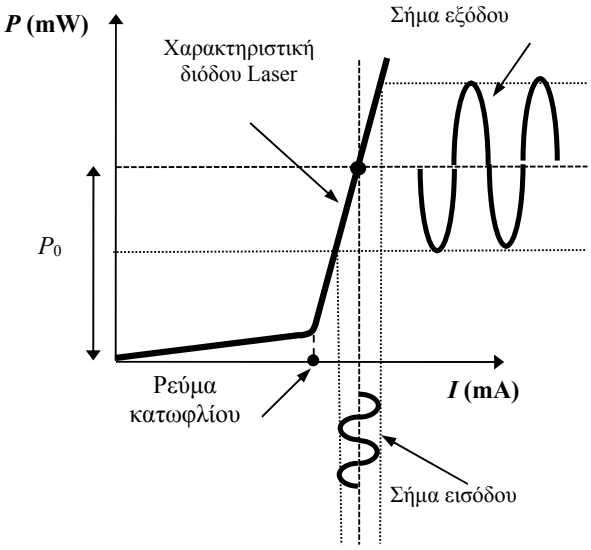
Σχ. 4.25. Χαρακτηριστική *οπτικής ισχύος εκπομπής – ρεύματος πόλωσης* διόδου LED. Η διαμόρφωση του ρεύματος οδήγησης της LED από το σήμα πληροφορίας, μετατρέπονται από το γραμμικό τμήμα της καμπύλης σε αντίστοιχες διακυμάνσεις της οπτικής ισχύος εξόδου, [15].



Σχ. 4.26. Τομή μιας τυπικής LED, [5].

Τελειώνοντας για τις LED, θα πρέπει να πούμε ότι μεγάλη σημασία έχει το σχήμα του πλαστικού περιβλήματος μέσα στο οποίο περιέχεται η ένωση p-n ώστε να μεγιστοποιείται το ποσοστό του φωτός που θα εκπεμφθεί και να μην επιστρέφει λόγω ολικής ανάκλασης στην επιφάνεια αέρα-ημιαγωγού. Στο Σχ. 4.26 φαίνεται μια τομή μιας τυπικής LED του εμπορίου.

Στα συστήματα επικοινωνιών με οπτικές ίνες οι πηγές που χρησιμοποιούνται σχεδόν αποκλειστικά είναι τα διοδικά laser ημιαγωγού. Τα πρώτα laser ημιαγωγού κατασκευάστηκαν το 1962, όμως τελειοποιήθηκαν το 1970, οπότε και άρχισαν να χρησιμοποιούνται. Ο όρος "laser" προέρχεται από τα αρχικά των λέξεων **L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation (Ενίσχυση Φωτός από Εξαναγκασμένη Εκπομπή Ακτινοβολίας) που δείχνουν ακριβώς τη δυνατότητα των laser να παράγουν σύμφωνο φως εκμεταλλευόμενα την εξαναγκασμένη ακτινοβολία μέσα σε ένα υλικό.



Η αυθόρμητη εκπομπή παράγει *ασύμφωνο φως*, φως που δεν έχει μια αναγνωρίσιμη ημιτονοειδή φύση, αφού αποτελείται από μια ροή φωτονίων με ανεξάρτητη φάση μεταξύ τους. Το φως που προέρχεται από αυθόρμητη εκπομπή εμφανίζει πολύ μεγάλο φάσμα συχνοτήτων. Το είδος αυτό φωτός είναι χαρακτηριστικό μιας θερμικής πηγής, όπως ένας φωτεινός λαμπτήρας ή μιας πηγής αυθόρμητου φωτός όπως η LED.

Η εξαναγκασμένη εκπομπή του laser παράγει σύμφωνο φως σε μία πολύ στενή περιοχή συχνοτήτων (**μονοχρωματικό** φως). Η ιδιότητα ακριβώς αυτή είναι που κάνει τα laser τις πλέον κατάλληλες πηγές για επικοινωνίες με οπτικές ίνες, στις οποίες η αντιμετώπιση του φαινομένου της διασποράς απαιτεί πηγές με στενό φάσμα εκπομπής για την αύξηση της μέγιστης απόστασης διάδοσης.

Σχ. 4.27. Χαρακτηριστική *οπτικής ισχύος εκπομπής – ρεύματος πόλωσης* διόδου Laser. Η διαμόρφωση του ρεύματος οδήγησης της Laser από το σήμα πληροφορίας, μετατρέπεται από το γραμμικό τμήμα της καμπύλης σε αντίστοιχες διακυμάνσεις της οπτικής ισχύος εξόδου, [15].

Οι δίοδοι laser είναι παρόμοιες κατασκευαστικά με τις LED (δηλ. είναι και αυτές ενώσεις p-n), αλλά διαφέρουν στο ότι το φως παράγεται από εξαναγκασμένη (όχι αυθόρμητη) επανασύνδεση ηλεκτρονίων-οπών. Οι κατασκευαστικές τους διαφορές σε σχέση με τις LED είναι οι εξής:

- Η νόθευση με προσμείξεις του ημιαγωγικού υλικού είναι εντονότερη, τέτοια ώστε η στάθμη Fermi να έχει εισχωρήσει μέσα στις ζώνες αγωγιμότητας και σθένους για το τμήμα τύπου n και p αντίστοιχα.

- Στα άκρα της διόδου διαμορφώνονται ανακλαστικά κάτοπτρα για την ανατροφοδότηση ενός μέρους της οπτικής ισχύος εξόδου πίσω στην ημιαγωγική κοιλότητα που έχει διαμορφωθεί με τα κάτοπτρα.

Οι δύο αυτές ουσιώδεις διαφορές έχουν τεράστια επίπτωση στις επιδόσεις της διάταξης σε σχέση με τη LED. Όταν το laser τροφοδοτηθεί με ρεύμα, το φως ανακλάται πολλαπλά εσωτερικώς μεταξύ των ανακλαστικών επιφανειών. Οι πολλαπλές ανακλάσεις των φωτεινών κυμάτων **(οπτική ανατροφοδότηση)** έχουν ως αποτέλεσμα την εξαναγκασμένη αποδιέγερση όλο και περισσότερων ηλεκτρονίων και την ενίσχυση της ακτινοβολίας λόγω εξαναγκασμένης εκπομπής. Μόλις το ρεύμα αυξηθεί αρκετά, τότε :

α) η ενίσχυση (απολαβή) ξεπερνά τις εσωτερικές απώλειες του υλικού

β) η φωτεινή δέσμη διαπερνά τα ημιδιαφανή ανακλαστικά άκρα (κάτοπτρα) και

γ) εκπέμπεται μια σχεδόν **μονοχρωματική** φωτεινή δέσμη, εξαιρετικά μεγάλης λαμπρότητας και μεγάλης κατευθυντικότητας.

Η περιοχή γύρω από την ένωση p-n στην οποία πραγματοποιείται η παραγωγή σύμφωνου φωτός ονομάζεται **ενεργός περιοχή** ή **ενεργό στρώμα**. Το ρεύμα πάνω από το οποίο παράγεται σύμφωνο φως ονομάζεται **ρεύμα κατωφλίου**.

Η ακτινοβολία που προκύπτει είναι όπως λέμε σύμφωνη, και μάλιστα έχει χρονική και χωρική συμφωνία. Δηλαδή, το φάσμα της εκπεμπόμενης ισχύος είναι πολύ στενό (χρονική συμφωνία), σχεδόν μονοχρωματικό, με αποτέλεσμα να μπορεί εύκολα να χρησιμοποιηθεί σαν φέρον για μετάδοση διαμορφωμένων σημάτων σε ρυθμούς μέχρι και μερικές δεκάδες Gbit/sec. Επίσης, η εκπεμπόμενη δέσμη είναι ιδιαίτερα λεπτή (χωρική συμφωνία), με αποτέλεσμα ακόμα και laser χαμηλής εκπομπής ισχύος (της τάξης μερικών mW) να επιτυγχάνουν ένταση εκπεμπόμενου φωτός της τάξης αρκετών kW/cm^2. Όλα αυτά προκύπτουν από τις δύο ουσιαστικές διαφορές που οι δομές αυτές έχουν σε σχέση με τις LED και βέβαια και από τη χρήση κατάλληλων ημιαγωγικών υλικών.

Είναι λοιπόν οι πλέον ενδεδειγμένες πηγές για επικοινωνίες με οπτικές ίνες, λόγω επίσης του ότι η εκπεμπόμενη δέσμη ταιριάζει σε διαστάσεις με τη διάμετρο του πυρήνα των οπτικών ινών (~ 10 μm). Τα μήκη κύματος εκπομπής είναι τα 0.85, 1.3, και 1.55 μm που αντιστοιχούν στα ελάχιστα εξασθένησης των οπτικών ινών, και τα ημιαγωγικά υλικά από τα οποία κατασκευάζονται οι δίοδοι laser για τα μήκη κύματος αυτά είναι τα GaAs, GaAlAs, και GaInAsP. Οι δίοδοι laser χρησιμοποιούνται κυρίως σε συστήματα επικοινωνιών οπτικών ινών, σε μονάδες CD, σε φωτιστικά εφέ, σε συσκευές ανάγνωσης γραμμοκωδίκων (barcodes), κλπ.

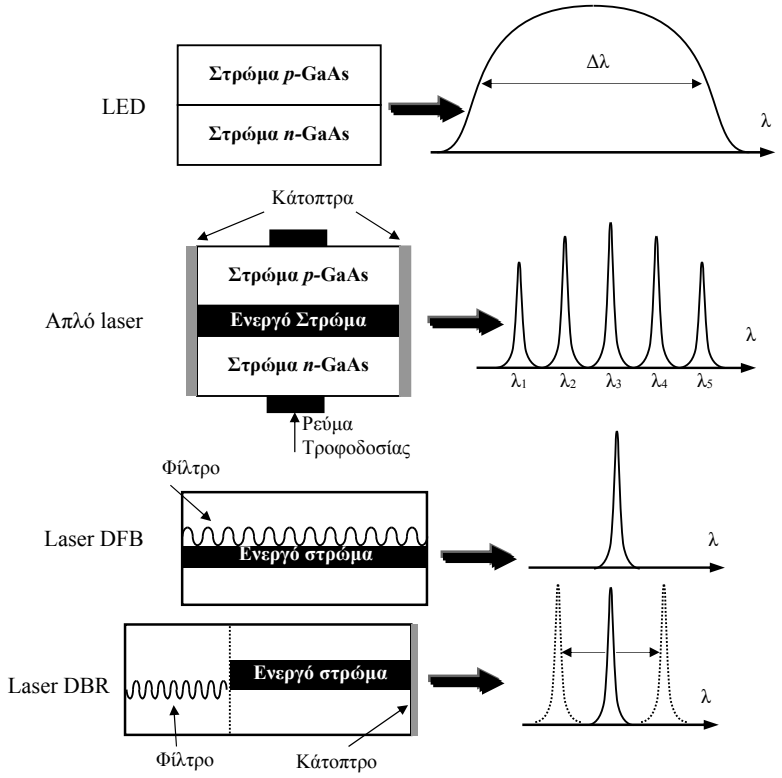
Ημιαγωγικά Υλικά Πηγών Laser	
ΥΛΙΚΟ (ενεργό στρώμα/ υπόστρωμα)	**ΜΗΚΗ ΚΥΜΑΤΟΣ**
GaN/AlGaN	Μπλε-πράσινο
ZnSSe	447-480 nm
ZnCdSe	490-525 nm
AlGaInP/GaAs	620-680 nm
$Ga_{0.5}In_{0.5}P$/GaAs	670-686 nm
GaAlAs/GaAs	**750-870 nm**
GaAs/GaAs	904 nm
$In_{0.2}Ga_{0.5}As$/GaAs	980-1050 nm
InGaAsP/InP	**1100-1650 nm**
AlGaAsSb/InGaAsSb	2,0-3,0 μm
PbCdS	2,7-4,2 μm
PbSSe	4,2-8 μm
PbSnTe	5,5-30 μm
PbSnSe	8-30 μm

Η **εξαναγκασμένη εκπομπή** δίνει ένα δευτερογενές φωτόνιο που προκύπτει από το αρχικό και έχει την ίδια **συχνότητα, φάση, διεύθυνση και πόλωση** με αυτό. Επειδή δε, αφήνει το αρχικό φωτόνιο αμετάβλητο, έχουμε παραγωγή φωτονίων κατά αλυσιδωτή έννοια και επομένως ενίσχυση του αρχικού οπτικού σήματος το οποίο προήλθε από αυθόρμητη εκπομπή. Ο όρος ***σύμφωνο φως*** αναφέρεται ακριβώς στο γεγονός ότι όλα τα φωτεινά κύματα που εκπέμπονται τελικά από ένα laser είναι σε φάση μεταξύ τους. Όμως, για να υπερισχύει σε ένα υλικό η εξαναγκασμένη εκπομπή σε σχέση με την αυθόρμητη θα πρέπει ο αριθμός των φορέων στην ενεργειακή κατάσταση E_2 να είναι μεγαλύτερος από τον αριθμό φορέων στην κατάσταση E_1. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται ***αναστροφή πληθυσμών*** και επιτυγχάνεται με το συνδυασμό ορθής πόλωσης της διόδου laser και ανακλαστικών άκρων.

Τα laser έχουν ισχύ εκπομπής μέχρι μερικά Watts. Είναι πολύ ισχυρότερα από τις LED και, συνεπώς, έχουν δυνατότητα μετάδοσης σε πολύ πιο μακρινές αποστάσεις μέσα στην ίνα. Η απόδοση των laser είναι σήμερα της τάξης του 30%. Ένα άλλο πλεονέκτημα των laser ως προς τις LED είναι η

ικανότητά τους να διαμορφώνονται με ταχύτερους ρυθμούς που σήμερα φθάνουν τα 10 Gbit/s.

Με την πάροδο των ετών, αναπτύχθηκαν πολυάριθμες σχεδιάσεις δομών laser. Η πιο απλή δομή ημιαγωγικού laser, που ήδη εξετάστηκε, περιλαμβάνει δύο κάτοπτρα στα άκρα της. Μια τέτοια δομή όμως εκπέμπει πολλά μήκη κύματος ταυτόχρονα σε μια στενή περιοχή του φάσματος.



Σχ. 4.28. Μήκη κύματος εκπομπής διόδων laser και LED, [15].

Υπάρχουν όμως και δομές laser για εφαρμογές που απαιτούν εκπομπή σε ένα μόνο μήκος κύματος (δηλ. πολύ στενό φάσμα εκπομπής ή "μονοχρωματική" εκπομπή). Δύο σημαντικές τέτοιες δομές είναι τα laser DFB (**D**istributed **F**eed**B**ack) και DBR (**D**istributed **B**ragg **R**eflector) που χρησιμοποιούν ένα φίλτρο μέσα στον ημιαγωγό, το οποίο επιτρέπει την ανατροφοδότηση του φωτός σε **ένα** μήκος κύματος. Το laser DFB εκπέμπει σε ένα προκαθορισμένο μήκος κύματος, ενώ το laser DBR έχει τη δυνατότητα να μεταβάλλει (ρυθμίζει) το μήκος κύματος εκπομπής μέσα σε μια περιοχή. Αυτό πραγματοποιείται μεταβάλλοντας τα χαρακτηριστικά του φίλτρου με τη βοήθεια κατάλληλου ρεύματος που διοχετεύεται στην περιοχή του οπτικού φίλτρου (φράγματος περίθλασης).

4.10. Οπτικοί ενισχυτές

Στα μέχρι πρότινος επίγεια και υποθαλάσσια τηλεπικοινωνιακά συστήματα οπτικών ινών μεγάλων αποστάσεων, για την περιοδική ενίσχυση του σήματος χρησιμοποιούνται **επαναλήπτες-αναγεννητές** οι οποίοι μετατρέπουν το οπτικό σήμα σε ηλεκτρικό, το ενισχύουν ηλεκτρονικά και στη συνέχεια το αναμεταδίδουν σε οπτική μορφή. Η χρήση όμως των επαναληπτών - αναγεννητών έχει τους εξής περιορισμούς:

- το θόρυβο της ηλεκτρονικής ενίσχυσης,
- το κόστος και το μέγεθος των αναγεννητών,
- την ανάγκη συχνής συντήρησής τους και,
- την αδυναμία ταυτόχρονης ενίσχυσης πολλών μηκών κύματος μέσα στην ίδια ίνα.

Ο μόνος τρόπος για να ξεπεραστούν όλες οι παραπάνω αδυναμίες είναι να διατηρηθεί το σήμα σε οπτική μορφή σε όλο το μήκος της διαδρομής. Αυτό συνεπάγεται ότι θα πρέπει να γίνεται απευθείας ενίσχυση του οπτικού σήματος, από ***καθαρά οπτικούς ενισχυτές***.

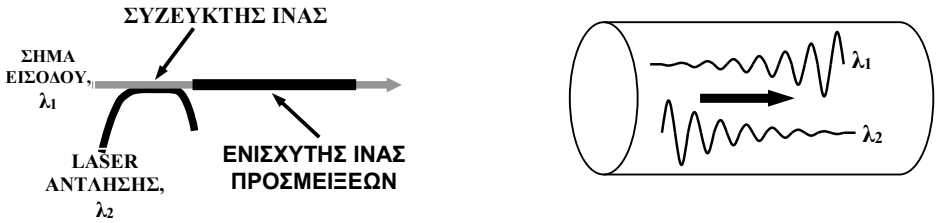
Υπάρχουν τρεις κυρίως τρόποι με τους οποίους μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε έναν οπτικό ενισχυτή:

α) ως *ενισχυτή ισχύος*, αν τοποθετηθεί αμέσως μετά από το laser εκπομπής για να υψώσει το σήμα εξόδου σε μια υψηλή στάθμη,

β) ως *ενισχυτή γραμμής*, για να ενισχύει το σήμα περιοδικά κατά μήκος της διαδρομής όπου παίζει το ρόλο αναγεννητή,

γ) ως *προενισχυτή*, για να βελτιώσει την ευαισθησία του δέκτη.

Οι οπτικοί ενισχυτές είναι απλές διατάξεις ενίσχυσης του οπτικού σήματος και μοιάζουν με laser χωρίς τα ανακλαστικά άκρα. Μπορούν επομένως με τη βοήθεια αναστροφής πληθυσμών να επιτύχουν ενίσχυση ενός οπτικού σήματος που θα διέλθει διαμέσου του υλικού τους. Στην πράξη, υπάρχουν δύο τύποι οπτικών ενισχυτών: οι *ενισχυτές ημιαγωγού* (semiconductor optical amplifiers - SOA) και οι *ενισχυτές με ίνα προσμείξεων ερβίου* (erbium doped fiber amplifiers - EDFA).



Σχ. 4.29. Ενισχυτής ίνας προσμείξεων. Ο συζεύκτης ίνας εισάγει τα δύο μήκη κύματος στον πυρήνα της ίνας προσμείξεων. Στην ίνα προσμίξεων, η ενέργεια από το laser άντλησης (λ_2) μεταφέρεται στο φωτεινό σήμα πληροφορίας (λ_1), ενισχύοντάς το, [15].

4.10.1. Οπτικοί ενισχυτές ημιαγωγού

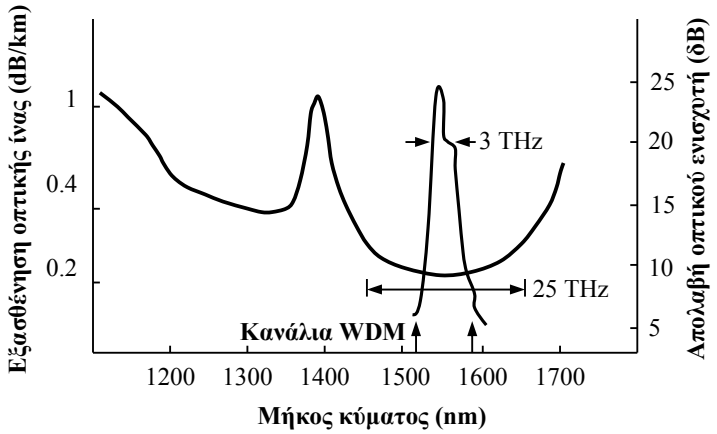
Οι ενισχυτές ημιαγωγού που κατασκευαστικά μοιάζουν πολύ με τα laser ημιαγωγού, έχουν μικρή κατανάλωση και μπορούν να ολοκληρώνονται μονολιθικά με άλλα ηλεκτρονικά κυκλώματα. Το εύρος ζώνης τους (δηλ. η περιοχή συχνοτήτων την οποία ενισχύουν) είναι της τάξης των 35 nm, αλλά με ειδικές ημιαγωγικές δομές έχει φθάσει σήμερα μέχρι 240 nm. Όμως, εισάγουν θόρυβο στο σήμα, έχουν σχετικά μεγάλο κόστος, απαιτούν την προσάρτηση ίνας στην είσοδο και την έξοδό τους, είναι ευαίσθητοι στην πόλωση και εμφανίζουν διαφωνία μεταξύ των οπτικών σημάτων που ενισχύονται. Επιπλέον, ο ενισχυτής ημιαγωγού παρουσιάζει κατασκευαστικές δυσκολίες. Η κατασκευή μηδενικών ανακλαστικοτήτων (στην πράξη μικρότερων από 10^{-3}) είναι δύσκολη και η απόδοση της κατασκευής τους είναι πολύ χαμηλή, πράγμα που συνιστά ακόμα ένα από τα μειονεκτήματά τους.

4.10.2. Οπτικοί ενισχυτές ίνας προσμείξεων

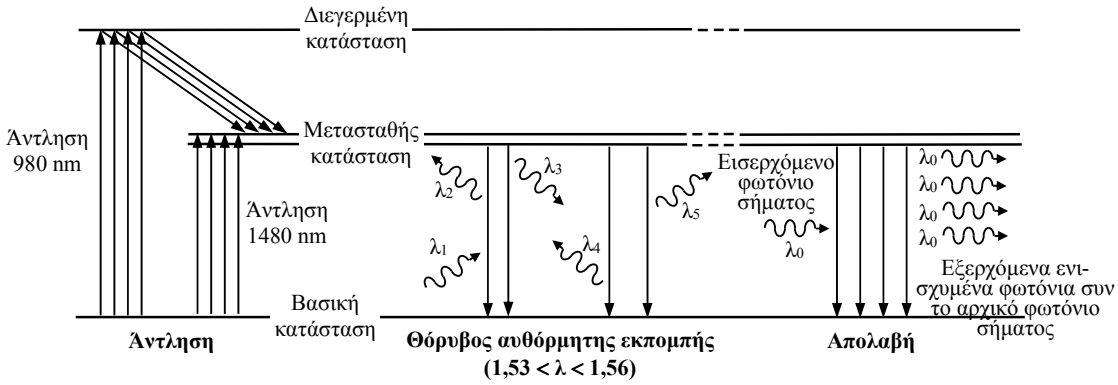
Οι ενισχυτές αυτοί βασίζονται στην αρχή της ενίσχυσης του φωτός μέσα στην ίνα λόγω νόθευσής της με κατάλληλα υλικά (στοιχεία προσμείξεων). Τα άτομα των προσμείξεων βρίσκονται στον πυρήνα της ίνας, από τον οποίο διέρχεται και το προς ενίσχυση σήμα εισόδου (με μήκος κύματος $\boldsymbol{\lambda_1}$). Στον ίδιο πυρήνα διοχετεύεται και φως υψηλής ισχύος από μια πηγή laser, η οποία ονομάζεται laser άντλησης (με μήκος κύματος $\boldsymbol{\lambda_2}$).

Η άντληση είναι η διαδικασία με την οποία δίνεται η αναγκαία ενέργεια σε έναν οπτικό ενισχυτή ή μια πηγή laser, για να λειτουργήσει. Η άντληση είναι απαραίτητη για να διεγερθούν τα άτομα του υλικού, ώστε να έχουμε εξαναγκασμένη εκπομπή. Η ενέργεια άντλησης μπορεί να δίνεται α) με τη μορφή ηλεκτρικού ρεύματος (ενισχυτής ή laser ημιαγωγού) και β) με τη μορφή φωτεινής ακτινοβολίας (ενισχυτής ίνας).

Η νόθευση της ίνας του οπτικού ενισχυτή γίνεται με κατάλληλα υλικά (προσμείξεις) των οποίων οι ενεργειακές στάθμες απέχουν αποστάσεις που αντιστοιχούν στα μήκη κύματος 1,3 και 1,55 μm των οπτικών επικοινωνιών. Τέτοια υλικά είναι οι σπάνιες γαίες, λ.χ. το έρβιο (Er), το νεοδύμιο (Nd), ή το πρασεοδύμιο (Pr). Ένας ενισχυτής ίνας αποτελείται από μερικά μέτρα ίνας με προσμείξεις ερβίου μαζί με την πηγή άντλησης – ένα laser ημιαγωγού, το οποίο εκπέμπει στα 0,98 ή 1,48 μm. Το φως άντλησης, πολυπλέκεται με το σήμα πληροφορίας και αποστέλλεται προς μετάδοση στην ίνα.



Σχ. 4.30. Η εξασθένηση στην οπτική ίνα έχει ένα ελάχιστο σε μήκος κύματος 1550 nm, περιοχή στην οποία οι ενισχυτές ίνας προσμείξεων ερβίου εμφανίζουν τη μέγιστη απολαβή τους, [15].



Σχ. 4.31. Αρχή λειτουργίας οπτικών ενισχυτών ίνας, [15].

Τα ηλεκτρόνια των εξωτερικών τροχιών των ιόντων των προσμείξεων μπορούν να ανυψωθούν σε ανώτερες ενεργειακές καταστάσεις με απορρόφηση της ακτινοβολίας (οπτική άντληση). Στη συνέχεια, τα ιόντα προσμείξεων ερβίου αποδιεγείρονται προς τη μετασταθή κατάσταση του υλικού στην οποία μπορούν να συσσωρεύονται ώστε να επιτυγχάνεται αναστροφή πληθυσμών και επομένως εξαναγκασμένη εκπομπή και ενίσχυση του οπτικού σήματος πληροφορίας.

Στο Σχ. 4.31 φαίνονται οι ενεργειακές στάθμες του ιόντος ερβίου. Οι αριθμοί στα αριστερά δείχνουν τα μήκη κύματος που αντιστοιχούν στη διαφορά ενέργειας μεταξύ των διαφόρων ενεργειακών σταθμών και της βασικής κατάστασης ηρεμίας. Πρόσπτωση φωτός σε αυτά τα μήκη κύματος (980 ή 1480 nm) προκαλεί άντληση από τα ιόντα, δηλ. τα ανυψώνει σε ενεργειακή κατάσταση ανώτερη από τη βασική. Η ωφέλιμη μετάπτωση γύρω στα 1530 nm συμβαίνει από τη μετασταθή κατάσταση στη βασική. Όταν χρησιμοποιηθεί άντληση στα 980 nm, η αναστροφή πληθυσμών επιτυγχάνεται σε δύο βήματα: πρώτα διεγείρονται τα ιόντα στη διεγερμένη στάθμη και μετά από χρόνο τ_e=1 μs αποδιεγείρονται στη μετασταθή κατάσταση όπου είναι διαθέσιμα είτε για αυθόρμητη εκπομπή είτε για εξαναγκασμένη στο επιθυμητό μήκος κύματος 1530 nm. Η μετασταθής κατάσταση έχει πολύ μεγάλο χρόνο ζωής των φορέων σε σχέση με το χρόνο ζωής των φορέων στην κατάσταση από την οποία προήλθαν. Ο χρόνος ζωής της είναι περίπου τ_e=11 μs. Στην περίπτωση της άντλησης στα 1480 nm η αναστροφή πληθυσμών επιτυγχάνεται σε ένα μόνο βήμα. Τυπικές τιμές της απολαβής ενός ενισχυτή ίνας φθάνουν τα 30 dB σε εύρος ζώνης 40 nm (5000 GHz).

Οι ενισχυτές ίνας εμφανίζουν πλεονεκτήματα όπως: απλότητα στην κατασκευή, ευκολία ζεύξης στην ίνα με χαμηλές απώλειες, ανεξαρτησία της απολαβής τους από την πόλωση του φωτός και ανεξαρτησία από φαινόμενα διαφωνίας των οπτικών σημάτων που ενισχύονται.

Βέβαια, εμφανίζουν ένα σημαντικό μειονέκτημα, ότι μέχρι σήμερα λειτουργούν μόνο στη ζώνη του 1,5 μm ενώ τα περισσότερα εγκατεστημένα συστήματα λειτουργούν στο 1,3 μm μήκος κύματος χαμηλής διασποράς. Η καλύτερη λύση μέχρι σήμερα έχει δοθεί με ίνα προσμείξεων πρασεοδυμίου (Pr) το οποίο έχει οπτική μετάπτωση στο 1,33 μm, αλλά η απόδοση αυτού του ενισχυτή είναι πολύ μικρή με αποτέλεσμα να απαιτείται υψηλή ισχύ άντλησης γύρω στα 300 mW σε μήκος κύματος 1,015 μm και επίσης απαιτεί ειδικό γυαλί υποδοχής (δηλ. ίνα που δεν είναι από πυρίτιο) που είναι πολύ δύσκολο να συγκολληθεί στις ήδη εγκατεστημένες ίνες από πυρίτιο.

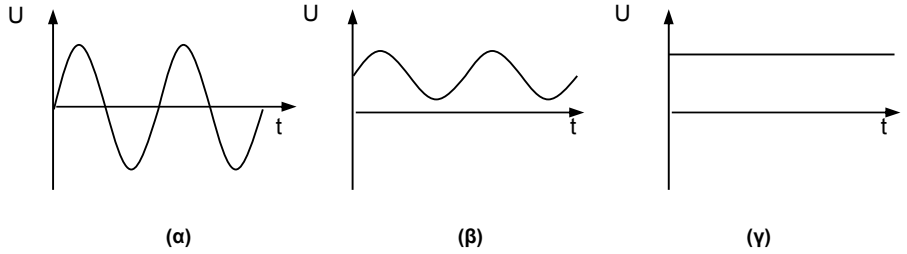
Οπτικοί ενισχυτές ίνας προσμείξεων ερβίου έχουν ήδη εγκατασταθεί στο υπερατλαντικό υποβρύχιο καλώδιο (TAT 12/13) το οποίο συνδέει τη Μεγάλη Βρεταννία, τη Γαλλία και τις Η.Π.Α. και έχει συνολική χωρητικότητα 10 Gbit/s.

5. Τροφοδοτικά

5.1. Εισαγωγή

Σχεδόν όλες οι ηλεκτρονικές συσκευές για να λειτουργήσουν, χρειάζονται πηγές συνεχούς τάσης. Για φορητές συσκευές ή για συσκευές που απαιτούν μικρή ισχύ, συνήθως χρησιμοποιούνται οι μπαταρίες ως πηγές συνεχούς τάσης. Στις συσκευές όμως που απαιτούν μεγάλη ισχύ, ή δεν είναι φορητές, χρησιμοποιούνται διατάξεις που μετατρέπουν την εναλλασσόμενη τάση σε συνεχή. Οι συσκευές που μετατρέπουν την εναλλασσόμενη τάση σε συνεχή λέγονται **τροφοδοτικά**.

Με την έννοια **πόλωση ή τροφοδοσία** εννοούμε τη συνεχή τάση που εφαρμόζεται σε σημείο ενός στοιχείου προκειμένου αυτό να λειτουργήσει αποδοτικά. Πόλωση επιβάλλεται σε **ενεργά στοιχεία** όπως για παράδειγμα το transistor του οποίου η απόδοση εξαρτάται από την τιμή της τάσης που εφαρμόζεται στους ακροδέκτες του και κατα συνέπεια από το ρεύμα το οποίο διαρρέεται. Οι τιμές των **παθητικών στοιχείων** όπως για παράδειγμα η αντίσταση είναι προδιαγεγραμμένες, ανεξάρτητες από την πόλωση (την τάση που θα εφαρμοστεί στα άκρα τους). Οι συνεχείς τάσεις λοιπόν, είναι απαραίτητες στην πόλωση των ενώσεων των ημιαγωγικών διατάξεων - όπως θα δούμε και στη μελέτη των transistors - με μοναδική ίσως εξαίρεση την εφαρμογή των διόδων στις ανορθωτικές διατάξεις οι οποίες για να λειτουργήσουν δεν απαιτείται πόλωση. Υπενθυμίζουμε ότι τα δίκτυα παροχής είναι κατά κανόνα δίκτυα εναλλασσόμενου ρεύματος, για παράδειγμα η οικιακή παροχή η οποία είναι 230 Volt στα 50 Hz.



Σχήμα 5.1. (α) Εναλλασσόμενο σήμα AC (β) Συνεχές σήμα DC με μεγάλη κυμάτωση και (γ) Συνεχές σταθερό σήμα DC.

5.2. Το Δομικό Διάγραμμα του Τροφοδοτικού

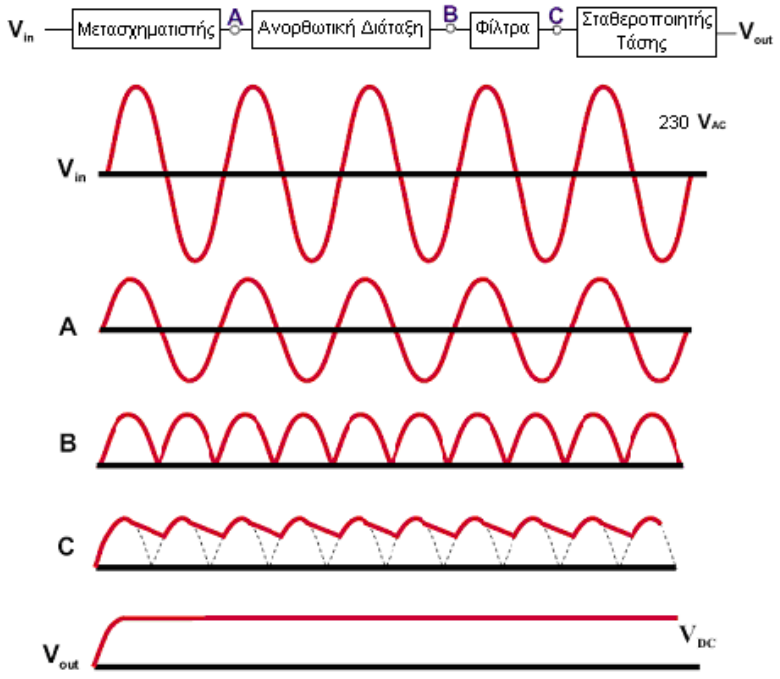
Η πιο συνηθισμένη εφαρμογή των διόδων είναι η μετατροπή του εναλλασσόμενου ρεύματος (ΕΡ) σε συνεχές (ΣΡ). Αυτή η μετατροπή είναι απαραίτητη σε όλες τις συσκευές πού ανήκουν στήν ηλεκτρονική οικογένεια γιατί αυτές λειτουργούν με συνεχές ρεύμα, ενώ η μετατροπή του ΕΡ σε ΣΡ γίνεται με τη μέθοδο της ανόρθωσης κατά την οποία παρεμβάλλεται δίοδος εν σειρά στο κύκλωμα, πού ενώ τροφοδοτείται από πηγή ΕΡ παρέχει ρεύμα μιας μόνο φοράς. Αυτό γίνεται διότι η δίοδος λειτουργεί στο κύκλωμα σαν βαλβίδα μιας κατεύθυνσης.

Από την ανόρθωση προκύπτει ένα κυματόρευμα το οποίο δεν είναι βέβαια τελείως συνεχές. Μία ανορθωτική διάταξη, γι' αυτό το λόγο, περιλαμβάνει εκτός από τα κυκλώματα ανόρθωσης και κυκλώματα εξομάλυνσης ή φίλτρα, τα οποία μετατρέπουν το κυματόρευμα σε συνεχές με μικρό μόνο ποσοστό κυμάτωσης, όπως λέγεται η μικρή περιοδική διακύμανση πού απομένει στο συνεχές μετά την εξομάλυνση.

Εκτός από τα παραπάνω αναφερθέντα κυκλώματα, πολλές φορές οι ανορθωτικές διατάξεις περιέχουν και κυκλώματα σταθεροποίησης της πολικής τους τάσης. Τα κυκλώματα αυτά χρησιμοποιούν σαν στοιχεία τάσης αναφοράς τη δίοδο Zener. Τέλος, με την προσθήκη ενός μετασχηματιστή, ο οποίος θα μεταφέρει μέρος της τάσης του δικτύου στα κυκλώματα που αναφέραμε, έχουμε την συνολική εικόνα ενός τροφοδοτικού.

Οι βασικές βαθμίδες ενός τροφοδοτικού, είναι οι παρακάτω (Σχήμα 5.2):

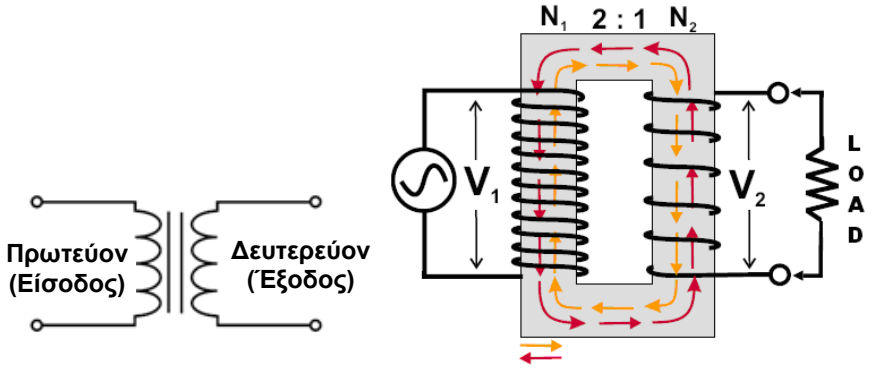
1. Ο Μετασχηματιστής.
2. Η Ανορθωτική Διάταξη.
3. Τα Φίλτρα.
4. Το Κύκλωμα Σταθεροποίησης.



Σχήμα 5.2. Το block διάγραμμα του τροφοδοτικού

5.2.1. Ο Μετασχηματιστής Τάσης

Ο Μετασχηματιστής μετατρέπει την ac τάση ανάλογα με τις απαιτήσεις της dc τάσης εξόδου και ταυτόχρονα απομονώνει το κύκλωμα της ανορθωτικής διάταξης, την οποία τροφοδοτεί, από τη φάση του δικτύου για αποφυγή ηλεκτροπληξίας.



Σχήμα 5.3. (α) Απεικόνιση Μετασχηματιστή, (β) Ο Μετασχηματιστής

Η βασική απεικόνιση ενός μετασχηματιστή φαίνεται στο Σχήμα 5.3(α). Έχει δύο τυλίγματα, ένα πρωτεύον και ένα δευτερεύον. Η τάση εισόδου εφαρμόζεται στους ακροδέκτες του πρωτεύοντος και η έξοδος λαμβάνεται από τους ακροδέκτες του δευτερεύοντος.

Στο Σχήμα 5.3(β) παρουσιάζεται ένας απλός μετασχηματιστής. Παρατηρούμε ότι δεν υπάρχει ηλεκτρική επαφή μεταξύ των δύο τυλιγμάτων. Το εναλλασσόμενο ρεύμα που εφαρμόζεται στο πρωτεύον δημιουργεί μια μαγνητική ροή στον πυρήνα του μετασχηματιστή.

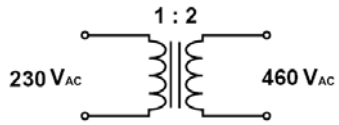
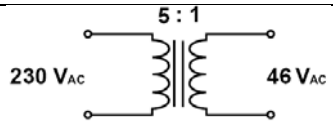
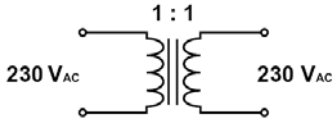
Η συνεχώς μεταβαλλόμενη ροή περνά και στο δευτερεύον, δημιουργώντας μια πτώση τάσης στους ακροδέκτες του. Η τάση αυτή εξαρτάται άμεσα από το λόγο του αριθμού των σπειρών του πρωτεύοντος προς τον αντίστοιχο αριθμό των σπειρών του δευτερεύοντος.

Αναφερόμενοι στο σχήμα 5.3, όπου ο αριθμός των σπειρών του πρωτεύοντος είναι N_1=12 και του δευτερεύοντος N_2=6, τότε αν η τάση στο πρωτεύον είναι V_1 η τάση στο δευτερεύον V_2 δίδεται από τη σχέση:

$$V_2 = \frac{N_2}{N_1} V_1$$

Άρα, εάν V_1 είναι για παράδειγμα 12V_{ac}, τότε V_2 με βάση την παραπάνω σχέση πρέπει να είναι 6 V_{ac}.

Τύποι Μετασχηματιστών

	**Μ/Τ Ανύψωσης τάσης** Δημιουργούν τάση στο δευτερεύον μεγαλύτερη αυτής του πρωτεύοντος.
	**Μ/Τ Υποβιβασμού τάσης** Δημιουργούν τάση στο δευτερεύον μικρότερη αυτής του πρωτεύοντος.
	**Μ/Τ απομόνωσης** Δημιουργούν τάση στο δευτερεύον ίση με αυτήν του πρωτεύοντος. Αυτός ο τύπος Μ/Τ χρησιμοποιείται για να απομονώνει το τροφοδοτικό από την γραμμή παροχής ac ισχύος.

Ο ιδανικός μετασχηματιστής μεταφέρει το 100% της ισχύος του στο δευτερεύον (Οι πραγματικές απώλειες είναι μικρές και τις αγνοούμε). Εάν υποθέσουμε λοιπόν ότι η συνολική ισχύς που μπαίνει στον μετασχηματιστή μεταφέρεται στην έξοδο, τότε ισχύει: $P_2 = P_1$.

Είναι γνωστό επίσης ότι η ισχύς είναι το γινόμενο της τάσης επί το ρεύμα και άρα: $V_2I_2 = V_1I_1$ και $I_1/I_2 = V_2/V_1$.

Μια γρήγορη ματιά στην παραπάνω σχέση μας λεει ότι ο λόγος των ρευμάτων είναι αντιστρόφως ανάλογος του λόγου των τάσεων. Αυτό σημαίνει ότι:

Για έναν μετασχηματιστή υποβιβασμού τάσης $I_2 > I_1$

Για έναν μετασχηματιστή ανύψωσης τάσης $I_2 < I_1$

Άρα, εάν η τάση στο δευτερεύον αυξηθεί τότε το **ρεύμα του δευτερεύοντος** θα μειωθεί. Χρησιμοποιώντας ως παράδειγμα το μετασχηματιστή του σχήματος 5.3, παρατηρήσαμε ότι η τάση που προκύπτει στο δευτερεύον, για τάση πρωτεύοντος 12 Vac, είναι 6 Vac. Ας υποθέσουμε ότι το ρεύμα του πρωτεύοντος μετρήθηκε και βρέθηκε ίσο με 1 Ampere. Γνωρίζοντας ότι ο λόγος των τάσεων στο μετασχηματιστή είναι αντιστρόφως ανάλογος αυτού των τάσεων, και εφόσον η τάση στο δευτερεύον μειώνεται κατά ½, προκύπτει από την αναλογία ότι το ρεύμα στο δευτερεύον θα αυξηθεί κατά 2, δηλαδή θα είναι 2 Amperes.

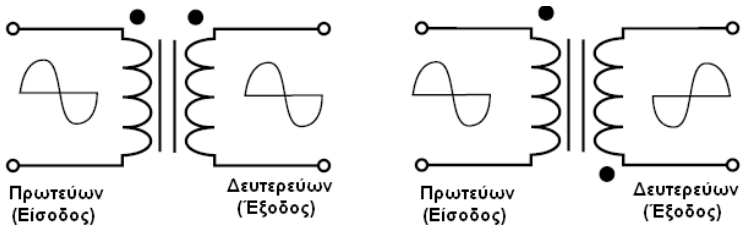
Συνοψίζοντας, με δεδομένα την τάση και το ρεύμα του πρωτεύοντος και την τάση του δευτερεύοντος, το ρεύμα στο δευτερεύον είναι ίσο με $\mathbf{I_2 = (V_1/ V_2)\ I_1}$. Με δεδομένο το λόγος των σπειρών και το ρεύμα στο πρωτεύον, το ρεύμα στο δευτερεύον είναι $\mathbf{I_2 = (N_2/ N_1)\ I_1}$.

Υπάρχουν μετασχηματιστές των οποίων η κυματομορφή εξόδου είναι σε φάση με την κυματομορφή εισόδου. Άλλων όμως οι κυματομορφές δεν είναι. Αν και για εφαρμογές όπως τα τροφοδοτικά αυτό δεν είναι τόσο σημαντικός παράγοντας, ο καθένας θα πρέπει να το γνωρίζει.

Παρατηρήστε τις έντονες κηλίδες στο καθένα από τα σχηματικά διαγράμματα του σχήματος 5.4. Οι δύο κηλίδες στο επάνω μέρος των τυλιγμάτων δείχνουν ότι πρωτεύον και δευτερεύον βρίσκονται σε φάση. Μία κηλίδα στην κορυφή και μία στο κάτω μέρος των τυλιγμάτων δείχνουν ότι υπάρχει διαφορά φάσης 180^0 μεταξύ πρωτεύοντος και δευτερεύοντος.

Τέλος να επισημάνουμε ότι, μερικοί κατασκευαστές καταχωρούν τους μετασχηματιστές τους με βάση το λόγο των σπειρών, άλλοι με βάση την τάση του δευτερεύοντος. Αν για

παράδειγμα ένας μετασχηματιστής καταχωρείται ως 24 V, αυτό σημαίνει ότι η έξοδος του δευτερεύοντος είναι 24 Vac για 230 Vac είσοδο στο πρωτεύον. Επίσης πολλοί μικροί μετασχηματιστές είναι σχεδιασμένοι να αποδίδουν στην έξοδο συγκεκριμένη τάση για συγκεκριμένο ρεύμα. Αν ο μετασχηματιστής λειτουργεί με ρεύμα μικρότερο του προβλεπόμενου, είναι σύνηθες η τάση του δευτερεύοντος να είναι υψηλότερη της ονομαστικής της τιμής. Αυτό οφείλεται στο ότι μέρος της τάσης του δευτερεύοντος εμφανίζεται ως πτώση τάσης στην αντίσταση του τυλίγματος.



Πρωτεύον και Δευτερεύον σε φάση **Πρωτεύον και Δευτερεύον 180° εκτός φάσης**

Σχήμα 5.4

5.2.2. Το κύκλωμα Ανόρθωσης

Την εναλλασσόμενη τάση που παρήγαγε το δευτερεύον του μετασχηματιστή πρέπει να την κάνουμε συνεχή (τάση μίας πολικότητας, όχι απαραίτητα σταθερής τιμής). Αυτό γίνεται με τη χρήση διόδου (απλή ανόρθωση) ή διόδων (διπλή ανόρθωση), σε κατάλληλη διάταξη. Η δίοδος λειτουργεί σαν ανοικτός ή κλειστός διακόπτης ανάλογα με τη φορά του ρεύματος που περνάει από μέσα της. Κάθε ηλεκτρική διάταξη που παρουσιάζει μικρή αντίσταση στο ηλεκτρικό ρεύμα κατά την πόλωσή της κατά μία φορά και μεγάλη κατά την πόλωσή της αντίθετα, λέγεται ανορθωτής.

Από την ανόρθωση προκύπτει μία τάση η οποία είναι μεν μίας πολικότητας αλλά όχι σταθερή. Περιέχει πλήθος από εναλλασσόμενες συνιστώσες (αρμονικές) οι οποίες έχουν συχνότητα ίση και πολλαπλάσια της συχνότητας της τάσης του δικτύου (50 Hz), αλλά με τιμές πλάτους που μικραίνουν όσο οι αρμονικές μεγαλώνουν σε συχνότητα, όπως θα αποδειχθεί. Η παραγόμενη εναλλασσόμενη τάση περιέχει μία συνεχή συνιστώσα που προσπαθούμε να την εκμεταλλευτούμε.

Υπάρχουν τρία βασικά κυκλώματα ανορθωτών:

1) Ανορθωτής Απλής Ανόρθωσης.
2) Ανορθωτής Διπλής Ανόρθωσης.
3) Ανορθωτής Γέφυρας.

Ο πλέον χρησιμοποιούμενος ανορθωτής που χρησιμοποιείται σήμερα είναι ο Ανορθωτής Γέφυρας. Ο ανορθωτής Απλής Ανόρθωσης έχει την πιο περιορισμένη χρήση στα σημερινά κυκλώματα.

5.2.3. Το κύκλωμα εξομάλυσνης

Η ύπαρξη των εναλλασσόμενων συνιστωσών (αρμονικών) που αναφέραμε, επιβάλει τη χρήση ειδικών κυκλωμάτων τα οποία είναι γνωστά σαν **κυκλώματα εξομάλυνσης ή φίλτρα**. Τα φίλτρα μειώνουν την επίδραση αυτών των αρμονικών και μετατρέπουν το κυματόρευμα σε συνεχές με μικρό μόνο ποσοστό κυμάτωσης, όπως λέγεται η μικρή περιοδική διακύμανση που απομένει στο συνεχές μετά την εξομάλυνση.

Τα πιο συνηθισμένα φίλτρα κατασκευάζονται με συνδυασμούς **πυκνωτών**, αντιστάσεων και πηνίων. Με αυτά θα ασχοληθούμε στην παράγραφο 5.5.

5.2.4. Το Κύκλωμα Σταθεροποίησης

Είναι κύκλωμα το οποίο διατηρεί σταθερή την έξοδο και μειώνει ακόμα περισσότερο την κυμάτωση στην dc τάση εξόδου του τροφοδοτικού.

Στο κεφάλαιο αυτό θα χρησιμοποιηθούν μόνο δίοδοι Zener για τη σταθεροποίηση της τάσης. Στις μέρες μας χρησιμοποιούνται πολύ πιο εξελιγμένα κυκλώματα, με τη Zener να αποτελεί πάντα το κεντρικό στοιχείο, σε μορφή ολοκληρωμένων κυκλωμάτων. Στα κυκλώματα αυτά είναι δυνατός ο έλεγχος του μέγιστου ρεύματος και η προστασία του

ολοκληρωμένου, όπως επίσης και σε κάποιες περιπτώσεις η ρύθμιση της επιθυμητής τιμής της σταθεροποιημένης τάσης εξόδου.

Παρόλα αυτά, στο κεφάλαιο αυτό, θα εξεταστεί το κύκλωμα με απλή δίοδο Zener διότι είναι το πιο απλό και κατανοητό σε πρώτη προσέγγιση και τελικά προαπαιτούμενο για την κατανόηση πιο σύνθετων κυκλωμάτων σταθεροποιητών.

5.3. Βασικές Παραδοχές και Χαρακτηριστικά

5.3.1. Χαρακτηριστικά Τροφοδοτικού

Τα σημαντικότερα χαρακτηριστικά ενός τροφοδοτικού είναι:

Η τάση εξόδου: Συνήθως η σταθερή τάση εξόδου μεταβάλλεται από 0 έως μια μέγιστη τιμή τάσης , το οποίο αποτελεί κατασκευαστικό στοιχείο του τροφοδοτικού. Π.χ. 0 έως 30 Volt.

Το ρεύμα εξόδου: Με τον όρο αυτό εννοούμε το μέγιστο ρεύμα που μπορεί να δώσει στην έξοδό του το τροφοδοτικό. Σε περίπτωση όμως εξωτερικού βραχυκυκλώματος, το ρεύμα μπορεί να ξεπεράσει την προδιαγεγραμμένη αυτή τιμή. Γι' αυτό, σε πολλά τροφοδοτικά υπάρχει σύστημα προστασίας στην έξοδο του τροφοδοτικού ώστε το ρεύμα να μην ξεπεράσει ποτέ την τιμή αυτή. Η προστασία αυτή μπορεί να δοθεί, πολύ απλά με μία ασφάλεια. Πολλά ηλεκτρονικά τροφοδοτικά έχουν πολύ πολύπλοκα συστήματα ασφαλείας τα οποία διακόπτουν την παροχή ρεύματος όταν η τιμή του υπερβεί τη μέγιστη επιτρεπόμενη τιμή και την αποκαθιστούν όταν οι συνθήκες στο φορτίο επιτρέψουν κανονική τιμή ρεύματος.

Η αντίσταση εξόδου: Η αντίσταση εξόδου ενός τροφοδοτικού πρέπει να είναι όσο το δυνατόν μικρότερη. Αν η αντίσταση εξόδου είναι μεγάλη, τότε η τάση εξόδου του τροφοδοτικού αυξομειώνεται με την αυξομείωση του φορτίου (load), το οποίο συνδέεται παράλληλα με την αντίσταση εξόδου του τροφοδοτικού και μπορεί να δημιουργήσει προβλήματα σε πολλά ηλεκτρονικά κυκλώματα. Όταν συνδέουμε νέα συσκευή στο τροφοδοτικό, τότε γίνεται αυξομείωση φορτίου. Επίσης μπορεί να γίνει όταν συνδέουμε ψηφιακά ηλεκτρονικά κυκλώματα των οποίων τα υποκυκλώματα δεν λειτουργούν όλα ταυτόχρονα.

Η κυμάτωση: Η κυμάτωση πρέπει να είναι όσο το δυνατόν μικρότερη. Σημειώνουμε ότι το κόστος του τροφοδοτικού ανεβαίνει όταν απαιτούμε πολύ μικρή κυμάτωση. Γι' αυτό η επιλογή του τροφοδοτικού εξαρτάται από την εφαρμογή. Η κυμάτωση είναι συνήθως της τάξης των μερικών mV από κορυφή σε κορυφή.

Η σταθερότητα: Με τον όρο σταθερότητα εννοούμε την ικανότητα του τροφοδοτικού να διατηρεί την τάση εξόδου σταθερή, όσο γίνεται σε αυξομειώσεις της εναλλασσόμενης τάσης εισόδου. Και πάλι το κόστος είναι ανάλογο με τη σταθερότητα του τροφοδοτικού, γι' αυτό και πρέπει να περιορίζουμε τις απαιτήσεις μας ανάλογα με την εφαρμογή. Συνήθως η σταθερότητα εκφράζεται σε μεταβολή της τάσης εξόδου σε mV για 10% μεταβολή της εναλλασσόμενης τάσης εισόδου. Πολλές φορές η σταθερότητα αναφέρεται στη θερμική σταθερότητα. Δηλαδή απαιτείται σταθερότητα στα χαρακτηριστικά του τροφοδοτικού με την αύξηση της θερμοκρασίας. Ας μην ξεχνάμε ότι η θερμοκρασία κάθε ηλεκτρονικής συσκευής αυξάνει από τις απώλειες που έχουν τα διάφορα υποστοιχεία της συσκευής. Ένα καλά σχεδιασμένο τροφοδοτικό, πρέπει πάντα να διαθέτει εσωτερικό σύστημα ψύξης (ανεμιστήρες, ψήκτρες για τις διόδους, κλπ)

Η τάσης παροχής: Είναι η τιμή της εναλλασσόμενης τάσης που εφαρμόζεται στην είσοδο του τροφοδοτικού, η οποία συνήθως είναι ίδια με της τάση παροχής του δικτύου ηλεκτρικής ενέργειας της χώρας.

Από τα παραπάνω, μπορούμε να κατατάξουμε τα τροφοδοτικά σε δύο μεγάλες κατηγορίες:

Α) Τροφοδοτικά που παρέχουν σταθερή σε τιμή τάση, ανεξάρτητα από τη μεταβολή της τάσης εισόδου του τροφοδοτικού (τάση δικτύου) και από τη μεταβολή του ρεύματος (ρεύμα φορτίου) που καταναλώνει η τροφοδοτούμενη συσκευή.

Β) Τροφοδοτικά που η τάση εξόδου τους μεταβάλλεται ανάλογα με την τάση εισόδου τους, ή ανάλογα της μεταβολής του ρεύματος που καταναλώνει η συσκευή που τροφοδοτείται.

5.3.2. Παραδοχές για τη δίοδο

Όπως γνωρίζουμε, οι δίοδοι παρουσιάζουν μικρή αντίσταση στην ορθή πόλωση και πολύ μεγάλη στην ανάστροφη. Η ιδιότητα αυτή των διόδων επιτρέπει να χρησιμοποιούνται στις ανορθωτικές διατάξεις.

Για την απλούστερη μελέτη της ανόρθωσης, στις περισσότερες περιπτώσεις, γίνονται οι ακόλουθες παραδοχές :

Η τάση αγωγής της κρυσταλλοδιόδου (V_T =0.7 για τη δίοδο Si, είναι η τάση στην οποία η δίοδος αρχίζει να άγει – επιτρέπει τη διέλευση ρεύματος – κλειστός διακόπτης), όταν δεν αναφέρεται θεωρείται μηδενική.

Το ρεύμα ανάστροφης πόλωσης (το ρεύμα όταν η δίοδος είναι ανάστροφα πολωμένη, για τιμές $V<V_T$) είναι αμελητέο, της τάξεως των μA. Επομένως θεωρούμε ότι όταν η τάση στα άκρα της διόδου είναι αρνητική τότε η δίοδος δεν άγει (ανοικτός διακόπτης).

Η ωμική αντίσταση R του φορτίου του κυκλώματος είναι πολύ μεγαλύτερη από την ρ. Άρα η αντίσταση της διόδου ρ, συνήθως αμελείται.

5.3.3. Ποσοτική Περιγραφή Εναλλασσόμενης Τάσης

Οι τάσεις και τα ρεύματα τα οποία θα ανορθωθούν είναι καθαρά ημίτονα της μορφής $U = U_0 \cdot \eta\mu(\omega \cdot t)$ όπου U είναι η στιγμιαία τιμή και U_0 το πλάτος της κυματομορφής (μέγιστη τιμή). Τα αντίστοιχα θα ισχύουν και για το ρεύμα που θα είναι της μορφής $I = I_0 \eta\mu(\omega \cdot t)$ όπου I είναι η στιγμιαία τιμή και I_0 το πλάτος (μέγιστη τιμή).

Για να έχουμε μια ποσοτική περιγραφή της εναλλασσόμενης τάσης, ορίζουμε τα μεγέθη που θα μας χρειαστούν στη συνέχεια

Ενεργός τιμή

$$U_{rms} = \sqrt{\frac{1}{T} \cdot \int_0^T U^2(t)dt} \qquad 5.1$$

όπου U(t) η στιγμιαία τιμή και T η περίοδος

Τιμή από κορυφή σε κορυφή (pick-to-pick)

$$U_{P-P} = \left|U_{MAX}(t) - U_{MIN}(t)\right| \qquad 5.2$$

Μέση ανορθωμένη τιμή ή Μέση τιμή

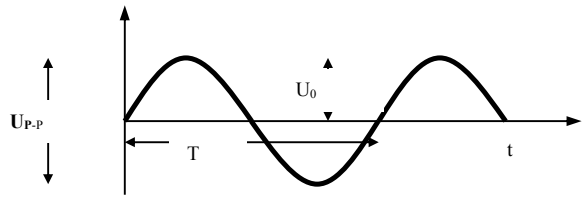
$$U_{DC} = \frac{1}{T} \cdot \int_0^T \left|U(t)dt\right| \qquad 5.3$$

Η σχέση (5.1) που δίνει την ενεργό τιμή ενός σήματος, για τάση ημιτονοειδούς κυματομορφής γίνεται

$$U_{rms} = \frac{U_0}{\sqrt{2}} \qquad 5.4$$

ενώ για τάση πριονωτής κυματομορφής με τιμή από κορυφή σε κορυφή U_{pp}, η ενεργός τιμή από τη σχέση (5.1) είναι:

$$U_{rms} = \frac{U_{pp}}{2 \times \sqrt{3}} \qquad 5.5$$



Σχήμα 5.5. Ποσοτική περιγραφή εναλλασσόμενης τάσης.

5.3.4. Χαρακτηριστικά Διόδων

Μέγιστο Συνεχές Ρεύμα

Είναι ένα από τα χαρακτηριστικά που προδιαγράφουν μια δίοδο και αναφέρεται από τους κατασκευαστές σαν μέγιστη επιτρεπόμενη μέση τιμή ρεύματος.

Μέγιστη Ανάστροφη Τάση

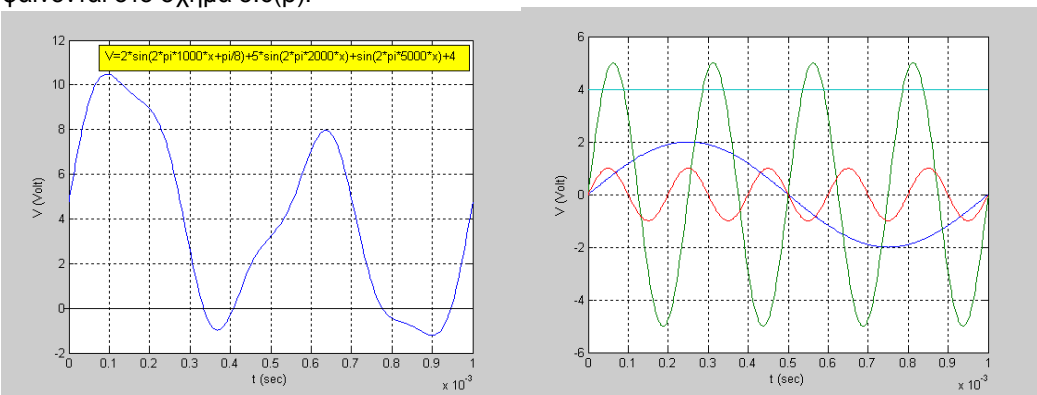
Ως μέγιστη ανάστροφη τάση (PIV=Peak Inverse Voltage) ορίζεται η μέγιστη τάση που εφαρμόζεται στα άκρα της διόδου όταν αυτή δεν άγει.

Η μέγιστη ανάστροφη τάση που μπορεί να εφαρμοστεί σε μία δίοδο χωρίς να υπάρχει κίνδυνος καταστροφής της είναι ένα από τα κύρια λειτουργικά χαρακτηριστικά της διόδου και δίνεται από τον κατασκευαστή. Πρέπει επίσης να δίνεται και η μέγιστη τιμή του συνεχούς ρεύματος $I_{DC,max}$, το οποίο επιτρέπεται να περάσει από τη δίοδο.

Στην περίπτωση του κυκλώματος του σχήματος η μέγιστη ανάστροφη τάση της διόδου, θα είναι U_0.

5.3.5. Μετασχηματισμός Fourier

Όπως θα αποδείξουμε στη συνέχεια, σπάνια «βλέπουμε» ένα αμιγές ημιτονοειδές σήμα. Συνήθως, η απόκριση ενός σήματος στο πεδίο του χρόνου δεν είναι ημιτονοειδής, είναι όπως η απόκριση του σήματος του σχήματος 5.6(α). Ο **διακριτός μετασχηματισμός Fourier** έχει αποδείξει ότι **οποιοδήποτε σήμα, περιοδικό ή μη**, όπως αυτό του σχήματος 5.6(α), **μπορεί να αναπαρασταθεί τέλεια από ένα άθροισμα πεπερασμένων ημιτονικών σημάτων**. Δεχόμαστε λοιπόν ότι ένα σήμα αποτελείται από ένα ή περισσότερα ημίτονα συγκεκριμένου πλάτους και συχνότητας, τα οποία (επιμέρους ημίτονα) ας τα καλούμε **συνιστώσες** όπως φαίνονται στο σχήμα 5.6(β).



Σχήμα 5.6. (α) Ένα τυχαίο σήμα. (β)Τέσσερα διαφορετικά σήματα συναρτήσει του χρόνου, (απόκριση χρόνου) στο ίδιο διάγραμμα. Τα σήματα αυτά είναι: $V_1 = 2 \times \sin(2\pi 1000t)$, $V_2 = 5\sin(2\pi 4000t)$, $V_3 = \sin(2\pi 5000t)$, $V_4 = 4$. Η σύνθεση αυτών των σημάτων δημιουργεί το σήμα του σχήματος 5.6(α).

Ένα δεύτερο παράδειγμα που θα φανεί χρήσιμο στη συνέχεια είναι το ημιανορθωμένο σήμα. Αυτό το σήμα είναι συνεχές (αφού έχει μόνο μία πολικότητα – δεν υπάρχει κάτω από τον άξονα των χρόνων), όμως έχει πολύ μεγάλη κυμάτωση, δηλαδή περιέχει και AC συνιστώσες όπως αποδεικνύεται από το μετασχηματισμό Fourier:

$$V = V_o\left(\frac{1}{\pi} + \frac{1}{2}\eta\mu\omega t - \frac{2}{3\pi}\sigma\upsilon\nu 2\omega t - \frac{2}{15\pi}\sigma\upsilon\nu 4\omega t - \frac{2}{35\pi}\sigma\upsilon\nu 6\omega t - \ldots\right)$$

όπου V_0 το πλάτος του αρχικού ημιτόνου. Παρατηρούμε ότι το συνεχές σήμα έχει τιμή:

$$V_{DC} = \frac{V_o}{\pi}$$

Ενώ το εναλλασσόμενο έχει πολλές τιμές – αποτελείται από πολλές συχνότητες (άπειρες για την ακρίβεια:

$$V_{AC} = V_o\left(\frac{1}{2}\eta\mu\omega t - \frac{2}{3\pi}\sigma\upsilon\nu 2\omega t - \frac{2}{15\pi}\sigma\upsilon\nu 4\omega t - \frac{2}{35\pi}\sigma\upsilon\nu 6\omega t - \ldots\right)\ldots$$

Για την κυμάτωση, δηλαδή για το AC ή αλλιώς για τις αρμονικές, παρατηρούμε ότι ο πρώτος όρος είναι ο επικρατέστερος με συχνότητα ω και πλάτος $V_0/2$.

Ένα τρίτο παράδειγμα είναι το σήμα της πλήρους ανόρθωσης που θα κατανοήσουμε πως παράγεται από την παράγραφο 5.4. Ο μετασχηματισμός Fourier δείχνει ότι αυτό αποτελείται από ένα DC σήμα και άπειρα AC σήματα. Όμως, είναι DC, αφού δεν αλλάζει πολικότητα, αλλά έχει έντονη παρουσία αρμονικών (με επικρατέστερη την πρώτη, συχνότητας 2ω).

$$V = V_0\left(\frac{2}{\pi} - \frac{4}{3\pi}\text{συν}2\omega t - \frac{4}{15\pi}\text{συν}4\omega t - \frac{4}{35\pi}\text{συν}6\omega t - .....\right)$$

$$V_{DC} = \frac{2 \times V_0}{\pi} \quad \text{και} \quad V_{AC\text{-επικρατέστερο}} = \frac{4}{3\pi}\text{συν}2\omega t$$

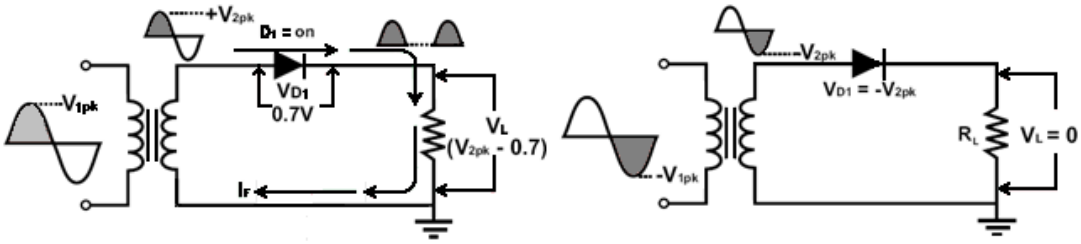
5.4. Ανορθωτικές Διατάξεις

5.4.1. Απλή Ανόρθωση

Ο απλούστερος τρόπος για να ανορθώσουμε ένα εναλλασσόμενο ρεύμα, αποκόπτοντας είτε την αρνητική – είτε την θετική ημιπερίοδό του, είναι να παρεμβάλλουμε μία δίοδο στο κύκλωμα που τροφοδοτείται από πηγή εναλλασσόμενης τάσης όπως φαίνεται στο σχήμα 5.5.

Βασική λειτουργία Ανορθωτή Θετικής Ημιπεριόδου

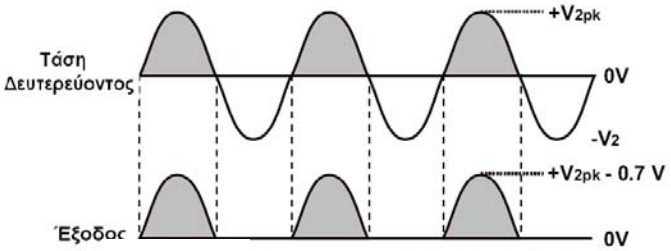
Η τάση παρέχεται από το δευτερεύον ενός μετασχηματιστή ώστε να μπορεί, με κατάλληλη επιλογή του λόγου των σπείρων, να πάρει οποιαδήποτε τιμή επιθυμούμε. Η δίοδος έχει εσωτερική αντίσταση ρ και το φορτίο, το οποίο τροφοδοτείται με το ανορθωμένο ρεύμα, έχει αντίσταση R_L. Η τάση της πηγής έχει στιγμιαία τιμή $U = U_{2pk}\,\eta\mu\omega t$.



Σχήμα 5.7. Κύκλωμα απλής ανόρθωσης, (α) κατά τη θετική ημιπερίοδο και (β) κατά την αρνητική ημιπερίοδο.

Κατά τη θετική ημιπερίοδο της τάσης εισόδου του κυκλώματος, η δίοδος D_1 είναι ορθά πολωμένη και επιτρέπει τη διέλευση του ρεύματος δια μέσου του φορτίου. Το ρεύμα i παίρνει μόνο θετικές τιμές, δηλαδή υπάρχει στη μία μόνο ημιπερίοδο όπως φαίνεται στο σχήμα 5.7(α), που δείχνει την τάση στα άκρα της αντίστασης φορτίου και είναι ίση με $V_L = i.R_L$ ή $V_L = V_{2pk}$-0.7 V, εάν η δίοδος είναι πυριτίου (Si).

Κατά τη αρνητική ημιπερίοδο της τάσης εισόδου του κυκλώματος, η δίοδος D_1 είναι ανάστροφα πολωμένη και δεν επιτρέπει ροή ρεύματος δια μέσου του φορτίου, Σχήμα 5.7(β). Η τάση στα άκρα του φορτίου είναι σχεδόν μηδέν και η τάση στα άκρα της διόδου είναι $V_{D1} = -V_{2pk}$.



Σχήμα 5.8. Κυματομορφές Εισόδου - Εξόδου

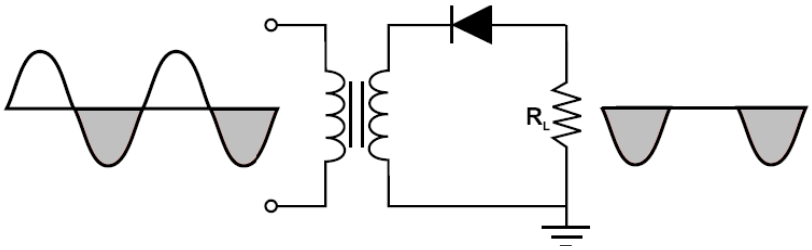
Οι κυματομορφές εισόδου – εξόδου όπως περιγράφονται στις δυο προηγούμενες παραγράφους απεικονίζονται στο σχήμα 5.8.

Βασική λειτουργία Ανορθωτή Αρνητικής Ημιπεριόδου

Στο σχήμα 5.9 η δίοδος έχει τοποθετηθεί με διαφορετική φορά απ' ότι στο σχήμα 5.7. Έτσι κατά την θετική ημιπερίοδο είναι ανάστροφα πολωμένη και είναι ορθά πολωμένη κατά την αρνητική ημιπερίοδο. Έτσι στην έξοδο του κυκλώματος εμφανίζεται μόνο η αρνητική ημιπερίοδος. Η αρχή λειτουργίας είναι η ίδια όπως στο προηγούμενο κύκλωμα, μόνο που εδώ έχει αναστραφεί η έξοδος.
Η κατεύθυνση της διόδου καθορίζει το αν η έξοδος του κυκλώματος του ανορθωτή θα είναι θετική ή αρνητική. Για εύκολη αναγνώριση των κυκλωμάτων οι ακόλουθες δυο προτάσεις πάντοτε:

1) Όταν **η δίοδος είναι στραμμένη προς το φορτίο**, η έξοδος του ανορθωτή είναι **θετική**.

2) Όταν **η δίοδος είναι στραμμένη προς τον μετασχηματιστή,** η έξοδος του ανορθωτή είναι **αρνητική**.



Σχήμα 5.9. Ανορθωτής αρνητικής ημιπεριόδου.

Εάν τώρα αναλύσουμε την κυματομορφή της εξόδου (Σχήμα 5.10), η μέση τιμή του ρεύματος ή της τάσης είναι η συνεχής τάση που περιέχει η κυματομορφή αυτή (U_{DC}) και βρίσκεται αν τραβήξουμε την οριζόντια γραμμή που χωρίζει την κυματομορφή κατά τέτοιο τρόπο, ώστε η πάνω επιφάνεια που σημειώνεται με την διαγράμμιση να είναι ίση με την κάτω διαγραμμισμένη επιφάνεια. Η καμπύλη της στιγμιαίας τιμής της τάσης στα άκρα της αντίστασης R_L είναι όμοια σε μορφή με την καμπύλη του ρεύματος i και, αν αμελήσουμε την εσωτερική αντίσταση της διόδου, έχει μέγιστη τιμή ίση με τη μέγιστη τιμή της εναλλασσόμενης τάσης της πηγής. Αναλύοντας την κυματομορφή αυτή της τάσης στο φορτίο, σε σειρά Fourier παίρνουμε για τη στιγμιαία τιμή:

$$u = U_m\left(\frac{1}{\pi} + \frac{1}{2}\eta\mu\omega t - \frac{2}{3\pi}\sigma\upsilon\nu 2\omega t - \frac{2}{15\pi}\sigma\upsilon\nu 4\omega t - \frac{2}{35\pi}\sigma\upsilon\nu 6\omega t - .....\right)$$

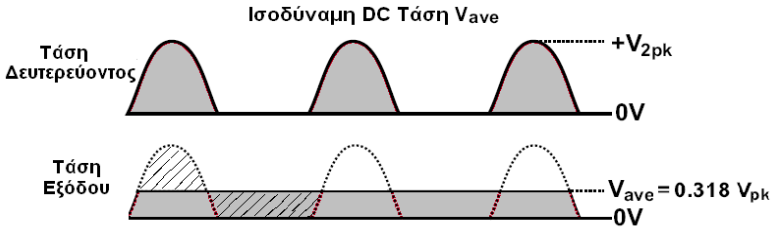
Όπου από το σχήμα 5.7 $U_m = +V_{2pk}$
Παρατηρούμε ότι ο όρος της συνεχούς συνιστώσας είναι:

$$U_{DC} = U_m \times \frac{1}{\pi} \qquad 5.6$$

και ότι η θεμελιώδης έχει συχνότητα τη συχνότητα ω του δικτύου και ενδεικνύμενη τιμή:

$$U_1 = \frac{U_m}{\sqrt{2}} \times \frac{1}{2} \qquad 5.7$$

οι δε υπόλοιπες αρμονικές είναι άρτιες και έχουν φθίνουσα τιμή.



Σχήμα 5.10.

Υπολογισμός Τάσης και Ρεύματος Φορτίου

Η μέγιστη τιμή της τάσης φορτίου $V_{L(pk)}$ είναι: $V_{L(pk)} = V_{2pk} - V_F$ ή $V_{L(pk)} = V_m - 0.7\ V$
Όπου V_F είναι η τάση ορθής πόλωσης της διόδου πυριτίου (Si).

Η μέγιστη τιμή της τάσης του δευτερεύοντος του μετασχηματιστή είναι: $V_{2pk} = \frac{N_2}{N_1} V_{1pk}$

Όπου N_2/N_1 είναι ο λόγος των σπειρών του Μ/Τ και V_{1pk} η μέγιστη τιμή της τάσης στο πρωτεύον του Μ/Τ.
Σημειώνετε ότι στην πιο πάνω σχέση θεωρούμε ότι η είσοδος στο πρωτεύον δίδεται ως μέγιστη τιμή. Συχνά οι τιμές των τάσεων των πηγών δίδονται ως rms τιμές. Όταν υπάρχει αυτή η περίπτωση, τότε χρησιμοποιείτε η πιο κάτω σχέση για να τις μετατρέψει σε μέγιστες τιμές: $V_{(pk)} = V_{rms} / 0.707$
Από τη στιγμή που ορίζετε η μέγιστη τάση φορτίου, η μέγιστη τιμή του ρεύματος φορτίου θα είναι:

$$I_{L(pk)} = V_{L(pk)} / R_L$$

Μέση Τιμή Τάσης και Ρεύματος Φορτίου

Η μέση τιμή της τάσης φορτίου V_{ave} είναι αυτή που θα πάρουμε εάν συνδέσουμε ένα dc βολτόμετρο στην έξοδο του ανορθωτή (βλέπε κυματομορφή του σχήματος 5.9). Το όργανο καταγράφει και παρουσιάζει τη μέση τιμή των θετικών ημιπεριόδων της εξόδου. Οι σχέσεις που υπολογίζει το V_{ave} είναι:

$$V_{ave} = V_{L(pk)}/\pi \quad \text{ή} \quad V_{ave} = 0.318V_{L(pk)}$$

Η μέση αυτή τιμή, είναι η ισοδύναμη dc τάση στην έξοδο του ημιανορθωτή. Συγκρίνοντας την με την αντίστοιχη τιμή που προκύπτει από τη σειρά Fourier έχουμε ακριβώς το ίδιο αποτέλεσμα $U_{DC} = U_m \times \frac{1}{\pi}$.

<u>ΣΗΜΕΙΩΣΗ:</u>
(1) Η σχέση αυτή ισχύει μόνο για κύκλωμα απλής ανόρθωσης.
(2) Σε πολλές περιπτώσεις για την διευκόλυνση των πράξεων αγνοούμε την τάση ορθής πόλωσης της διόδου, δηλ. τα 0.7V

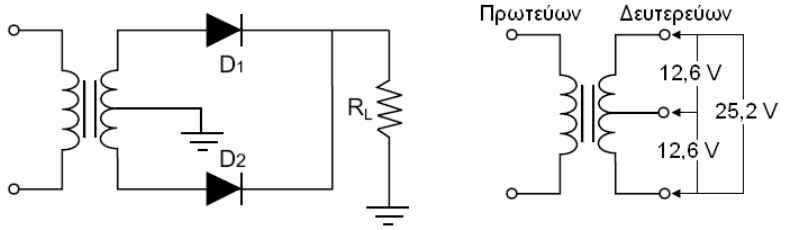
Με τον ίδιο ακριβώς τρόπο, που μετατρέψαμε την μέγιστη τιμή της τάσης σε μέση τιμή, μπορούμε να μετατρέψουμε και το αντίστοιχο ρεύμα. Έτσι η μέση τιμή του ρεύματος φορτίου ή το ισοδύναμο dc ρεύμα μπορεί να υπολογιστεί με δύο τρόπους:
1. Χρησιμοποιώντας το νόμο του Ohm: $I_{ave} = V_{ave} / R_L$
2. Μετατρέποντας το I_{pk} σε I_{ave}, χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις: $I_{ave} = I_{pk}/\pi$ και $I_{ave} = 0.318 \times I_{pk}$

Μέγιστη Ανάστροφη Τάση (PIV)

Η μέγιστη τιμή της ανάστροφης τάσης πόλωσης που θα δεχθεί μια δίοδος συμβολίζεται με PIV, από τα αρχικά των λέξεων **Peak Inverse Voltage** ή PIV. Για την ημιανόρθωση, η τιμή της είναι: $PIV = V_{2(pk)}$
Η εξίσωση αυτή σχετίζεται άμεσα με το γεγονός ότι, κατά την ανάστροφη πόλωση της διόδου, δεν υπάρχει τάση στα άκρα του φορτίου. Έτσι όλη η τάση του δευτερεύοντος (V_{2pk}) παρουσιάζεται στα άκρα της διόδου.

5.4.2. Διπλή Ανόρθωση

Είναι δυνατόν χρησιμοποιώντας δύο πηγές τάσης ΕΡ και δύο διόδους να πάρουμε, με κατάλληλο κύκλωμα, και τα δύο ημικύματα ανορθωμένα όταν οι πηγές έχουν διαφορά φάσης 180^0, όπως φαίνεται στο σχήμα 5.11(α). Τότε η ανόρθωση λέγεται διπλή και από τη νέα κυματομορφή που προκύπτει παίρνουμε τη διπλάσια συνεχή τάση από εκείνη της απλής ανόρθωσης.



Σχήμα 5.11 (α) Κύκλωμα πλήρους ανόρθωσης (β) με μετασχηματιστή μεσαίας λήψης.

Ο μετασχηματιστής που χρησιμοποιείται (Σχήμα 5.11(β)), είναι μεσαίας λήψης σε ότι αφορά το δευτερεύον. Τα δύο όμοια τυλίγματά του συνδέονται μεταξύ τους και μια ξεχωριστή λήψη συνδέεται και αυτή στο κοινό σημείο. Η τάση από την μεσαία λήψη προς οποιοδήποτε άκρο του τυλίγματος του δευτερεύοντος θα είναι ίση με το μισό της τάσης που μετράμε από το ένα άκρο μέχρι το άλλο. Σε ότι αφορά την πολικότητα των τάσεων, με αναφορά την κεντρική λήψη, θα έχουν μεταξύ τους διαφορά φάσης 180^0. Έτσι στο δευτερεύον προκύπτουν δύο ίσες τάσεις που είναι: $u_1 = \frac{V_{2(pk)}}{2}\eta\mu\omega t = U_m\eta\mu\omega t$ και $u_2 = -\frac{V_{2(pk)}}{2}\eta\mu\omega t = -U_m\eta\mu\omega t$.

Κατά τη θετική ημιπερίοδο η δίοδος D_1 θα είναι ορθά πολωμένη και η δίοδος D_2 ανάστροφα.
Το ρεύμα θα περνά μέσα από το φορτίο και η τάση στο σημείο Α θα είναι ίση με την μισή του δευτερεύοντος, όταν αυτή μετριέται με αναφορά τη μεσαία λήψη. Εάν λάβουμε υπ' όψη και την πτώση τάσης στα άκρα της διόδου (0.7 V) η τάση στα άκρα του φορτίου θα είναι u_1-0.7V.
Κατά την αρνητική ημιπερίοδο η δίοδος D_1 θα είναι ανάστροφα πολωμένη και η δίοδος D_2 ορθά. Το ρεύμα θα περνά μέσα από το φορτίο με την ίδια φορά όπως προηγουμένως έστω και αν η πολικότητα της τάσης έχει αλλάξει. Αυτό σημαίνει ότι άλλη μια θετική ημιπερίοδος θα εμφανιστεί στα άκρα του φορτίου (Κυματομορφή Εξόδου) με τάση u_2-0.7V.

Το φορτίο R_L τροφοδοτείται λοιπόν από δύο μεριές, από τη δίοδο D_1 κατά την πρώτη ημιπερίοδο και από τη δίοδο D_2 κατά τη δεύτερη ημιπερίοδο και δίνει μία τάση υ διπλής ανόρθωσης πού αναλύεται σε σειρά κατά Fourier.

$$u = U_m\left(\frac{2}{\pi} - \frac{4}{3\pi}\sigma\upsilon\nu 2\omega t - \frac{4}{15\pi}\sigma\upsilon\nu 4\omega t - \frac{4}{35\pi}\sigma\upsilon\nu 6\omega t - .....\right)$$

Όπου από το σχήμα 5.7 $U_m = V_{2pk}/2$
Παρατηρούμε ότι ο όρος της συνεχούς συνιστώσας είναι:

$$U_{DC} = U_m \times \frac{2}{\pi} \qquad \textbf{5.8}$$

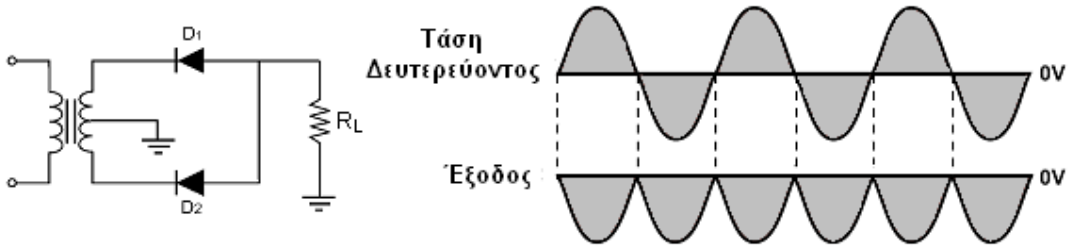
Η συνιστώσα με τη συχνότητα του δικτύου λείπει τελείως και οι υπόλοιπες άρτιες αρμονικές υπάρχουν με διπλάσιο πλάτος και αυτές από εκείνες της απλής ανόρθωσης. Η σημαντικότερη αρμονική είναι η δεύτερη με συχνότητα 2ω και ενδεικνύμενη τιμή:

$$U_1 = \frac{U_m}{\sqrt{2}} \times \frac{4}{3\pi} \qquad \textbf{5.9}$$

οι υπόλοιπες αρμονικές είναι άρτιες και έχουν φθίνουσα τιμή.

Αρνητικός Ανορθωτής Πλήρους Ανόρθωσης.

Εάν αλλάξουμε τη φορά των διόδων του ανορθωτή του σχήματος 5.11(α), παίρνουμε μια αρνητική έξοδο στα άκρα του φορτίου όπως φαίνεται στο σχήμα 5.12. Οι δίοδοι κατά την θετική ημιπερίοδο είναι ανάστροφα πολωμένες και η κυματομορφή της εξόδου είναι αρνητική.

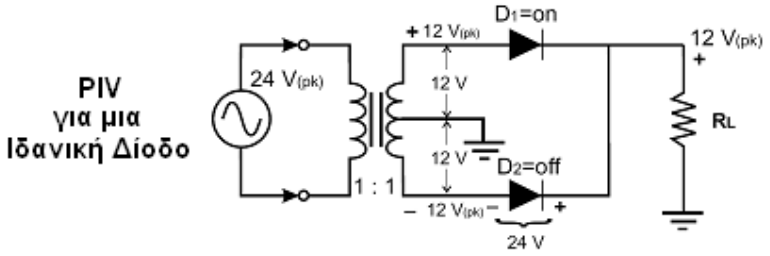


Σχήμα 5.12. Αρνητικός Ανορθωτής Πλήρους Ανόρθωσης.

Μέγιστη Ανάστροφη Τάση (PIV)

Σε έναν πλήρη ανορθωτή, όταν μια από τις διόδους είναι ανάστροφα πολωμένη (βλέπε σχήμα 5.13) τότε η τάση στα άκρα της θα είναι περίπου ίση με το άθροισμα των τάσεων των δύο δευτερευόντων τυλιγμάτων. Έτσι στο κύκλωμα του σχήματος, η τάση του πρωτεύοντος που είναι ίση με $24V_{pk}$, δημιουργεί τάσεις $+12V_{pk}$ and $-12V_{pk}$ στα άκρα του δευτερεύοντος - όταν μετρηθεί από το ένα άκρο μέχρι το άλλο - και με αναφορά τη μεσαία λήψη. Δηλαδή η συνολική τάση του δευτερεύοντος $V_{2(pk)}$, είναι η διαφορά μεταξύ των δύο αυτών τάσεων, δηλαδή ίση με $V_{2(pk)}$.

Με τις πολικότητες όπως στο σχήμα, η D_1 άγει και η D_2 είναι ανάστροφα πολωμένη. Εάν υποθέσουμε ότι η D_1 είναι ιδανική, η τάση στα άκρα της θα είναι με 0V και η κάθοδός της θα βρίσκεται και αυτή σε δυναμικό +12 V. Από τη στιγμή που το σημείο αυτό είναι συνδεδεμένο κατευθείαν στην κάθοδο της D_2, τότε και η κάθοδος αυτής της διόδου θα βρίσκεται επίσης στα +12V. Με τάση –12V στην άνοδό της, η D_2 θα παρουσιάζει μια συνολική διαφορά τάσης στα άκρα της ίση με 24V.



Σχήμα 5.13. Μέγιστη Ανάστροφη τάση στη Διπλή Ανόρθωση.

Συνοψίζοντας, η μέγιστη τάση φορτίου σε έναν πλήρη ανορθωτή είναι ίση με το μισό της τάσης του δευτερεύοντος, V_2. Άρα, η ανάστροφη τάση στα άκρα οιασδήποτε διόδου στο πιο πάνω κύκλωμα, θα είναι διπλάσια της μέγιστης τάσης φορτίου. Εάν λάβουμε υπόψη την πραγματική δίοδο με πτώση τάσης 0.7V, όταν αυτή άγει, τότε:

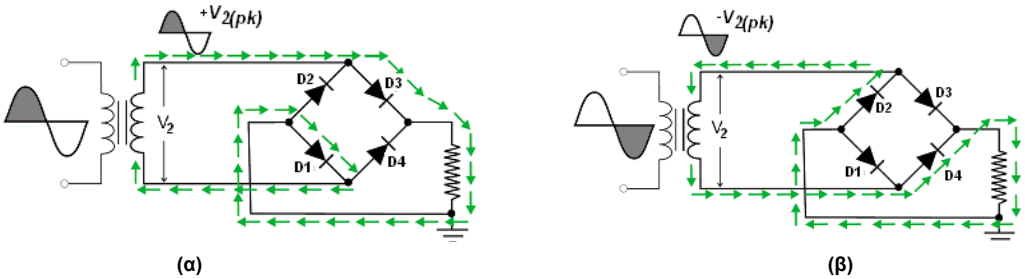
$$\mathbf{PIV = V_{2(pk)} - 0.7\ V}$$

Ανορθωτής Διπλής Ανόρθωσης σε Κύκλωμα Γέφυρας

Διπλή ανόρθωση μπορούμε να κάνουμε και με μία μόνο πηγή ή μία μόνο περιέλιξη στο δευτερεύον του μετασχηματιστή, αρκεί να χρησιμοποιήσουμε τέσσερις αντί δύο διόδους, συνδεδεμένες σε γέφυρα όπως στο σχήμα 5.14(α). Ας σημειωθεί ότι στο εμπόριο υπάρχει η γέφυρα αυτή με τις τέσσερις διόδους ολοκληρωμένη σε ένα συμπαγές στοιχείο.

Το κύκλωμα του σχήματος είναι το πλέον διαδεδομένο κύκλωμα ανορθωτή για δύο λόγους:

- Δεν απαιτείται μετασχηματιστής μεσαίας λήψης.
- Παράγει περίπου τη διπλάσια τάση εξόδου σε σχέση με το προηγούμενο κύκλωμα, χρησιμοποιώντας την ίδια τάση δευτερεύοντος.



Σχήμα 5.14. Ανορθωτής Γέφυρας (α) Θετική ημιπερίοδος, (β) Αρνητική ημιπερίοδος.

Βασική Λειτουργία

Κατά τη θετική ημιπερίοδο (σχήμα 5.14(α)), οι δίοδοι D_3 και D_1 είναι ορθά πολωμένες. Την ίδια χρονική περίοδο οι D_2 και D_4 είναι πολωμένες ανάστροφα. Παρατηρήστε την φορά του ρεύματος μέσα από το φορτίο.

Στην αρνητική ημιπερίοδο (σχήμα 5.14(β)), οι δίοδοι D_2 και D_4 είναι ορθά πολωμένες. Την ίδια χρονική περίοδο οι D_1 και D_3 είναι πολωμένες ανάστροφα.

Παρατηρώντας τη φορά του ρεύματος ξανά, διαπιστώνετε ότι αυτή δεν έχει αλλάξει παρά την αλλαγή πολικότητας της τάσης.

Τέλος θα πρέπει να ληφθεί υπόψη ότι σε κάθε ημιπερίοδο, το ρεύμα περνά μέσα από δύο διόδους. Αυτό πρακτικά σημαίνει, ότι για τον υπολογισμό της μέγιστης τάσης φορτίου θα πρέπει να συνυπολογισθεί και η πτώση τάσης στα άκρα των διόδων. Άρα :

$$V_{L(pk)} = V_{2\,p(k)} - 1.4\ V$$

<u>ΣΗΜΕΙΩΣΗ</u>

Είναι εύκολο να θυμάται κανείς πως οι τέσσερεις δίοδοι τοποθετούνται στο κύκλωμα του ανορθωτή γέφυρας.

1. ***Όλες οι δίοδοι δείχνουν προς το φορτίο.***
2. ***Η γωνία απέναντι από το φορτίο είναι γειωμένη.***
3. ***Το ac εφαρμόζεται στις δύο άλλες γωνίες – κορυφές – της γέφυρας.***

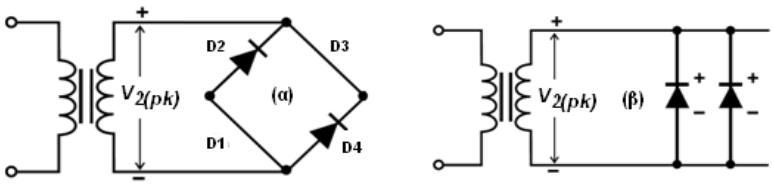
Μέγιστη Ανάστροφη Τάση (PIV)

Για να γίνει καλύτερα αντιληπτή η μέγιστη ανάστροφη τάση στα άκρα της κάθε διόδου στο κύκλωμα γέφυρας, λαμβάνονται υπ' όψη τα κυκλώματα του σχήματος 5.15 (α) και (β). Οι δίοδοι θεωρούνται ιδανικές.

Στο απλοποιημένο κύκλωμα 5.15(α) παρουσιάζεται η κατάσταση του κυκλώματος 5.14(α) κατά την θετική ημιπερίοδο. Το φορτίο και η γείωση παραλείπονται διότι ενδιαφέρον έχουν, στην προκειμένη περίπτωση, οι δίοδοι και η κατάσταση στην οποία βρίσκονται. Θεωρώντας τις διόδους ιδανικές το κύκλωμα διαμορφώνεται ως εξής:

Οι δίοδοι D_1 και D_3 είναι ορθά πολωμένες, λειτουργούν ως κλειστοί διακόπτες - άρα ως βραχυκυκλώματα - και αντικαθίστανται από απλά καλώδια.

Οι δίοδοι D_2 και D_4 είναι ανάστροφα πολωμένες και λειτουργούν ως ανοικτοί διακόπτες.



Σχήμα 5.15. (α) Απλοποιημένο Κύκλωμα. D3 και D1 ορθά πολωμένες. (β) Ισοδύναμο Κύκλωμα του απλοποιημένου.

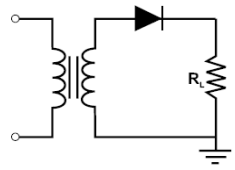
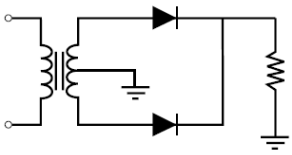
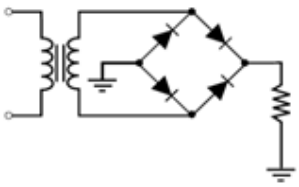
Το κύκλωμα 5.15(β) είναι το ισοδύναμο του 5.15(α) ξανασχεδιασμένο. Στο κύκλωμα αυτό φαίνεται ότι οι δίοδοι είναι :

1. *Ανάστροφα πολωμένες.*
2. *Παράλληλα συνδεδεμένες.*
3. *Κατευθείαν συνδεδεμένες στο δευτερεύον του μετασχηματιστή.*

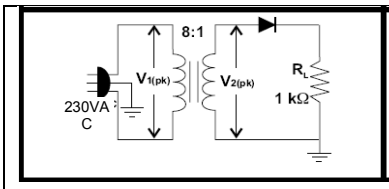
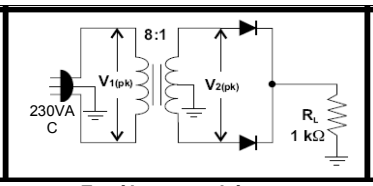
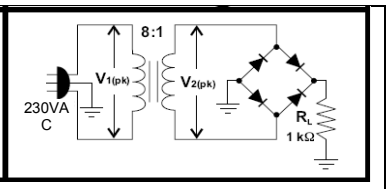
Συνεπώς :

1. PIV = $V_{2(pk)}$ όταν οι δίοδοι θεωρούνται ιδανικές.
2. PIV = $V_{2(pk)}$ - 0.7V κανονικές δίοδοι.

5.4.3. Ανακεφαλαίωση Ανορθωτών

	Ημιανορθωτής	**Πλήρης Ανορθωτής**	**Ανορθωτής Γέφυρας**
Κυκλωματικό Διάγραμμα			
Κυματομορφή Εξόδου			
Μέγιστη Τάση Φορτίου $V_{L(pk)}$	**$V_{2(pk)}$ - 0.7V**	**[($V_{2(pk)}$) /2] - 0.7V**	**$V_{2(pk)}$ - 1.4V**
DC Τάση Φορτίου, V_{ave}	**$V_{L(pk)}/\pi$ ή 0.318 $V_{L(pk)}$**	**$2V_{L(pk)}/\pi$ ή 0.636 $V_{L(pk)}$**	**$2V_{L(pk)}/\pi$ ή 0.636 $V_{L(pk)}$**
DC Ρεύμα Φορτίου, I_{ave}	**V_{ave}/R_L**	**V_{ave}/R_L**	**V_{ave}/R_L**
PIV	**$V_{2(pk)}$**	**$V_{2(pk)}$ - 0.7V**	**$V_{2(pk)}$ - 0.7V**
Συχνότητα	**$f_{out} = f_{in}$ = 50 Hz**	**$f_{out} = 2f_{in}$ = 100 Hz**	**$f_{out} = 2f_{in}$ = 100 Hz**

Παράδειγμα Υπολογισμού Ανορθωτών

Ημιανορθωτής	**Πλήρης Ανορθωτής**	**Ανορθωτής Γέφυρας**
		
Για όλα τα κυκλώματα **$V_{1(pk)}$= 230V/0.707 = 325,32 V_P** **$V_{2(pk)}$= (N2 / N1) $V_{1(pk)}$= 325,32 /8 = 40,66 V_{pk}**		
$V_{L(pk)}$: $V_{2(pk)}$ - 0.7V ≈ 40V_{pk}	**$V_{L(pk)}$: ($V_{2(pk)}$) /2 - 0.7V ≈ 19,62 V_{pk}**	**$V_{L(pk)}$: $V_{2(pk)}$ - 1.4V ≈ 39,26 V_{pk}**
V_{ave} ή V_{DC}: $V_{L(pk)}$.(0.318)=12,72V	**V_{ave} ή V_{DC}: $V_{L(pk)}$.(0.636)=12,48V**	**V_{ave} ή V_{DC}: $V_{L(pk)}$.(0.636) ≈25V**
I_{ave} ή I_{DC}: V_{ave}/R_L= 12,72mA	**I_{ave} ή I_{DC}: V_{ave}/R_L= 12,48mA**	**I_{ave} ή I_{DC}: V_{ave}/R_L= 25mA**
PIV = $V_{2(pk)}$ = 40,66 V	**PIV = $V_{2(pk)}$ – 0.7V = 39,96 ≈ 40 V**	**PIV = $V_{2(pk)}$ – 0.7V = 39,96 ≈ 40 V**
$f_{out} = f_{in}$ = 50 Hz	**$f_{out} = 2f_{in}$ = 100 Hz**	**$f_{out} = 2f_{in}$ = 100 Hz**

5.4.4. Συντελεστής Απόδοσης

Αναφερόμενοι στην ημιανόρθωση, η ισχύς του συνεχούς σήματος P_{DC} στο φορτίο, είναι:

$$P_{DC} = \frac{U_{DC}^2}{R_L} = \frac{U_0^2}{\pi^2 \cdot R_L}$$

Η ισχύς του εναλλασσόμενου σήματος P_{AC} που παρέχεται από το δευτερεύον του μετασχηματιστή στο κύκλωμα του σχήματος της ημιανόρθωσης είναι:

$$P_{AC} = \frac{U_{rms}^2}{R_L} = \frac{U_0^2}{8 \cdot R_L}$$

Ως βαθμός ανόρθωσης **n** στην ανόρθωση ορίζεται το πηλίκο της ισχύος συνεχούς σήματος P_{DC} στο φορτίο, προς την ισχύ του εναλλασσόμενου P_{AC} που παρέχεται στο κύκλωμα.

Για την περίπτωση της ημιανόρθωσης ο βαθμός απόδοσης n, σύμφωνα με τις προηγούμενες, θα είναι

$$n = \frac{P_{DC}}{P_{AC}} = \frac{\dfrac{U_0^2}{\pi^2 \cdot R_L}}{\dfrac{U_0^2}{8 \cdot R_L}} = \frac{8}{\pi^2}$$

δηλαδή n=0.8=80%

Στην πραγματικότητα, αν ληφθούν υπ' όψη οι απώλειες στο μετασχηματιστή, στη δίοδο καθώς και το μικρό ανάστροφο ρεύμα τις διόδου, η απόδοση που προκύπτει είναι μικρότερη.

5.5. Κυκλώματα Εξομάλυνσης – Φίλτρα

Από ό,τι γράφηκε παραπάνω φαίνεται ότι το ρεύμα και η τάση που προκύπτουν από την απλή ή τη διπλή ανόρθωση δεν περιέχει μόνο τη συνεχή συνιστώσα αλλά και όλες τις αρμονικές της αντίστοιχης σειράς Fourier. Γι' αυτό προκειμένου να χρησιμοποιήσουμε μια τέτοια διάταξη πρέπει να προσθέσουμε στην έξοδο της ένα κύκλωμα πού λέγεται "Φίλτρο" και απαγορεύει να περάσουν προς το φορτίο οι εναλλασσόμενες συνιστώσες ενώ αφήνει ελεύθερη τη συνεχή.

5.5.1. Ποσοστό κυμάτωσης

Με τον όρο κυμάτωση εννοούμε το πόσο έντονη είναι η παρουσία των αρμονικών στην τάση εξόδου. Πόσο δηλαδή καθαρή από αρμονικές είναι η τάση. Ως μέτρο της κυμάτωσης χρησιμοποιείται το ποσοστό κυμάτωσης r (ripple factor) και ορίζεται:

$$r = \frac{U_{rms}}{U_{DC}} \qquad \textbf{5.10}$$

Για παράδειγμα, στην ημιανόρθωση, U_{rms} η ενεργός τιμή της τάσης εξόδου που δίνεται στη σχέση (5.7) και U_{DC} η τιμή της συνεχούς συνιστώσας της τάσης εξόδου που δίνεται από τη σχέση (5.6).

$$r = \frac{0.354}{0.318} = 1{,}11 = 111\% \qquad \textbf{5.11}$$

Αυτό σημαίνει ότι η παρουσία των αρμονικών είναι έντονη στην περίπτωση της ημιανόρθωσης.

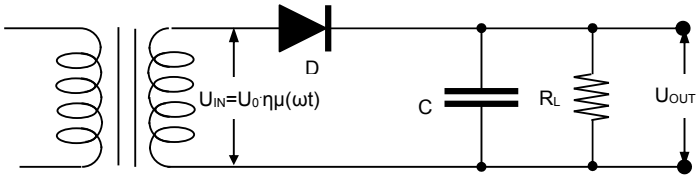
Αντικαθιστώντας στη σχέση (5.10) τις σχέσεις (5.8) και (5.9), προκύπτει για την πλήρη ανόρθωση

$$r = \frac{0.3}{0.637} = 0.47 = 47\% \qquad \textbf{5.12}$$

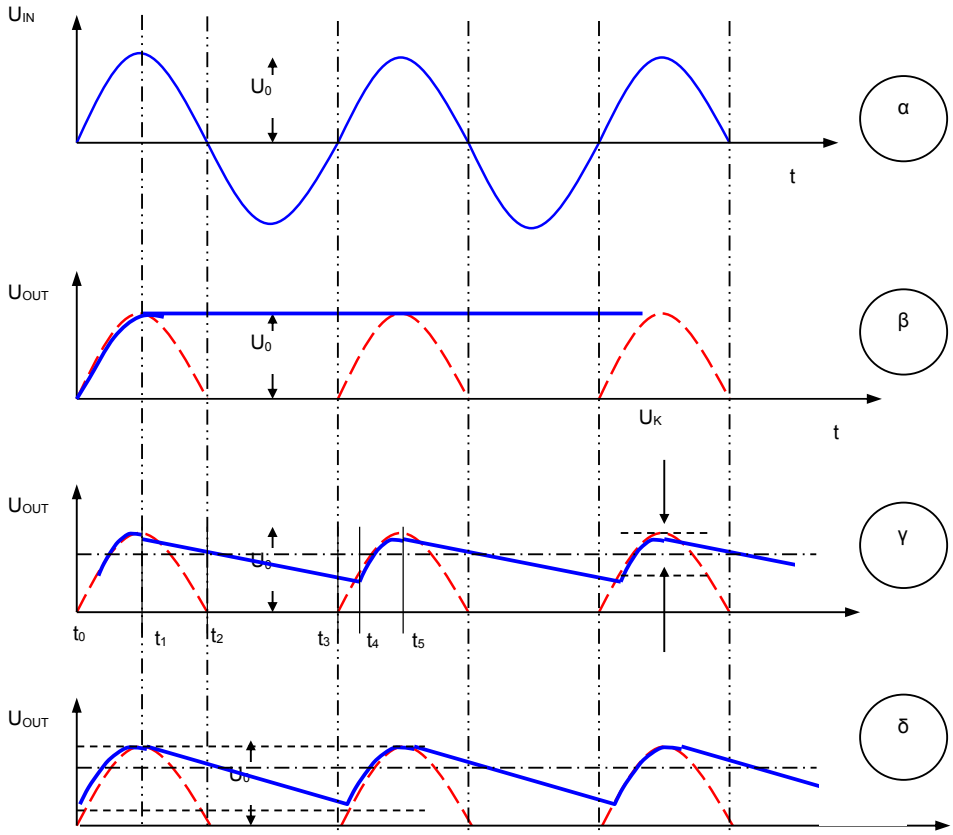
5.5.2. Φίλτρο RC

Το απλούστερο φίλτρο που μπορεί να χρησιμοποιηθεί είναι ένας μόνο πυκνωτής που συνδέεται παράλληλα με την αντίσταση του φορτίου, όπως φαίνεται στο σχήμα 5.16. Το γινόμενο της ωμικής αντίστασης επί την τιμή της χωρητικότητας του πυκνωτή, έχει διαστάσεις χρόνου και λέγεται σταθερά χρόνου. Στην πράξη, εκφράζεται ως εξής: Αν συνδέσουμε έναν πυκνωτή σε σειρά με μια αντίσταση και συνδέσουμε στη συνέχεια την είσοδο του κυκλώματος με πηγή τάσεως U, η τάση στα άκρα του πυκνωτή θα γίνει ίση με 63,2% (1-e-1) σε χρόνο RC από τη στιγμή που θα συνδέσουμε την πηγή. Αν τώρα έχουμε φορτίσει έναν πυκνωτή με μία

τάση U και συνδέσουμε στα άκρα του μία αντίσταση R, ο πυκνωτής θα εκφορτιστεί μέσω της αντίστασης R. Κατά την εκφόρτιση, η τάση στα άκρα του θα πέσει στα 36,7% (e-1) της τάσης U σε χρόνο RC από τη στιγμή που θα συνδέσουμε την αντίσταση. Θεωρητικά ο πυκνωτής θα εκφορτιστεί κατά 99% σε χρόνο ίσο με 5RC



Σχήμα 5.16.Κύκλωμα απλής ανόρθωσης με φίλτρο C.



Σχήμα 5.17. Διάγραμμα χρονικών μεταβολών τάσεων και ρευμάτων σε κύκλωμα απλής ανόρθωσης εναλλασσομένου ρεύματος.

5.5.2.1. Το Φίλτρο RC στην Απλή ανόρθωση

Η λειτουργία του φίλτρου RC στηρίζεται στη φόρτιση και εκφόρτιση του πυκνωτή. Η επίδραση του φίλτρου στην τάση εξόδου U_{OUT} στα άκρα του φορτίου R_L αλλάζει ανάλογα με την τιμή της αντίστασης R_L. Στο σχήμα 5.17 φαίνεται (α) η τάση στο δευτερεύον του μετασχηματιστή, (β) η ανορθωμένη τάση μετά τη δίοδο, οι αντίστοιχες μορφές της τάσης U_{OUT} (γ) σε περίπτωση που το φορτίο είναι πολύ μεγάλο και (δ) σε περίπτωση που η αντίσταση φορτίου R_L είναι μικρότερη. Οι διακεκομμένες γραμμές παριστάνουν την ημιανορθωμένη τάση στα άκρα του φορτίου R_L όταν δεν υπάρχει πυκνωτής και το κύκλωμα είναι ιδανικό (αμελητέες αντιστάσεις των τυλιγμάτων του μετασχηματιστή και της αντίστασης της διόδου κατά την ορθή φορά).

Τιμή αντίστασης φορτίου

Στην περίπτωση που θεωρήσουμε την τιμή της αντίστασης R_L άπειρη, τότε, για το χρονικό διάστημα t_0 έως t_1 η τάση στα άκρα της R_L θα ακολουθήσει τη μορφή της τάσης του σχήματος 5.17(α). Ο πυκνωτής θα φορτιστεί και η τάση στα άκρα του θα φτάσει της τιμή U_0, δηλαδή τη μέγιστη τιμή της εναλλασσόμενης. Στο χρονικό διάστημα t_1 έως t_3, ο πυκνωτής δεν μπορεί να εκφορτιστεί (ιδανική περίπτωση) γιατί η δίοδος στην ανάστροφη πόλωση παρουσιάζει πρακτικά άπειρη αντίσταση και η R_L είναι άπειρη. Έτσι, θεωρητικά, ο πυκνωτής παραμένει διαρκώς φορτισμένος στην τάση U_0 που είναι και η συνεχής τάση εξόδου του ανορθωτή με άπειρη αντίσταση φορτίου. (Λειτουργία στο κενό, όπως συνηθίζεται να λέμε). Η τάση αυτή δεν παρουσιάζει κυμάτωση και είναι η συνεχής γραμμή στο σχήμα 5.17(β).

Αν η αντίσταση φορτίου R_L είναι μεγάλη αλλά όχι άπειρη, τότε η σταθερά χρόνου $R_L \cdot C$ είναι πολύ μεγάλη (σχήμα 5.17(γ)). Στο χρονικό διάστημα t_0 έως t_1, η τάση στα άκρα του πυκνωτή και συνεπώς και του φορτίου R_L θα ακολουθήσει τη μορφή της τάσης του δευτερεύοντος. Στο χρονικό διάστημα t_1 έως t_2, η τάση στο δευτερεύον του μετασχηματιστή πέφτει προς το μηδέν. Και η τάση στα άκρα του πυκνωτή αρχίζει επίσης να πέφτει αλλά επειδή η σταθερά χρόνου $R_L \cdot C$ είναι πολύ μεγάλη, η τάση στα άκρα του πυκνωτή πέφτει με πολύ αργό ρυθμό. Έτσι και στο διάστημα t_2 έως t_3 που είναι η αρνητική ημιπερίοδος, ο πυκνωτής θα εξακολουθήσει να εκφορτίζεται. Τη χρονική στιγμή t_3, αρχίζει πάλι να αυξάνει με θετικές τιμές η τάση στο δευτερεύον αλλά μέχρι τη χρονική στιγμή t_4 η τάση αυτή μένει μικρότερη από την τάση στα άκρα του πυκνωτή. Από τη χρονική στιγμή t_4 αρχίζει να φορτίζεται πάλι ο πυκνωτής ώς τη χρονική στιγμή t_5 που η τάση παίρνει τη μέγιστη τιμή και επαναλαμβάνονται τα ίδια από την αρχή.

Όσο η αντίσταση φορτίου μικραίνει τόσο η σταθερά χρόνου μικραίνει. Ο πυκνωτής εκφορτίζεται γρηγορότερα και η τάση στα άκρα του φτάνει σε χαμηλότερες τιμές. Η κυμάτωση αυξάνει ενώ η μέση τιμή του σήματος μικραίνει (σχήμα 5.17(δ)). Φυσικά, η μέση τιμή της τάσης στην έξοδο εξακολουθεί να είναι μεγαλύτερη από αυτή που θα ήταν χωρίς πυκνωτή. Όσο λοιπόν μικραίνει η σταθερά χρόνου, τόσο μεγαλώνει η κυμάτωση. Η σταθερά χρόνου θα μπορούσε για μια δεδομένη αντίσταση φορτίου να αυξηθεί με τη χρησιμοποίηση πυκνωτών μεγαλύτερης χωρητικότητας. Θα μπορούσαμε έτσι να ελαττώσουμε την κυμάτωση και να αυξήσουμε τη συνεχή συνιστώσα της τάσης στο φορτίο. Η χρησιμοποίηση όμως πυκνωτών με μεγάλη χωρητικότητα περιορίζεται και σπάνια ξεπερνά την τιμή των 40 μF γιατί οι πυκνωτές αυτοί είναι ογκώδεις, βαριοί και ακριβοί.

Επίδραση του πυκνωτή στις χρονικές μεταβολές τάσεων και ρευμάτων

Το γινόμενο της ωμικής αντίστασης R_L επί την τιμή της χωρητικότητας του πυκνωτή C, έχει διαστάσεις χρόνου και λέγεται σταθερά χρόνου $t=R_LC$. Στην πράξη, εκφράζεται ως εξής: Αν έχουμε φορτίσει έναν πυκνωτή σε τάση U_m και συνδέσουμε στα άκρα του μία αντίσταση R_L, ο πυκνωτής θα εκφορτιστεί μέσω της αντίστασης R_L σύμφωνα με τη σχέση

$$U_c = U_m \cdot e^{-\frac{t}{R_L C}} \qquad \textbf{5.13}$$

Κατά την εκφόρτιση, η τάση στα άκρα του θα πέσει στα 36,7% (e^{-1}) της τάσης U_m σε χρόνο R_LC από τη στιγμή που θα συνδέσουμε την αντίσταση. Θεωρητικά ο πυκνωτής θα εκφορτιστεί κατά 99% σε χρόνο ίσο με 5 R_LC, δηλ. όταν $t=5R_LC$ τότε η σχέση 5.13 γίνεται $U_C=0{,}01U_m$.

Στο σχήμα 5.16 υπάρχει μια ιδανική πηγή AC, τάσεως $U=U_m$ ημωt, μια ιδανική δίοδος και ένας πυκνωτής παράλληλα με το φορτίο. Στο διάγραμμα του σχήματος 5.18, φαίνονται οι χρονικές μεταβολές των τάσεων και ρευμάτων στους διάφορους κλάδους του κυκλώματος, δηλαδή του ρεύματος της διόδου i_D, του ρεύματος του πυκνωτή i_2, του ρεύματος του φορτίου i_1 και της τάσης του φορτίου U_0.

Αν δεν υπήρχε η δίοδος, το ρεύμα i της πηγής θα μοιραζόταν στον κόμβο πάνω από τον πυκνωτή και θα είχαμε ένα ρεύμα i_R μέσα στο φορτίο που θα ήταν σε φάση με την τάση U_i (στο σχήμα θεωρούμε ότι οι κυματομορφές των U_i και i ταυτίζονται) και ένα ρεύμα i_C μέσα στον πυκνωτή που θα ήταν σε φασική διαφορά 90^0 από την τάση U_i. Τα ρεύματα αυτά φαίνονται στο διάγραμμα με τις διακεκομμένες γραμμές.

Όμως, στο κύκλωμα υπάρχει η δίοδος (ιδανική) και όταν αυτή άγει τότε τα ρεύματα i_1 και i_2 ταυτίζονται με τα i_{RL} και i_C, αντίστοιχα. Όταν αυτή δεν άγει τότε το κύκλωμα μετά από τη δίοδο απομονώνεται από την πηγή και ο πυκνωτής C εκφορτίζεται μέσω της αντίστασης R_L. Η

πρώτη κατάσταση επικρατεί όταν η στιγμιαία τιμή της τάσης της πηγής είναι κατά τι μεγαλύτερη από την τάση του πυκνωτή οπότε η δίοδος πολώνεται ορθά και ο πυκνωτής φορτίζεται. Αυτό συμβαίνει στο διάγραμμα του σχήματος 5.18 στην αρχή της χρονικής περιόδου από t_1 μέχρι t_2 κατά τη διάρκεια της οποίας το ρεύμα του πυκνωτή i_2 ακολουθεί την ημιτονοειδή. Κατά το ίδιο χρονικό διάστημα το ρεύμα της αντίστασης i_1 ακολουθεί την άλλη ημιτονοειδή με διαφορά φάσης 90^0. Το άθροισμα των δυο ρευμάτων είναι το συνολικό ρεύμα της διόδου i_D, δηλαδή εκφράζοντας τα παραπάνω με σχέσεις έχουμε

Για $t_1 < t < t_2$ χρονικό διάστημα κατά το οποίο η δίοδος άγει

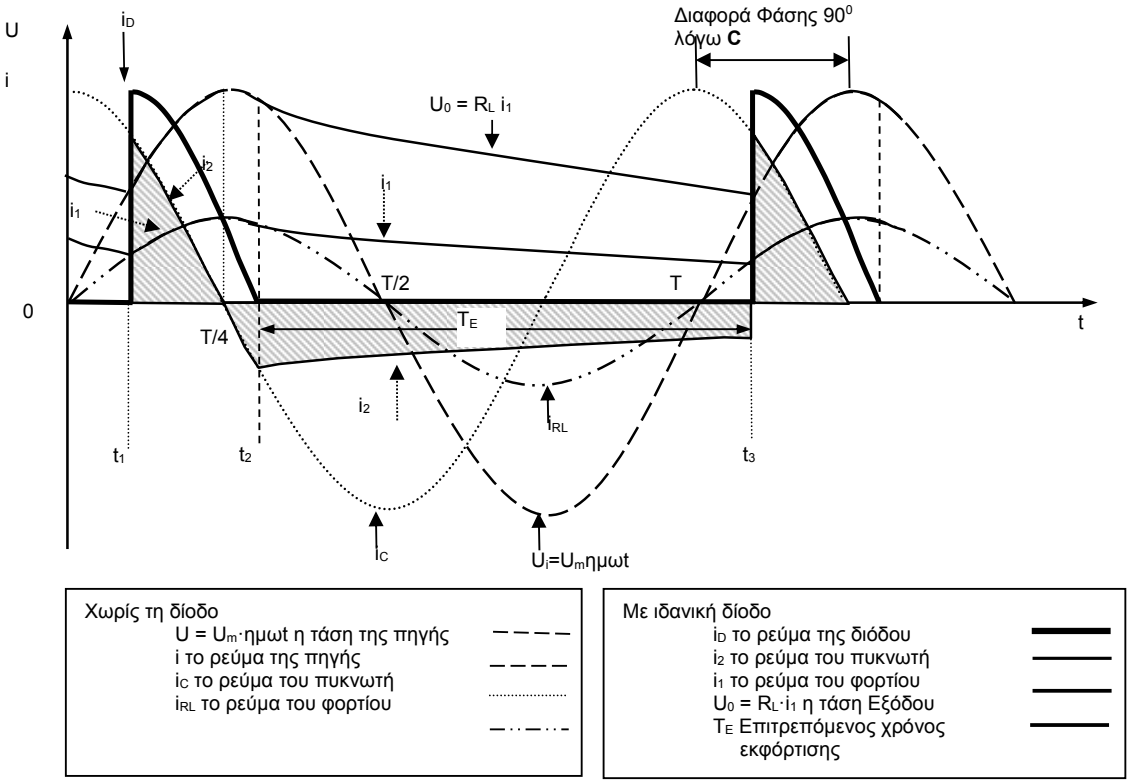
$$i_1 = \frac{U_i}{R} = \frac{U_m \eta\mu\omega t}{R}$$

$$i_2 = C\frac{dU_i}{dt} = C\omega U_m \sigma\upsilon\nu\omega t$$

$$i_D = i_1 + i_2$$

$$U_0 = i_1 \cdot R_L$$

Παρατηρούμε ότι το ρεύμα i_2 του πυκνωτή αρχίζει από θετικές τιμές, μηδενίζεται στο σημείο T/4 και από εκεί ως το t_2 είναι αρνητικό. Στο σημείο t_2 γίνεται ακριβώς ίσο και αντίθετο με το ρεύμα i_1 της αντίστασης οπότε το ρεύμα i_D της διόδου μηδενίζεται και αυτή παύει να άγει. Στο διάστημα t_1 έως t_2 η τάση στα άκρα της αντίστασης είναι $U_0=R_L \cdot i_1$ και ακολουθεί την ημιτονοειδή από το Α στο Β αντίστοιχα.



Σχήμα 5.18. Διάγραμμα χρονικών μεταβολών τάσεων και ρευμάτων σε κύκλωμα απλής ανόρθωσης εναλλασσομένου ρεύματος.

Από το σημείο t_2 και πέρα αρχίζει η δεύτερη κατάσταση όπου η πηγή απομονώνεται, διότι δεν άγει η δίοδος. Η κατάσταση αυτή συνεχίζεται μέχρι το σημείο Γ ή το χρόνο t_3. Από το χρόνο t_2 αρχίζει η εκφόρτιση του πυκνωτή με την εκθετική καμπύλη της μορφής της σχέσης 5.13 όπου η σταθερά χρόνου είναι R_LC. Το ρεύμα εκφόρτισης του πυκνωτή i_2 (στο σχήμα 5.18 φαίνεται αρνητικό λόγω αλλαγής της φοράς του), θα είναι τότε σε κάθε στιγμή ίσο και αντίθετο με το ρεύμα της αντίστασης φορτίου i_1. Αντίστοιχα η τάση του πυκνωτή $U_0=R_L \cdot i_1$

μειώνεται ακολουθώντας και αυτή εκθετική καμπύλη από το σημείο Β μέχρι το Γ. Όταν η τάση του πυκνωτή γίνει ίση με τη στιγμιαία τιμή της τάσης της πηγής, και αυτό θα συμβεί στο σημείο Γ, αρχίζει να άγει ξανά η δίοδος και τα φαινόμενα επαναλαμβάνονται όπως από τον χρόνο t_1 και πέρα. Εκφράζοντας τα παραπάνω με σχέσεις έχουμε

Για $t_2 < t < t_3$ χρονικό διάστημα κατά το οποίο η δίοδος δεν άγει

$$i_2 = \frac{U_i}{R_L} = \frac{U_m \eta\mu\omega t_2}{R_L} \cdot e^{-\frac{t-t_2}{R_L C}}$$

$$i_2 = -i_1$$

$$i_D = 0$$

$$U_0 = i_1 \cdot R_L$$

Στο σχήμα 5.18 η διαγραμμισμένη επιφάνεια αντιστοιχεί στο ρεύμα I_2 του πυκνωτή. Η επιφάνεια που βρίσκεται κάτω από τον άξονα του χρόνου παρουσιάζει το ρεύμα εκφόρτισης του πυκνωτή i_2 και αντιστοιχεί στο φορτίο που έχει προσλάβει ο πυκνωτής στη διάρκεια της φόρτισής του κατά το χρονικό διάστημα από t_1 έως T/4. Το φορτίο αυτό αποδίδεται από τον πυκνωτή στην αντίσταση R_L κατά το χρονικό διάστημα από T/4 έως t_3. Δηλαδή αυτό σημαίνει ότι όσο μεγαλύτερη είναι η χωρητικότητα του πυκνωτή τόσο μεγαλύτερη είναι η επιφάνεια εκφόρτισης, ενώ ο χρόνος φόρτισης μειώνεται. Αυτό σημαίνει επίσης ότι αυξάνεται η θετική μέγιστη τιμή φόρτισης όσο αυξάνεται η χωρητικότητα του πυκνωτή C. Αυτός είναι ο λόγος για τον οποίο πολλές φορές οι κατασκευαστές δίνουν, εκτός από το μέγιστο επιτρεπόμενο συνεχές ρεύμα, και τη μέγιστη επιτρεπόμενη τιμή του πυκνωτή που μπορεί να συνδεθεί κατ' ευθείαν στην έξοδο της ανορθωτικής διάταξης. Αν ο πυκνωτής αυτός είναι πολύ μεγάλης χωρητικότητας, μπορεί να προξενήσει καταστροφή της διόδου και αυτό θα οφείλεται στη μεγάλη στιγμιαία τιμή του ρεύματος φόρτισής του κατά την εκκίνηση του τροφοδοτικού.

Υπολογισμός ποσοστού κυμάτωσης

Αν U_K είναι η τιμή της τάσης κυμάτωσης από κορυφή σε κορυφή (σχήμα 6.19α), τότε για τη συνεχή τάση στα άκρα του φορτίου U_{DC} , θα έχουμε

$$U_{DC} = U_0 - \frac{U_K}{2} \qquad \textbf{5.14}$$

Την U_K τη θεωρούμε προσεγγιστικά πριονωτή παρόλο που η φόρτιση και η εκφόρτιση του πυκνωτή δε γίνεται γραμμικά. Η ενεργός τιμή της τάσεως κυμάτωσης θα είναι για πριονωτή τάση από τη σχέση (5.5):

$$U_{K,rms} = \frac{U_K}{2 \cdot \sqrt{3}} \qquad \textbf{5.15}$$

Για μικρά πλάτη κυμάτωσης η τάση U_K βρίσκεται ως εξής

$$I_{DC} = C \frac{\Delta U}{\Delta t} \qquad \textbf{5.16}$$

όπου ΔU είναι η τάση κυμάτωσης U_K και θεωρούμε ότι ο χρόνος Δt που είναι ο χρόνος t_1 ώς t_4 του σχήματος 5.17, ισούται με την περίοδο $T = \frac{1}{f}$. Άρα, για την τάση κυμάτωσης προκύπτει από τη σχέση 5.16

$$U_K = \frac{I_{DC}}{f \cdot C} \qquad \textbf{5.17}$$

Αν αντικαταστήσουμε τη σχέση

$$I_{DC} = \frac{U_{DC}}{R_L} \qquad \textbf{5.18}$$

καθώς και την (5.17) στην (5.15), για την ενεργό τιμή της τάσης κυμάτωσης, προκύπτει

$$U_{K,rms} = \frac{U_{DC}}{2 \cdot \sqrt{3} \cdot f \cdot R_L \cdot C} \qquad \textbf{5.19}$$

Από τη σχέση (5.10), χρησιμοποιώντας τη σχέση (5.19), το ποσοστό κυμάτωσης για την απλή ανόρθωση με φίλτρο C είναι

$$r = \frac{1}{2 \cdot \sqrt{3} \cdot f \cdot R_L \cdot C} \qquad \textbf{5.20}$$

Αν θεωρήσουμε ότι το φανταστικό μέρος της σύνθετης αντίστασης του πυκνωτή (αντίδραση), είναι

$$X_C = \frac{1}{\omega \cdot C} = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot f \cdot C}$$

τότε η σχέση (5.20) γίνεται

$$r = \frac{1}{\sqrt{3} \cdot R_L \cdot \pi \cdot X_C}$$

Για $f = 50Hz$ προκύπτει από της (5.20) ο εμπειρικός τύπος

$$r = \frac{0.577}{R_L \cdot C} \% \qquad \textbf{5.21}$$

Αντικαθιστώντας τη σχέση (5.17) και (5.18) στην (5.14) προκύπτει

$$U_{DC} = U_0 - \frac{U_{DC}}{2fCR_L}$$

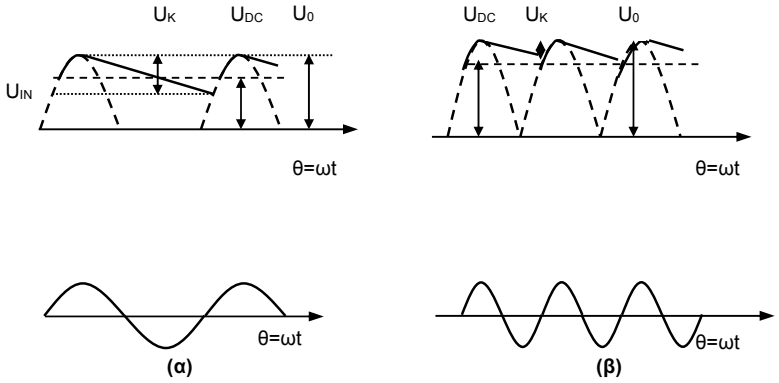
και λύνοντας ως προς U_{DC} προκύπτει

$$U_{DC} = \frac{U_0}{1 + r\sqrt{3}}$$

5.5.2.2. Το Φίλτρο RC στη Διπλή Ανόρθωση

Αν το ρεύμα προέρχεται από διπλή ανόρθωση, τότε η εκφόρτιση του πυκνωτή θα διαρκεί λιγότερο, δηλαδή μέχρι να συναντήσει η καμπύλη εκφόρτισης της τάσης του φορτίου τη στιγμιαία τιμή της αμέσως επόμενης ημιπεριόδου τάσης της πηγής. Στο σχήμα 5.19(α) φαίνεται η κυματομορφή της τάσης του πυκνωτή για απλή ανόρθωση και στο σχήμα 5.19(β) για διπλή ανόρθωση.

Η τάση που προκύπτει από ένα τέτοιο φίλτρο δεν είναι βέβαια τελείως συνεχής, έχει μια κυμάτωση U_K. Η κυμάτωση αυτή αναλυόμενη κατά Fourier δίνει μια θεμελιώδη και διάφορες αρμονικές ημιτονοειδείς τάσεις. Παρατηρούμε ότι στην πρώτη περίπτωση η θεμελιώδης συχνότητα της τάσης κυματομορφής u_0 έχει τη συχνότητα του δικτύου ω, ενώ στη δεύτερη περίπτωση έχει τη συχνότητα 2ω και είναι μικρότερου πλάτους.



Σχήμα 5.19. Καμπύλες φόρτισης και εκφόρτισης πυκνωτή σε κύκλωμα (α) απλής και (β) διπλής ανόρθωσης.

Ποσοστό κυμάτωσης

Το φίλτρο RC έχει σκοπό, όπως αναφέρθηκε πιο πάνω, να μειώσει στο ελάχιστο το ποσοστό της εναλλασσόμενης συνιστώσας της τάσης στα άκρα της αντίστασης φορτίου R. Το ποσοστό αυτό λέγεται ποσοστό κυμάτωσης και συμβολίζεται με το r% από το πρώτο γράμμα της λέξης ripple. Υπολογίζεται προσεγγιστικά από το λόγο της ενεργούς τιμής της

θεμελιώδους συχνότητας της τάσης του πυκνωτή στην απλή ανόρθωση ή της δεύτερης αρμονικής της τάσης του πυκνωτή στη διπλή ανόρθωση, προς την τάση συνεχούς ρεύματος U_{DC}. Η προσέγγιση συνίσταται στο ότι παραλείπονται οι αρμονικές ανώτερης τάξης.

Έτσι, αν U_K είναι η μεταβολή της τάσης της κυμάτωσης, τότε αυτή μπορεί να παρουσιαστεί κατά προσέγγιση από μία τριγωνική κυματομορφή όπου το τμήμα της εκφόρτισης έχει τη μορφή της σχέσης $i_2 = C\frac{dU_i}{dt} = C\omega U_m \text{συν}\omega t$. Τώρα, Δt ο χρόνος εκφόρτισης του πυκνωτή ισούται κατά προσέγγιση με $\frac{T}{2}$. Άρα, η σχέση (5.17) γίνεται:

$$U_K = \frac{I_{DC}}{2 \cdot f \cdot C} \qquad \textbf{5.22}$$

με ενεργό τιμή που δίνεται από τη σχέση (5.15). Αντικαθιστώντας στη σχέση (5.10) τις (5.15), (5.22) και (5.18), προκύπτει για το ποσοστό κυμάτωσης:

$$r = \frac{U_{K,rms}}{V_{DC}} = \frac{\frac{I_{DC}}{2 \cdot \sqrt{3} \cdot 2 \cdot f \cdot C}}{V_{DC}} = \frac{\frac{V_{DC}}{4 \cdot \sqrt{3} \cdot f \cdot C \cdot R_L}}{V_{DC}} = \frac{1}{4 \cdot \sqrt{3} \cdot f \cdot C \cdot R_L} \qquad \textbf{5.23}$$

Θεωρούμε το φανταστικό μέρος της σύνθετης αντίστασης του πυκνωτή (αντίδραση), για τη διπλή ανόρθωση, όπου η συχνότητα είναι διπλάσια, $X_C = \frac{1}{2 \cdot \omega \cdot C} = \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot f \cdot C}$ οπότε η σχέση (5.23) γίνεται: $r = \frac{1}{\sqrt{3} \cdot \pi \cdot X_C \cdot R_L}$

Για f = 50 Hz, η σχέση (5.23) γίνεται

$$r = \frac{0.29}{R_L \cdot C} \ \% \qquad \textbf{5.24}$$

Η τάση κυμάτωσης μεταβάλλεται αντιστρόφως ανάλογα με το φορτίο R και τη χωρητικότητα C. Με φορτίο R=∞, η κυμάτωση είναι μηδέν και ο πυκνωτής φορτίζει στην τιμή του V_0.

5.5.3. Φίλτρο LC

Για να βελτιώσουμε την απόδοση του πυκνωτή της προηγούμενης παραγράφου, συνδέουμε σε σειρά μεταξύ του στοιχείου ανόρθωσης και του πυκνωτή, ένα πηνίο αυτεπαγωγής L, όπως διακρίνεται στο κυκλωματικό διάγραμμα του σχήματος 5.21. Το φίλτρο εξομάλυνσης αυτού του τύπου λέγεται φίλτρο LC και χρησιμοποιείται στην τροφοδότηση συσκευών με μεγάλο και κυμαινόμενο ρεύμα φορτίου, όπως για παράδειγμα στους πομπούς. Η χαρακτηριστική φορτίσεως του φίλτρου αυτού (συνεχής τάση, συναρτήσει συνεχούς ρεύματος) φαίνεται στο σχήμα 5.20 και μπορούμε να διακρίνουμε ότι η τάση εξόδου διατηρείται σχεδόν σταθερή για αρκετά μεγάλες διακυμάνσεις του ρεύματος φορτίου.

Από τη χαρακτηριστική αυτή παρατηρούμε ότι στην αρχή της φόρτισης (για μικρά ρεύματα φορτίου) η τάση πέφτει απότομα. Πάνω όμως από μία τιμή του ρεύματος φορτίου I_R, η τάση παρουσιάζει μία μικρή μεταβολή γύρω από τη συνεχή συνιστώσα της κυματομορφής της απλής ανόρθωσης που δίνεται από τη σχέση (5.6) και της διπλής ανόρθωσης που δίνεται στην (5.8).

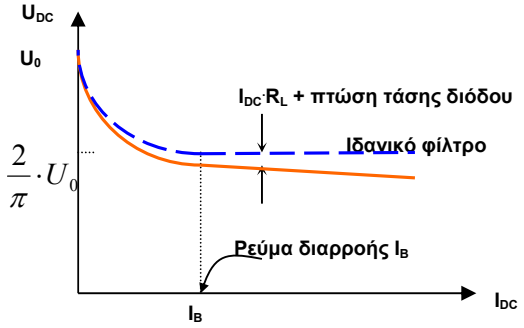
Το φίλτρο LC περιλαμβάνει στο κύκλωμά του μία αντίσταση που συνδέεται παράλληλα στον πυκνωτή όπως φαίνεται στο σχήμα 5.21. Αυτή η αντίσταση λέγεται αντίσταση διαρροής (bleeder), συμβολίζεται με R_B και υπολογίζεται έτσι ώστε να απορροφά ένα ρεύμα I_B τέτοιο ώστε η τάση στα άκρα του πυκνωτή να μην ανέβει ποτέ πάνω από τη συνεχή συνιστώσα της κυματομορφής της ανόρθωσης, ακόμη κι αν μηδενιστεί το ρεύμα φορτίου.

Η αντίσταση διαρροής R_B υπολογίζεται με τέτοιο τρόπο ώστε για οσοδήποτε μεγάλη τιμή της αντίστασης φορτίου, ο λόγος της στιγμιαίας τιμής του ρεύματος εναλλασσόμενης συνιστώσας I_{AC} προς το ρεύμα συνεχούς συνιστώσας I_{DC} να μήν υπερβαίνει τη μονάδα. Η μέγιστη τιμή αυτού του λόγου παρουσιάζεται για τη μέγιστη τιμή του I_{AC}, δηλαδή θα πρέπει

$$I_{AC} \cdot \sqrt{2} \le I_{DC}$$

Η δυσμενέστερη τιμή αυτού του λόγου προκύπτει για λειτουργία εν κενώ, δηλαδή για $I_{DC}=I_B$, οπότε $I_{AC} \cdot \sqrt{2} \le I_B$, όπου $I_B = \frac{U_{DC}}{R_B}$. Έτσι υπολογίζεται η αντίσταση διαρροής

$$R_B \le X_L \cdot \frac{3}{2}$$

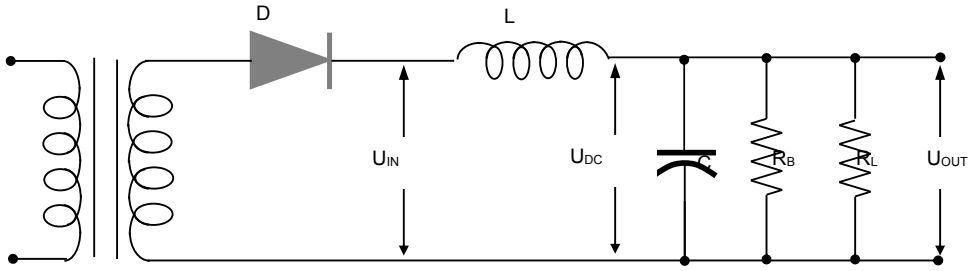


Σχήμα 5.20. Χαρακτηριστική φόρτισης φίλτρου L.

Στην περίπτωση του φίλτρου C παρατηρήσαμε ότι η δίοδος διαρρέεται από ρεύμα μόνο σε ένα μικρό τμήμα της περιόδου. Η τιμή του ρεύματος εξαρτάται από το γινόμενο ωCR_L. Αν υποθέσουμε ότι σε σειρά με τη δίοδο τοποθετούμε ένα πηνίο με μικρή αυτεπαγωγή τέτοια ώστε να μεγαλώνει τη διάρκεια αγωγιμότητας της διόδου χωρίς όμως να γίνεται συνεχής. Αυξάνοντας την τιμή της αυτεπαγωγής θα υπάρξει κάποια στιγμή που η ροή του ρεύματος από τη δίοδο προς την αντίσταση φορτίου θα είναι συνεχής. Η τιμή αυτή της αυτεπαγωγής στην οποία η ροή αρχίζει να γίνεται συνεχής λέγεται κρίσιμη αυτεπαγωγή.

5.5.3.1. Το Φίλτρο LC στην απλή ανόρθωση

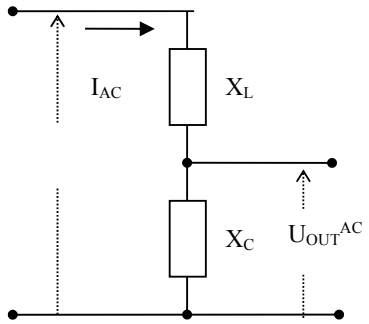
Σύμφωνα με την ανάλυση Fourier και όταν ισχύει η συνθήκη $I_{DC} \ge I_B$, η συνεχής συνιστώσα της τάσης εξόδου είναι κατά προσέγγιση ίση με τη συνεχή συνιστώσα της τάσης εισόδου του σχήματος 5.21 και δίνεται από τη σχέση (5.6): $V_{DC} \cong V_0 \frac{2}{\pi} = 0.64 V_0$, όπου V_o είναι το πλάτος της εναλλασσόμενης τάσης της πηγής.



Σχήμα 5.21. Κυκλωματικό διάγραμμα του φίλτρου LC στην απλή ανόρθωση.

Η πρώτη και σημαντικότερη εναλλασσόμενη συνιστώσα της τάσης της απλής ανόρθωσης είναι συχνότητας f, ίδια με τη συχνότητα του δικτύου, όπως μπορούμε να διακρίνουμε στη σχέση (5.7). Το κύκλωμα LC έχει σκοπό να ελαττώσει στο ελάχιστο το ποσοστό της εναλλασσόμενης συνιστώσας της τάσης στα άκρα της αντίστασης φορτίου R_L. Το ποσοστό αυτό λέγεται ποσοστό κυμάτωσης και συμβολίζεται με r% από το αρχικό της λέξης ripple. Αυτό, υπολογίζεται προσεγγιστικά από το λόγο της ενεργούς τιμής της εναλλασσόμενης τάσης U_{OUT}^{rms} προς την τάση συνεχούς ρεύματος U_{OUT}^{DC}. Η προσέγγιση συνίσταται στο ότι παραλείπονται οι αρμονικές ανώτερης τάξης. Σύμφωνα με την ανάλυση Fourier η ενεργός

τιμή της εναλλασσόμενης συνιστώσας της κυματομορφής απλής ανόρθωσης που εισάγεται στο φίλτρο είναι (εξίσωση 5.7): $U_{IN}^{rms} = U_0 \frac{1}{2 \cdot \sqrt{2}} = 0.354 \cdot U_0$



Σχήμα 5.22. Ισοδύναμο κύκλωμα φίλτρου LC.

Αμελώντας την ωμική αντίσταση της αυτεπαγωγής, στο σχήμα 5.22 διακρίνεται το ισοδύναμο κύκλωμα του φίλτρου LC.

Για την απλή ανόρθωση, οι δύο αντιδράσεις είναι:

$X_L = \omega \cdot L$ και $X_C = \frac{1}{\omega \cdot C}$. Αυτές συνδέονται σε σειρά και δημιουργούν για την εναλλασσόμενη μόνο συνιστώσα ένα διαιρέτη τάσης. Συνεπώς, η εναλλασσόμενη συνιστώσα κατανέμεται με λόγο $\frac{X_C}{X_C + X_L}$. Αυτό σημαίνει ότι όσο μικρότερη είναι η X_C τόσο μικρότερη είναι και η εναλλασσόμενη συνιστώσα στα άκρα του πυκνωτή, δηλαδή και το ποσοστό κυμάτωσης στο φορτίο. Γι' αυτό, τα φίλτρα αυτά κατασκευάζονται με βάση τη σχέση $X_C << X_L$. Την τάση αυτή της εναλλασσόμενης συνιστώσας στα άκρα του πυκνωτή μπορούμε να την υπολογίσουμε για διάφορες τιμές της αντίστασης φορτίου RL. Τη μεγαλύτερη όμως τιμή θα τη βρούμε αν δεν υπάρχει καθόλου η αντίσταση φορτίου, αφού είναι παράλληλη με τον πυκνωτή, και έτσι, υπολογίζουμε την τάση κυμάτωσης που θα δώσει το δυσμενέστερο αποτέλεσμα. Για $I_{DC}=0$, από το σχήμα 5.22, με διαίρεση τάση παίρνουμε για την εναλλασσόμενη τάση εξόδου:

$$U_{OUT}^{AC} = \frac{X_C}{X_C + X_L} \cdot U_{IN}^{AC} \approx \frac{X_C}{X_L} \cdot U_{IN}^{AC}$$

επειδή, όπως αναφέρθηκε ισχύει $X_C << X_L$.

Αντικαθιστώντας τις τιμές των αντιδράσεων, καθώς και την ενεργό τιμή της τάσης εισόδου από την (5.7), η ενεργός τιμή της εναλλασσόμενης τάσης εξόδου, θα είναι:

$$U_{OUT}^{rms} = \frac{X_C}{X_L} \cdot \frac{1}{2 \cdot \sqrt{2}} \cdot U_0 = \frac{1}{\omega^2 \cdot L \cdot C} \cdot \frac{1}{2 \cdot \sqrt{2}} \cdot U_0 \qquad \textbf{5.25}$$

και από τις (5.6), - όπου θεωρούμε την τιμή της συνεχούς συνιστώσας εξόδου ίση με την τιμή της συνεχούς συνιστώσας εισόδου – (5.25) και (5.10), υπολογίζουμε την κυμάτωση

$$r = \frac{U_{OUT}^{rms}}{U_{OUT}^{DC}} = \frac{\frac{X_C}{X_L} \cdot \frac{1}{2 \cdot \sqrt{2}} \cdot U_0}{\frac{U_0}{\pi}} = \frac{\frac{1}{\omega^2 \cdot L \cdot C} \cdot \frac{1}{2 \cdot \sqrt{2}} \cdot U_0}{\frac{U_0}{\pi}}$$

Θέτοντας ω=2πf , η τελευταία σχέση γίνεται:

$$r = \frac{\pi}{2 \cdot \sqrt{2}} \cdot \frac{X_C}{X_L} = \frac{1}{8 \cdot \pi \cdot \sqrt{2} \cdot f^2 \cdot L \cdot C} \qquad \textbf{5.26}$$

Για τη συχνότητα του δικτύου της ΔΕΗ, f=50Hz, η προσέγγιση για το ποσοστό κυμάτωσης είναι

$$r = \frac{0.00113}{L \cdot C} \%$$

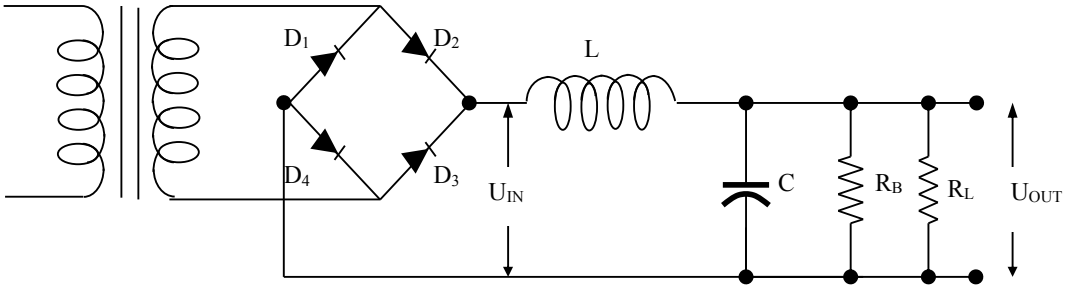
5.5.3.2. Το Φίλτρο LC στη διπλή ανόρθωση

Η πρώτη και σημαντικότερη εναλλασσόμενη συνιστώσα του ρεύματος της διπλής ανόρθωσης είναι συχνότητας 2f όπου f η συχνότητα του δικτύου. Σύμφωνα με την ανάλυση Fourier, η εναλλασσόμενη συνιστώσα της κυματομορφής διπλής ανόρθωσης που εισάγεται στο φίλτρο είναι (εξίσωση 5.9):

$$U_{IN}^{rms} = U_0 \frac{4}{3 \cdot \pi \cdot \sqrt{2}} = 0.3 \cdot U_0 \qquad \textbf{5.27}$$

Αμελώντας την ωμική αντίσταση της αυτεπαγωγής, ισχύει πάλι το ισοδύναμο κύκλωμα του σχήματος 5.22. Οι δύο αντιδράσεις τώρα είναι $X_L = 2 \cdot \omega \cdot L$ και $X_C = \frac{1}{2 \cdot \omega \cdot C}$. Αυτές συνδέονται σε σειρά και δημιουργούν για την εναλλασσόμενη μόνο συνιστώσα ένα διαιρέτη τάσης: $U_{OUT}^{AC} = \frac{X_C}{X_C + X_L} \cdot U_{IN}^{AC} \approx \frac{X_C}{X_L} \cdot U_{IN}^{AC}$ επειδή, όπως αναφέρθηκε ισχύει $X_C << X_L$. Αντικαθιστώντας τα προηγούμενα στην (5.27), προκύπτει για την ενεργό τιμή της εναλλασσόμενης τάσης εξόδου:

$$U_{OUT}^{rms} = \frac{4 \cdot U_0}{3\pi\sqrt{2}} \cdot \frac{X_C}{X_L} = U_0 \frac{4}{3\pi\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{4 \cdot \omega^2 \cdot L \cdot C} \qquad \textbf{5.28}$$



Σχήμα 5.23.Τροφοδοτικό διπλής ανόρθωσης με φίλτρο LRC.

Η συνεχής συνιστώσα της τάσης εισόδου που δίνεται από την εξίσωση (5.8) είναι ίση με τη συνεχή συνιστώσα της τάσης εξόδου: $U_{OUT}^{DC} = \frac{2 \cdot U_0}{\pi}$.

Επομένως, μπορούμε να υπολογίσουμε την κυμάτωση

$$r = \frac{\frac{4 \cdot U_0}{3\pi\sqrt{2}} \cdot \frac{X_C}{X_L}}{\frac{2 \cdot U_0}{\pi}} = \frac{U_0 \frac{4}{3\pi\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{4 \cdot \omega^2 \cdot L \cdot C}}{\frac{2 \cdot U_0}{\pi}} \qquad \textbf{5.29}$$

ή

$$r = \frac{2}{3 \cdot \sqrt{2}} \cdot \frac{X_C}{X_L} = \frac{1}{6 \cdot \sqrt{2} \cdot \omega^2 \cdot L \cdot C}$$

και αν θέσουμε ω=2πf, τότε η (5.29) γίνεται

$$r = \frac{1}{24 \cdot \pi^2 \cdot \sqrt{2} \cdot f^2 \cdot L \cdot C} \qquad \textbf{5.30}$$

και αντικαθιστώντας f=50Hz, καταλήγουμε στην προσέγγιση

$$r = \frac{0.00012}{L \cdot C}\% \qquad \textbf{5.31}$$

Παρατηρούμε ότι τόσο στην απλή όσο και στη διπλή ανόρθωση με χρήση φίλτρου LC για εξομάλυνση, το ποσοστό κυμάτωσης δεν επηρεάζεται από τις διακυμάνσεις της αντίστασης φορτίου RL.

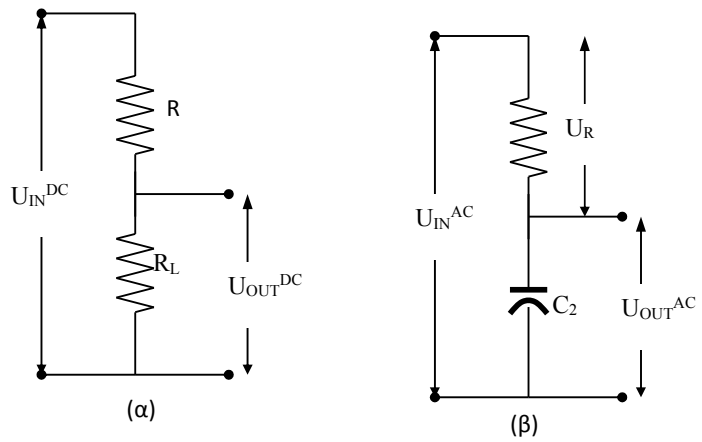
5.5.4. Φίλτρο Π με αντίσταση και πυκνωτές

Όπως είδαμε στο φίλτρο RC η κυμάτωση είναι πολύ μικρότερη απο αυτή χωρίς τον πυκνωτή, ιδιαίτερα για μεγάλες τιμές της αντίστασης φορτίου R_L. Ωστόσο, η κυμάτωση είναι αρκετά υπολογίσιμη. Η κατάσταση βελτιώνεται αν μετά τον πυκνωτή προσθέσουμε αντίσταση R σε σειρά με την αντίσταση φορτίου και, παράλληλα με την αντίσταση φορτίου, έναν άλλο πυκνωτή. Δημιουργείται έτσι το φίλτρο Π του σχήματος 5.25 με αντίσταση και πυκνωτές.

Ο πυκνωτής εισόδου C_1 παίζει τον ίδιο ρόλο που έπαιζε ο πυκνωτής στο φίλτρο RC. Υποβιβάζει δηλαδή την κυμάτωση της τάσης που δημιουργείται από τη δίοδο και αυξάνει τη συνεχή συνιστώσα. Η προσθήκη του τμήματος RC_2 υποβιβάζει ακόμη περισσότερο την κυμάτωση. Στα σχήματα 5.24 (α) και (β) μπορούμε να δούμε την επίδραση του τμήματος RC_2 πάνω στη συνεχή συνιστώσα U_{DC} και πάνω στις εναλλασσόμενες συνιστώσες της τάσης εισόδου, αντίστοιχα.

Έστω U_{IN}^{DC} η συνεχής συνιστώσα της τάσης στην είσοδο του φίλτρου. Για τη συνεχή συνιστώσα του ρεύματος, ο πυκνωτής C_2 παρουσιάζει άπειρη αντίσταση. Η τάση U_{OUT}^{DC} στα άκρα της αντίστασης φορτίου R_L θα είναι βέβαια μικρότερη από την U_{IN}^{DC} λόγω της πτώσης τάσης στην αντίσταση R. Θα έχουμε δηλαδή από το διαιρέτη τάσης του σχήματος 5.24(α).

$$U_{OUT}^{DC} = \frac{R_L}{R + R_L} \cdot U_{IN}^{DC}$$



Σχήμα 5.24. Ισοδύναμα κυκλώματα για το συνεχές και εναλλασσόμενο ρεύμα αντίστοιχα.

Για τις εναλλασσόμενες συνιστώσες θα έχουμε το ισοδύναμο κύκλωμα του σχήματος 5.24(β). Ο πυκνωτής C_2 επιλέγεται ώστε να παρουσιάζει πολύ μικρή αντίσταση στη μικρότερη από τις αρμονικές συνιστώσες της τάσης εξόδου. Έτσι, οι εναλλασσόμενες συνιστώσες περνούν από τον πυκνωτή C_2, ο οποίος έχει πολύ μικρότερη αντίσταση γιαυτές απ' ότι η αντίσταση R_L, οπότε στο ισοδύναμο κύκλωμα του σχήματος 5.24(β) η αντίσταση φορτίου R_L παραλείπεται. Έτσι, έχουμε έναν διαιρέτη τάσης για τις εναλλασσόμενες συνιστώσες που αποτελείται από την αντίσταση R και τον πυκνωτή C_2. Το μέτρο κάθε εναλλασσόμενης συνιστώσας της τάσης εξόδου, θα είναι:

$$U_{AC}^{OUT} = \frac{X_{C_2}}{Z} \cdot U_{AC}^{IN} \qquad \textbf{5.32}$$

όπου $Z = \sqrt{R^2 + X_{C_2}^2} \approx R$, εφόσον η R είναι πολυ μεγάλη σε σύγκριση με την X_{C_2}. Έτσι, στα άκρα της αντίστασης φορτίου θα έχουν υποβιβαστεί οι εναλλασσόμενες συνιστώσες. Θα έχουμε δηλαδή μικρότερη κυμάτωση από αυτή που είχαμε στην είσοδο του φίλτρου.

5.5.4.1. Το φίλτρο Π με αντίσταση για την απλή ανόρθωση

Ως γνωστόν, κατά την εκφόρτιση του πυκνωτή C_1 ισχύει η σχέση

$$I_{DC} = C_1 \cdot \frac{\Delta U}{\Delta t} \qquad \textbf{5.33}$$

όπου θεωρούμε ότι το I_{DC} είναι σχεδόν σταθερό αφού είναι $\Delta U << U_{DC}$. Η τάση ΔU που χάνει ο πυκνωτής κατά την εκφόρτισή του είναι η τάση κυμάτωσης U_r της εισόδου. Ο χρόνος Δt είναι ο χρόνος εκφόρτισης και για την απλή ανόρθωση θεωρούμε ότι ισούται με την περίοδο T. Επομένως η τάση κυμάτωσης στην είσοδο του φίλτρου είναι:

$$U_{r,IN} = \frac{I_{DC} \cdot T}{C_1} = \frac{I_{DC}}{f \cdot C_1} \qquad \textbf{5.34}$$

Η ενεργός τιμή αυτής της τάσης, εφόσον πρόκειται για πριονωτή κυματομορφή, θα είναι

$$U_{r,IN}^{rms} = \frac{I_{DC}}{2 \cdot \sqrt{3} \cdot f \cdot C_1} \qquad \textbf{5.35}$$

Αντικαθιστώντας τη σχέση (5.35) στην (5.32) προκύπτει για την ενεργό τιμή της τάσης κυμάτωσης στην έξοδο του φίλτρου $U_{r,OUT}^{rms} = \frac{I_{DC}}{2 \cdot \sqrt{3} \cdot f \cdot C_1} \cdot \frac{X_{C_2}}{R}$ και εφόσον $I_{DC} = \frac{U_{DC}}{R_L}$ θα ισχύει $U_{r,OUT}^{rms} = \frac{U_{DC} \cdot X_{C_2}}{2 \cdot \sqrt{3} \cdot f \cdot C_1 \cdot R \cdot R_L}$, οπότε, το ποσοστό κυμάτωσης θα είναι:

$$r = \frac{U_{r,OUT}^{rms}}{U_{DC}} = \frac{X_{C_2}}{2 \cdot \sqrt{3} \cdot f \cdot C_1 \cdot R \cdot R_L} \qquad \textbf{5.36}$$

αν θέσουμε $X_{C_2} = \frac{1}{\omega \cdot C_2} = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot f \cdot C_2}$ και/ή f = 50 Hz, η σχέση γίνεται:

$$r = \frac{U_{r,OUT}^{rms}}{U_{DC}} = \frac{1}{4 \cdot \sqrt{3} \cdot \pi \cdot f^2 \cdot C_1 \cdot C_2 \cdot R \cdot R_L} \qquad \textbf{5.37}$$

ή

$$r = \frac{0.00184}{C_1 \cdot C_2 \cdot R \cdot R_L} \%$$

5.5.4.2. Το φίλτρο Π με αντίσταση για τη διπλή ανόρθωση

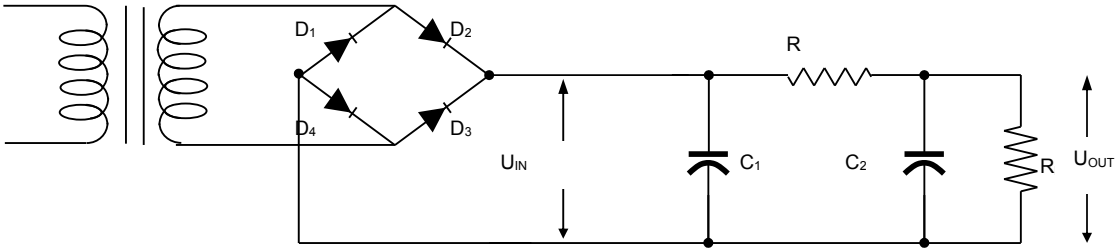
Ως γνωστόν, κατά την εκφόρτιση του πυκνωτή C1 ισχύει η σχέση: $I_{DC} = C_1 \cdot \frac{\Delta U}{\Delta t}$, όπου θεωρούμε ότι το I_{DC} είναι σχεδόν σταθερό αφού είναι $\Delta U << U_{DC}$. Η τάση ΔU που χάνει ο πυκνωτής κατά την εκφόρτισή του είναι η τάση κυμάτωσης U_r της εισόδου. Ο χρόνος Δt είναι ο χρόνος εκφόρτισης και για τη διπλή ανόρθωση θεωρούμε ότι ισούται με την ημιπερίοδο T/2. Επομένως η τάση κυμάτωσης στην είσοδο του φίλτρου είναι: $U_{r,IN} = \frac{I_{DC} \cdot T}{2 \cdot C_1} = \frac{I_{DC}}{2 \cdot f \cdot C_1}$. Η ενεργός τιμή αυτής της τάσης, εφόσον πρόκειται για πριονωτή κυματομορφή, θα είναι $U_{r,IN}^{rms} = \frac{I_{DC}}{4 \cdot \sqrt{3} \cdot f \cdot C_1}$. Επομένως, για την ενεργό τιμή της τάσης κυμάτωσης στην έξοδο του φίλτρου, προκύπτει: $U_{r,OUT}^{rms} = \frac{I_{DC}}{4 \cdot \sqrt{3} \cdot f \cdot C_1} \cdot \frac{X_{C_2}}{R}$ και εφόσον $I_{DC} = \frac{U_{DC}}{R_L}$, θα ισχύει $U_{r,OUT}^{rms} = \frac{U_{DC} \cdot X_{C_2}}{4 \cdot \sqrt{3} \cdot f \cdot C_1 \cdot R \cdot R_L}$, οπότε, το ποσοστό κυμάτωσης θα είναι:

$$r = \frac{U_{r,OUT}^{rms}}{U_{DC}} = \frac{X_{C_2}}{4 \cdot \sqrt{3} \cdot f \cdot C_1 \cdot R \cdot R_L} = \frac{1}{\pi \cdot \sqrt{3}} \cdot \frac{X_{C_2}}{X_{C_1} \cdot R \cdot R_L}.$$

Αν θέσουμε $X_{C_2} = \frac{1}{2 \cdot \omega \cdot C_2} = \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot f \cdot C_2}$ και f=50 Hz, τότε

$$r = \frac{U_{r,OUT}^{rms}}{U_{DC}} = \frac{1}{16 \cdot \sqrt{3} \cdot \pi \cdot f^2 \cdot C_1 \cdot C_2 \cdot R \cdot R_L} \qquad \textbf{5.38}$$

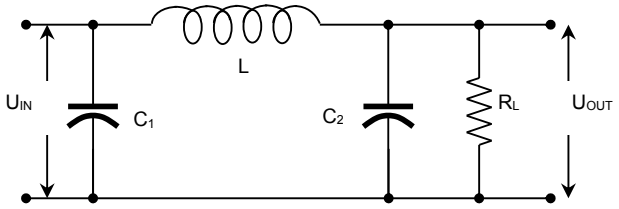
ή $r = \frac{0.0014}{C_1 \cdot C_2 \cdot R \cdot R_L}\%$



Σχήμα 5.25. Κυκλωματικό διάγραμμα τροφοδοτικού με διπλή ανόρθωση και φίλτρο Π με αντίσταση και πυκνωτές.

5.5.5. Φίλτρο Π με πηνίο και πυκνωτές

Στο σχήμα 5.26 φαίνεται ένα φίλτρο με πυκνωτή στην είσοδο που ακολουθείται από ένα φίλτρο L. Αυτό λέγεται φίλτρο Π λόγω της χωροδιάταξης των στοιχείων του. Με αυτό το φίλτρο η τάση συνεχούς ρεύματος στη λειτουργία εν κενό ισούται με τη μέγιστη τιμή U_0 της εναλλασσόμενης τάσης του δευτερεύοντος του μετασχηματιστή τροφοδότησης. Αυτή η τάση μειώνεται όσο αυξάνεται το ρεύμα φορτίου I_{DC} με τον ίδιο ρυθμό, από τα μικρά ρεύματα μέχρι και τα μεγάλα. Το φίλτρο αυτό δίνει μικρό ποσοστό κυμάτωσης και μεγάλη συνεχή τάση η οποία όμως μεταβάλλεται με το ρεύμα φορτίου. Γι' αυτό το λόγο το φίλτρο Π χρησιμοποιείται ως εξομαλυντής ανορθωμένης τάσης για να τροφοδοτήσει συσκευές με μικρό και σταθερό ρεύμα φορτίου.



Σχήμα 5.26. Κυκλωματικό διάγραμμα φίλτρου Π.

Η στιγμιαία τιμή της τάσης U_{IN} στην είσοδο αυτού του φίλτρου φαίνεται στο σχήμα 5.27 και προκύπτει από τις διαδοχικές φορτίσεις και εκφορτίσεις του πυκνωτή εισόδου C_1. Εχει τη μορφή πριονωτής τάσης τιμής U_K από κορυφή σε κορυφή.

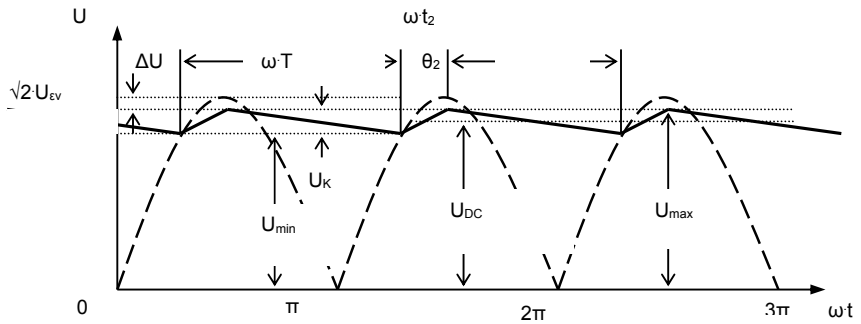
Όπως φαίνεται στο σχήμα 5.27, κατά το χρονικό διάστημα t_2 ο πυκνωτής φορτίζεται ενώ κατά το χρονικό διάστημα t_1 εκφορτίζεται και ισχύει $t_2 << t_1$.

Αν υποθέσουμε ότι η πτώση τάσης ΔU λόγω της ωμικής αντίστασης του πηνίου L είναι πολύ μικρή, δηλαδή $\Delta U << U_K$, για τη συνεχή τάση θα ισχύει η σχέση 5.14: $U_{DC} \cong U_0 - \frac{U_K}{2}$. Η U_K (η εναλλασσόμενη τιμή της πριονωτής τάσης εξόδου) υπολογίζεται από το συνεχές ρεύμα I_{DC} και από τις συνθήκες φόρτισης και εκφόρτισης του πυκνωτή. Αν θεωρήσουμε ότι $t_2 << t_1$, τότε θα ισχύει

$$t_1 \cong T = \frac{1}{f}$$

και αν θεωρήσουμε ότι το I_{DC} είναι σχεδόν σταθερό αφού είναι $U_K << U_{DC}$, τότε, το φορτίο του πυκνωτή που αποδίδεται κατά την εκφόρτισή του θα είναι ίσο με $I_{DC}.t1$ και επομένως, η τάση που χάνει αυτός ο πυκνωτής κατά την εκφόρτισή του θα είναι η U_K:

$$U_K = \frac{Q_1}{C_1} = \frac{I_{DC} \cdot t_1}{C_1} = \frac{I_{DC}}{C_1 \cdot f} = I_{DC} \cdot 2 \cdot \pi \cdot X_{C_1}$$



Σχήμα 5.27. Διαγράμματα στιγμιαίων τάσεων για το φίλτρο Π.

εφόσον $X_{C_1} = \frac{1}{\omega \cdot C_1}$. Επομένως, η συνεχής συνιστώσα, θα δίνεται από τη σχέση $U_{DC} \cong U_0 - I_{DC} \cdot 2 \cdot \pi \cdot X_{C_1}$ ή

$$U_{DC} \cong U_0 - I_{DC} \cdot \frac{1}{f \cdot C_1} \qquad \textbf{5.39}$$

Άν θέσουμε ω=2πf και f=50 Hz, τότε

$$U_{DC} \cong U_0 - I_{DC} \frac{0.02}{C_1}$$

5.5.5.1. Φίλτρο Π με πηνίο για την απλή ανόρθωση

Η εναλλασσόμενη τάση που εφαρμόζεται στα άκρα του πυκνωτή εισόδου είναι πριονωτή με ενεργό τιμή που δίνεται στη σχέση (5.19):

$$U_{K,rms} = \frac{U_{DC}}{2 \cdot \sqrt{3} \cdot f \cdot R_L \cdot C}$$

Αυτή εισάγεται στο φίλτρο $L_2.C_2$ που ενεργεί σαν διαιρέτης τάσης, οπότε η ενεργός τιμή της εναλλασσόμενης συνιστώσας της τάσης στα άκρα του πυκνωτή C_2 θα είναι:

$$U_{OUT}^{rms} = \frac{X_{C_2}}{X_{C_2} + X_L} \cdot U_{IN}^{rms} \approx \frac{X_{C_2}}{X_L} \cdot U_{IN}^{rms}$$

Επομένως $U_{OUT}^{rms} = \frac{\pi \cdot I_{DC}}{\sqrt{3}} \cdot \frac{X_{C_2} \cdot X_{C_2}}{X_L}$ ή

$$U_{OUT}^{rms} = \frac{I_{DC}}{8 \cdot \sqrt{3} \cdot \pi^2 \cdot f^3 \cdot L \cdot C_2 \cdot C_1} \qquad \textbf{5.40}$$

Οπότε, το ποσοστό κυμάτωσης, από τις (5.39) και (5.40), είναι: $r = \frac{U_{r,OUT}^{rms}}{U_{DC}} = \frac{\pi}{\sqrt{3}} \cdot \frac{X_{C_2} \cdot X_{C_2}}{X_L \cdot R_L}$, ή

$$r = \frac{1}{8 \cdot \sqrt{3} \cdot \pi^2 \cdot f^3 \cdot C_1 \cdot C_2 \cdot L \cdot R_L} \qquad \textbf{5.41}$$

και αν θέσουμε f=50 Hz τότε, η σχέση που προκύπτει είναι:

$$r = \frac{0.0000058}{C_1 \cdot C_2 \cdot L \cdot R_L} \%$$

5.5.5.2. Φίλτρο Π με πηνίο για τη διπλή ανόρθωση

Αν υποθέσουμε ότι η ανορθωμένη τάση εισόδου που εισέρχεται στο φίλτρο είναι αποτέλεσμα πλήρους ανόρθωσης, τότε η εναλλασσόμενη τάση που εφαρμόζεται στα άκρα του πυκνωτή εισόδου είναι πριονωτή, τότε από τις σχέσεις 5.15 και 5.22, έχουμε αποδείξει ότι:

$$U_{IN}^{rms} = \frac{I_{DC}}{4 \cdot \sqrt{3} \cdot C_1 \cdot f}$$

και εφόσον $X_{C_1} = \frac{1}{2 \cdot \omega \cdot C_1} = \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot f \cdot C_1}$, η προηγούμενη σχέση γράφεται:

$$U_{IN}^{rms} = \frac{\pi \cdot X_{C_1} \cdot I_{DC}}{\sqrt{3}}$$

Αυτή εισάγεται στο φίλτρο L2.C2 που ενεργεί σαν διαιρέτης τάσης, οπότε η ενεργός τιμή της εναλλασσόμενης συνιστώσας της τάσης στα άκρα του πυκνωτή C2 θα είναι:

$$U_{OUT}^{rms} = \frac{X_{C_2}}{X_{C_2} + X_L} \cdot U_{IN}^{rms} \approx \frac{X_{C_2}}{X_L} \cdot U_{IN}^{rms}$$

οπότε $U_{OUT}^{rms} = \frac{\pi \cdot U_{DC}}{\sqrt{3}} \cdot \frac{X_{C_2} X_{C_1} \cdot}{X_L \cdot R_L}$ ή $U_{OUT}^{rms} = \frac{\pi \cdot U_{DC}}{4 \cdot \sqrt{3} \cdot \omega^3 \cdot L \cdot C_1 \cdot C_2 \cdot R_L}$

Το ποσοστό κυμάτωσης θα είναι

$$r = \frac{U_{r,OUT}^{rms}}{U_{DC}} = \frac{\pi}{\sqrt{3}} \cdot \frac{X_{C_2} \cdot X_{C_1}}{X_L \cdot R_L}$$

ή

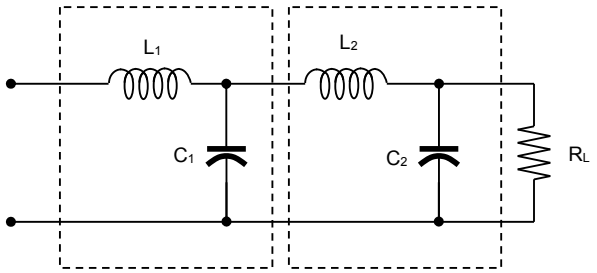
$$r = \frac{1}{64 \cdot \sqrt{3} \cdot \pi^2 \cdot f^3 \cdot C_1 \cdot C_2 \cdot L \cdot R_L} \qquad \textbf{5.42}$$

Άν θέσουμε f=50 Hz, τότε

$$r = \frac{0.00000073}{C_1 \cdot C_2 \cdot L \cdot R_L} \%$$

5.5.5.3. Πολλαπλό φίλτρο τύπου L

Όπως φαίνεται και από τις σχέσεις της προηγούμενης παραγράφου, ο συντελεστή κυμάτωσης μικραίνει όσο αυξάνονται οι τιμές των L και C. Καλύτερα αποτελέσματα θα πετύχουμε αν συνδέσουμε στη σειρά δύο ή περισσότερα φίλτρα σχηματίζοντας έτσι ένα πολλαπλό φίλτρο. Το κόστος βέβαια θα είναι μεγαλύτερο αλλά ο συντελεστής κυμάτωσης θα μικραίνει με έναν συντελεστή $\frac{K}{L \cdot C \cdot n}$ όπου K μία σταθερά και n ο αριθμός των φίλτρων.



Σχήμα 5.28. Πολλαπλό φίλτρο Π με πηνία και πυκνωτές.

5.6. Σταθεροποίηση Τάσης με ZENER

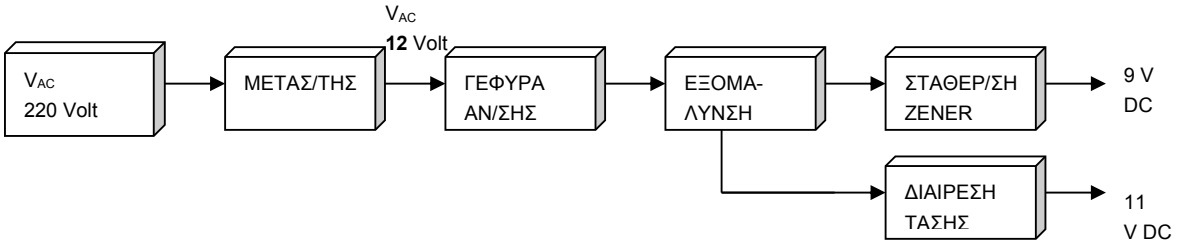
Ένα από τα συνηθισμένα κυκλώματα πού χρησιμοποιούνται στις ανορθωτικές διατάξεις είναι οι λεγόμενοι σταθεροποιητές τάσης. Τα κυκλώματα αυτά είναι πολλές φορές αρκετά σύνθετα και γι' αυτό δεν μπορούμε ακόμη να τα περιγράψουμε στο κεφάλαιο αυτό. Χρησιμοποιούνται όμως πάντοτε στα κυκλώματα αυτά δίοδοι Zener για να δώσουν μία σταθερή τάση αναφοράς ως προς την οποία λειτουργεί ο σταθεροποιητής. Στις παρακάτω παραγράφους θα περιγράψουμε τέτοιες εφαρμογές της Zener στις οποίες παίρνουμε στα άκρα της Zener μια σταθερή τάση ίση με την ονομαστική τάση της διόδου αυτής.

5.6.1. Τροφοδοτικό με γέφυρα και σταθεροποίηση

Το τροφοδοτικό που διακρίνεται στο σχήμα 5.30 ανήκει στην κατηγορία των τροφοδοτικών τα οποία κρατούν σταθερή την τάση εξόδου. Συγκεκριμένα, η μία έξοδος είναι σταθεροποιημένη στα 9 V DC και η άλλη στα 11 V DC. Η έξοδος των 9 V DC παρέχει σταθερή τιμή για ένα μεγάλο εύρος τιμών φορτίου και αυτό, λόγω της ιδιότητας της Zener να κρατάει σταθερή την τάση στα άκρα της.

Το κύκλωμα του τροφοδοτικού

Στο τροφοδοτικό αυτό έχουμε πλήρη ανόρθωση, δηλαδή έχουμε και για την αρνητική και για τη θετική ημιπερίοδο του σήματος εισόδου, έξοδο από το στοιχείο ανόρθωσης το οποίο εδώ είναι ένας συνδυασμός από 4 διόδους.
Η εξομάλυνση κι εδώ επιτυγχάνεται μέσω του πυκνωτή C_1 και της αντίστασης R_1, σε συνδυασμό με το φορτίο. Αυτές οι δύο τιμές καθορίζουν τη σταθερά χρόνου και το μέγεθος της κυμάτωσης για την έξοδο των 11 V DC.



Σχήμα 5.29. Δομικό διάγραμμα τροφοδοτικού με γέφυρα και σταθεροποίηση.

Περιγραφή λειτουργίας

Τα 220 Volt του δικτύου εφαρμόζονται στο πρωτεύον του μετασχηματιστή. Η μετασχηματισμένη τάση του δικτύου εφαρμόζεται στο στοιχείο ανορθώσεως το οποίο αποτελείται από 4 διόδους σε συνδεσμολογία γέφυρας. Κατόπιν, η ανορθωμένη τάση εξομαλύνεται με τη βοήθεια του πυκνωτή C1 και εφαρμόζεται σε ένα συνδυασμό αντιστάσεων ή μίας διόδου Zener.

Η δίοδος Zener έχει το χαρακτηριστικό να μεταβάλει τη ροή του ρεύματος που διέρχεται απ' αυτή έτσι ώστε η τάση στα άκρα της να διατηρείται σταθερή και συγκεκριμένα, ίση με την ονομαστική της τιμή. Έτσι, η δίοδος Zener του κυκλώματος με ονομαστική τιμή τα 9 Volt παρέχει στην έξοδο σταθεροποιημένη τάση στα 9 V DC.

Τα 11 Volt, λόγω της σταθερότητας των 9 Volt και λόγω της ίδιας τιμής των αντιστάσεων R1 και R2 του διαιρέτη τάσης, είναι κι αυτά σταθεροποιημένα.

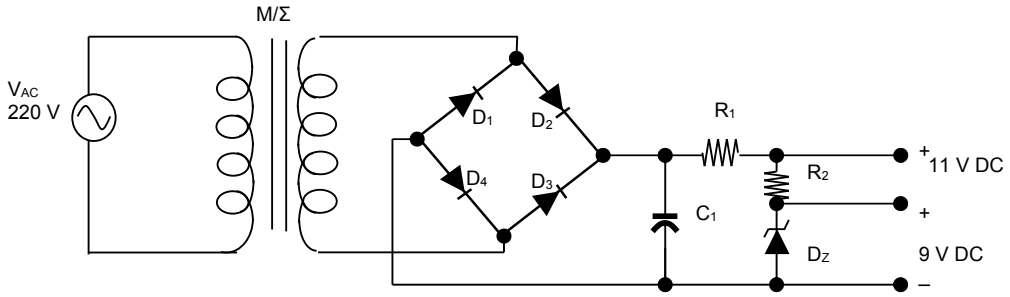
Χρησιμοποιώντας τον παλμογράφο, μπορούμε να πάρουμε τις κυματομορφές του σχήματος 7.3.

Η συσκευή που παρουσιάσαμε έχει διπλή χρησιμότητα:

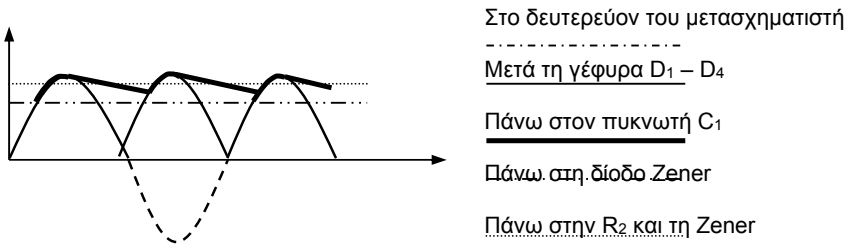
Α) Μπορεί να χρησιμοποιηθεί σαν σταθεροποιημένο τροφοδοτικό στα 9 V DC

Β) Μπορεί να χρησιμοποιηθεί σαν σταθεροποιημένο τροφοδοτικό στα 11 V DC

Έτσι, χρησιμοποιείται σε κατασκευές όπου η σταθερότητα της τάσης παίζει σπουδαίο ρόλο, όπως για παράδειγμα, στους ενισχυτές ποιότητας, στα κυκλώματα που χρησιμοποιούν ψηφιακά κυκλώματα CMOS, σε ταλαντωτές όπου η μεταβολή της τάσης μεταβάλει τη συχνότητα ταλάντωσης.

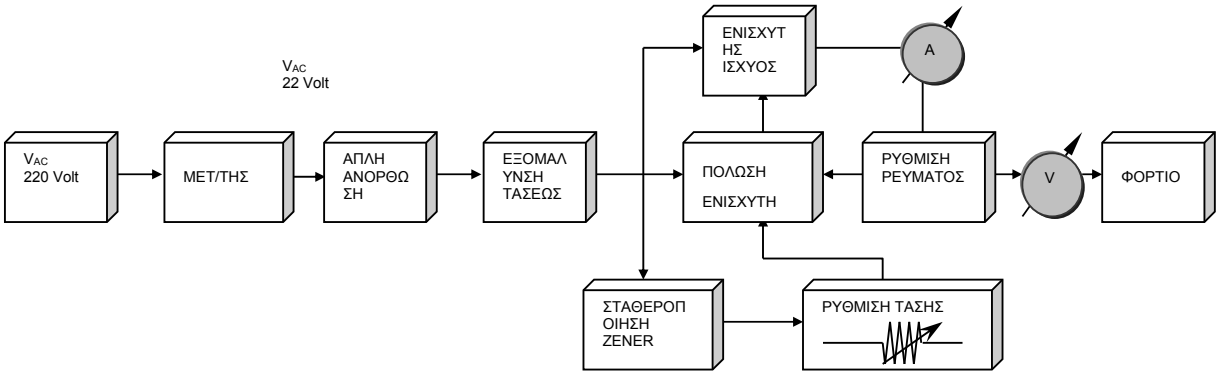


Σχήμα 5.30. Κυκλωματικό διάγραμμα
R_1, R_2: 100 Ω, C: 1000 μF/25 V, Μετασχηματιστής: 220 V_{AC}/12 V_{AC}, D1–D4 : 1N4002 D_Z : 9.1 V



Σχήμα 5.31. Απόκριση στιγμιαίων τάσεων.

5.6.2. Σταθεροποιημένο τροφοδοτικό 20 V DC / 0.5 A



Σχήμα 5.32. Δομικό διάγραμμα σταθεροποιημένου τροφοδοτικού.

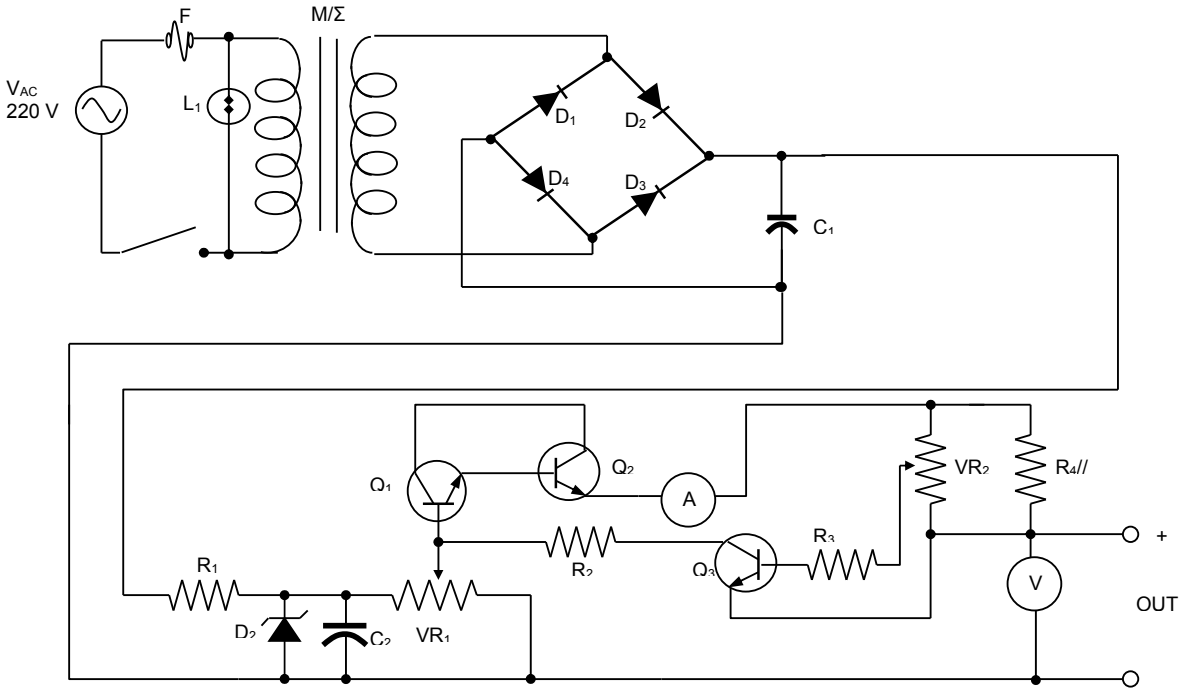
R1 : 560Ω, V_{R1} : 1.1ΚΩ, Q1, Q :2N2219 R_2 :15Ω V_{R2} : 470 Ω, Q2 : 2N3055, R3 : 470Ω C_1 : 1000 μF/40V Αμπερόμετρο : 0-1A R_4 : 22 Ω, R_2 : 10 μF/25V Βολτόμετρο : 0-30 V R_5 : 22 Ω D_Z : Zener 20 V Γέφυρα : 50 V/1A Μετ/ιστής : 220 V/ 22 V

Το τροφοδοτικό που διακρίνεται στο σχήμα 5.33 ανήκει στην κατηγορία των τροφοδοτικών τα οποία κρατούν σταθερή την τάση εξόδου καθώς επίσης παρέχει μερικές πολύτιμες ευκολίες και αυτοματισμούς. Μας δίνει τη δυνατότητα ρύθμισης της τάσης εξόδου με τη βοήθεια του ποτενσιόμετρου V_{R2} καθώς και τη ρύθμιση του ρεύματος εξόδου με τη βοήθεια του ποτενσιόμετρου V_{R1}.

Κύκλωμα τροφοδοτικού

Οι μεταβολές της τάσεως και της εντάσεως γίνονται αντιληπτές από τα δύο όργανα που υπάρχουν στην κατασκευή και που μας δίνουν και την αριθμητική ένδειξη των τιμών τους. Αυτά είναι ένα βολτόμετρο και ένα αμπερόμετρο. ‘Ετσι, μπορούμε να ρυθμίσουμε το ρεύμα και την τάση πάνω στο φορτίο και μέσα στα όρια τροφοδοσίας του.

Τα βασικά μέρη του τροφοδοτικού όμως, όπως η γέφυρα ανορθώσεως και το κύκλωμα εξομάλυνσης, παραμένουν λειτουργικά, όπως στα προηγούμενα τροφοδοτικά.



Σχήμα 5.33. Κυκλωματικό διάγραμμα σταθεροποιημένου τροφοδοτικού 20 V DC / 0.5 A.

Περιγραφή λειτουργίας

Θέτουμε τα 220 V του δικτύου, στο πρωτεύον του μετασχηματιστή. Η τάση που αναπτύσσεται στο δευτερεύον εφαρμόζεται στη γέφυρα ανόρθωσης και στη συνέχεια, ανορθωμένη, εξομαλύνεται από τον πυκνωτή C_1. Στη συνέχεια, η δίοδος Zener σταθεροποιεί την τάση που πολώνει το τρανζίστορ Q_2, το οποίο, με τη σειρά του πολώνει το τρανζίστορ Q_1. Η μεταβλητή αντίσταση V_{R2} ρυθμίζει την πόλωση του Q_2 και κατά συνέπεια του Q_1, που είναι τρανζίστορ ισχύος και τροφοδοτεί το φορτίο.

Έτσι, ρυθμίζοντας την αντίσταση V_{R2}, επηρεάζουμε τη λειτουργία του Q1, ώστε να έχουμε ρυθμιζόμενη τάση στην έξοδο του τροφοδοτικού. Επίσης, το Q_3 που πολώνεται από το ρεύμα του φορτίου, επηρεάζει την πόλωση του Q_2. Έτσι, ρυθμίζοντας την V_{R1}, μεταβάλλεται το ρεύμα εξόδου του τροφοδοτικού. Τα δύο όργανα που υπάρχουν μας βοηθούν να ρυθμίσουμε το ρεύμα και την τάση εφόσον μας παρέχουν αριθμητικές ενδείξεις αυτών.

Για να μπορέσουν να γίνουν ρυθμίσεις, απαραίτητη προϋπόθεση είναι η ύπαρξη φορτίου στην έξοδο του τροφοδοτικού.

Η συσκευή αυτή είναι πολύ χρήσιμη γιατί μας παρέχει τη δυνατότητα ρύθμισης της τάσης και του ρεύματος εξόδου, άρα, μπορούμε να τροφοδοτήσουμε συσκευές με διαφορετική τάση τροφοδοσίας χωρίς να χρειαζόμαστε ειδικό τροφοδοτικό κάθε φορά. Κύρια εφαρμογή βρίσκει σε όλα τα εργαστήρια ηλεκτρονικών συσκευών καθώς και σε όλα τα επισκευαστικά εργαστήρια.

5.7. Γενικές Παρατηρήσεις

5.7.1. Σύγκριση Απλής – Διπλής Ανόρθωσης

Η διπλή ανόρθωση παρουσιάζει απέναντι στην απλή, τα ακόλουθα πλεονεκτήματα

- Διπλάσια συνεχή τάση όπως φαίνεται στις σχέσεις 5.6 και 5.8.
- Μικρότερο ποσοστό κυμάτωσης όπως αποδεικνύεται στις παραγράφους 5.3.5 και 5.5.1
- Διπλάσιο συντελεστή απόδοσης, όπως μπορεί να αποδειχθεί με τη βοήθεια της παραγράφου 5.4.4.

- Διπλάσια συχνότητα κυμάτωσης. Έτσι, διευκολύνεται το φιλτράρισμα που φαίνεται στην παράγραφο 5.5.
- Δε δίνει συνεχές ρεύμα μαγνήτισης στον πυρήνα.

Αντίθετα, η διπλή ανόρθωση μειονεκτεί στο ότι χρειάζεται τουλάχιστον δύο διόδους. Επίσης, πολλές φορές απαιτεί μεσαία λήψη στο δευτερεύον του μετασχηματιστή ενώ μπορεί να παρουσιάζει και διπλάσια ανάστροφη τάση στις διόδους.

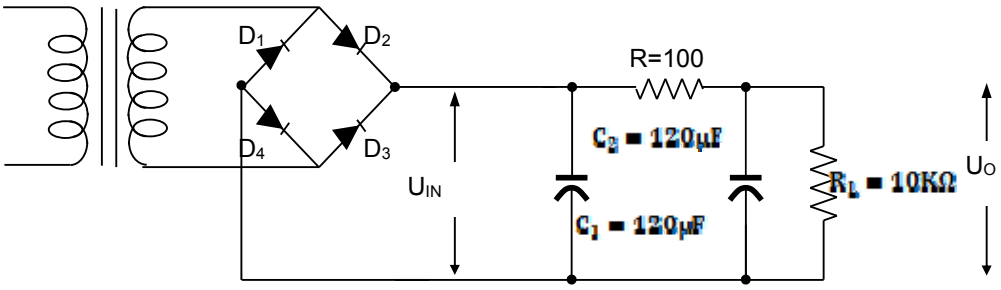
5.7.2. Παρατηρήσεις

Στις μεγάλες ανορθωτικές εγκαταστάσεις η επιλογή για το κύκλωμα που θα χρησιμοποιηθεί βασίζεται στο συντελεστή κυμάτωσης και στο είδος του μετασχηματιστή που θα χρησιμοποιήσουμε. Το κόστος του μετασχηματιστή βαραίνει πολύ μια τέτοια απόφαση (για να αποφύγουμε το μαγνητικό κόρο απαιτείται ειδικό τύλιγμα που επιβαρύνει το κόστος. Όπως παντού, έτσι και εδώ, η αντιστάθμιση ποιότητας – κόστους είναι το βασικό πρόβλημα.

Ένας άλλος παράγοντας που πρέπει να λάβουμε υπόψη μας είναι τα χαρακτηριστικά της διόδου και κυρίως η μέγιστη τιμή του ρεύματος στην άνοδο, η μέση τιμή του καθώς και η μέγιστη ανάστροφη τάση.

5.8. Παραδείγματα

5.8.1. Εύρεση συντελεστή κυμάτωσης δεδομένου του μετασχηματισμού Fourier της ανορθωμένης τάσης



Το κύκλωμα του σήματος είναι ένα τροφοδοτικό. Η τάση τροφοδοσίας έχει συχνότητα 50 Hz (είσοδος του μετασχηματιστή). Δίνεται ο μετασχηματισμός Fourier της πλήρως ανορθωμένης τάσης: $U_{IN}(\text{Volt}) = \frac{20}{\pi} - \frac{40}{3\cdot\pi}\cdot\text{συν}(2\cdot\omega\cdot t) - \frac{40}{15\cdot\pi}\cdot\text{συν}(4\cdot\omega\cdot t) - ...$

Να βρεθούν οι συντελεστές κυμάτωσης της τάσης U_{IN} και της τάσης εξόδου U_{OUT}

Λύση: Η ανορθωμένη τάση όπως περιγράφεται στο μετασχηματισμό Fourier, έχει DC συνιστώσα

$$U_{IN,DC} = \frac{20}{\pi} = 6{,}4V\ .$$

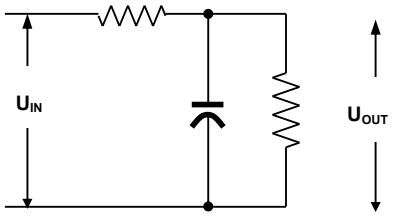
Η επικρατέστερη AC συνιστώσα έχει συχνότητα 2ω και είναι: $U_{IN,AC} = -\frac{40}{3\cdot\pi}\cdot\text{συν}(2\cdot\omega\cdot t)$.

Η ενεργός τιμή αυτής είναι $U_{IN,AC,RMS} = \frac{40}{3\cdot\pi\sqrt{2}} = 3V$, εφόσον πρόκειται για ημιτονοειδή κυματομορφή. Ο συντελεστής κυμάτωσης της U_{IN} είναι:

$$r = \frac{U_{IN,AC,RMS}}{U_{IN,DC}} = \frac{\frac{40}{3\cdot\pi\cdot\sqrt{2}}}{\frac{20}{\pi}} = \frac{2}{3\cdot\sqrt{2}} = 0{,}47 = 47\%$$

Η τιμή της αντίστασης του πυκνωτή στο DC είναι άπειρη (δεν υπάρχει πυκνωτής) ενώ στο AC (συχνότητας 2ω) η τιμή της αντίστασής του είναι $|Z_C| = \frac{1}{2 \cdot \omega \cdot 120 \cdot 10^{-6}} = 13\Omega$, όπου ω=2πf και f η συχνότητα του δικτύου 50Hz.

Ο πυκνωτής C_2 και η αντίσταση R είναι παράλληλα. Στο DC υπάρχει μόνο η αντίσταση ενώ στο AC (50Hz) η συνολική σύνθετη αντίσταση είναι μικρότερη από τη μικρότερη αντίσταση (παράλληλος συνδυασμός 13Ω και 10000Ω): $Z_{o\lambda}$=13Ω.



Με διαίρεση τάσης, προκύπτουν οι τιμές για την τάση εξόδου

$$U_{OUT,DC} = U_{IN,DC}\frac{R_L}{R+R_L} = \frac{20}{\pi}\cdot\frac{10000}{10100} = 6{,}3V\ ,$$

$$U_{OUT,AC} = U_{IN,AC,RMS}\frac{Z_{o\lambda}}{R+Z_{o\lambda}} = \frac{40}{3\cdot\pi\cdot\sqrt{2}}\cdot\frac{13}{113} = 0{,}3V$$

Και ο συντελεστής κυμάτωσης:

$$r = \frac{U_{OUT,AC,RMS}}{U_{OUT,DC}} = \frac{\frac{40}{3\cdot\pi\cdot\sqrt{2}}}{\frac{20}{\pi}} = \frac{2}{3\cdot\sqrt{2}}\cdot\frac{13\cdot 10100}{113\cdot 10000} = 0{,}055 \approx 5\%$$

5.8.2. Σχεδίαση κυματομορφών τάσης συναρτήσει του χρόνου

Συγκρίνοντας το γνωστό μετασχηματισμό Fourier

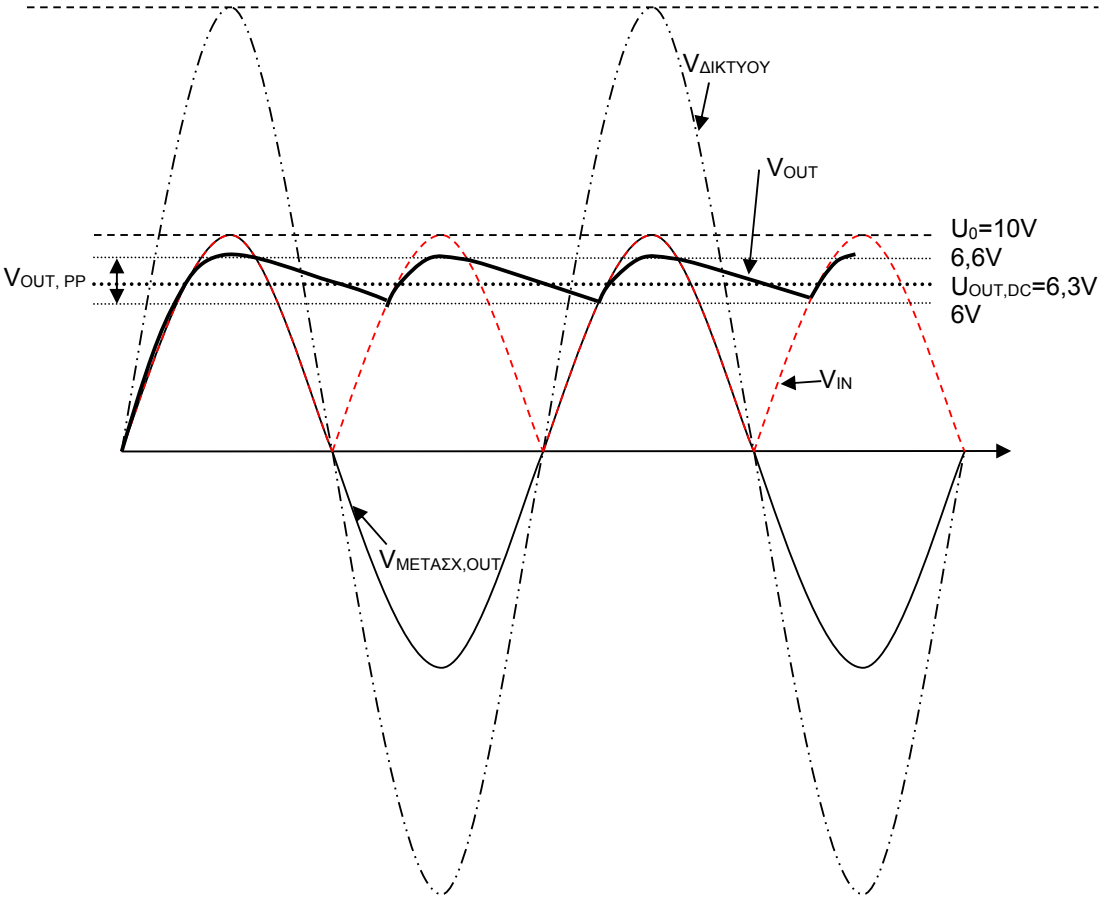
$U_{IN}(\text{Volt}) = \frac{20}{\pi} - \frac{40}{3\cdot\pi}\cdot\text{συν}(2\cdot\omega\cdot t) - \frac{40}{15\cdot\pi}\cdot\text{συν}(4\cdot\omega\cdot t) - \ldots$ με την ανορθωμένη τάση που μας δίνεται $U_{IN}(\text{Volt}) = U_0\left(\frac{2}{\pi} - \frac{4}{3\cdot\pi}\cdot\text{συν}(2\cdot\omega\cdot t) - \frac{4}{15\cdot\pi}\cdot\text{συν}(4\cdot\omega\cdot t) - \ldots\right)$, παρατηρούμε ότι η μέγιστη τιμή της ανορθωμένης κυματομορφής είναι U_0=10V.

Η τάση εξόδου του τροφοδοτικού είναι τριγωνικής κυματομορφορφής η οποία έχει ενεργό τιμή

$$U_{OUT,RMS} = \frac{U_{OUT,PP}}{\sqrt{3}} \Rightarrow U_{OUT,PP} = 0{,}34V\sqrt{3} = 0{,}6V$$

Προσεγγιστικά, η τάση εξόδου του τροφοδοτικού κυμαίνεται μεταξύ των τιμών 6V και 6,6V

Παρατηρούμε ότι η DC πτώση τάσης πάνω στην αντίσταση R (μεταξύ της ανορθωμένης $U_{IN,DC} = 6{,}4V$ και της τάσης εξόδου $U_{OUT,DC} = 6{,}3V$) είναι μόνο 0,1 V ενώ η AC πτώση τάσης πάνω στην αντίσταση R (μεταξύ των $U_{IN,AC,RMS} = 3V$ και της τάσης εξόδου $U_{OUT,AC} = 0{,}3V$) είναι περίπου 2,7V RMS.



5.8.3. Εύρεση λόγου μετασχηματισμού

Δεδομένου ότι η ταση εισόδου του δικτύου είναι η τάση της ΔΕΗ (230V, 50Hz), να βρεθεί ο λόγος των σπειρών του μετασχηματιστή για το παράδειγμα 5.8.1.

Λύση

Ο λόγος των ενεργών τιμών των τάσεων ισούται με το λόγο των πλατών, ισούται με το λόγο των τιμών από κορυφή σε κορυφή.

Ο λόγος μετασχηματισμού είναι $\frac{N_1}{N_1} = \frac{U_{0,DIKTYOU}}{U_{0,IN}} = \frac{230\sqrt{2}}{10} = \frac{32,53}{1}$. Επομένως ο λόγος των σπειρών του πρωτεύοντος προς τις σπείρες του δευτερεύοντος είναι περίπου 100:3.

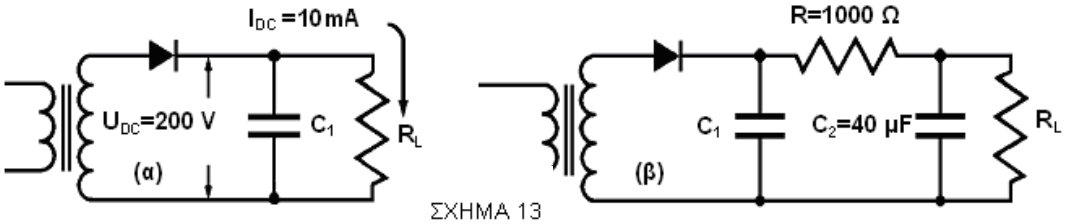
5.8.4. Εύρεση βαθμού κυμάτωσης με δεδομένες DC και AC τιμές

Η τάση εξόδου του τροφοδοτικού του σχήματος (α) έχει συνεχή συνιστώσα VDC=200V και ενεργό τιμή αρμονικών 40V. Το συνεχές ρεύμα στο φορτίο είναι 10mA ενώ η συχνότητα του ρεύματος εισόδου (δικτύου) είναι 50Hz. Να βρεθούν:

α) Ο βαθμός κυμάτωσης. (σχήμα (α)).

β) Η συνεχής τάση στην έξοδο και ο βαθμός κυμάτωσης εάν στο προηγούμενο κύκλωμα προστεθεί σε σειρά με τον ανορθωτή ωμική αντίσταση R=1KΩ και πυκνωτής C2=40μF (σχήμα (β)).

γ) Η συνεχής τάση στην έξοδο και ο βαθμός κυμάτωσης εάν αντικατασταθεί η αντίσταση πηνίο L=30H εσωτερικής αντίστασης Rl =90Ω και πυκνωτής C2=40μF (σχήμα (γ)).



ΣΧΗΜΑ 13

α) Ο βαθμός κυμάτωσης υπολογίζεται από τη σχέση : $r = \frac{U_{AC(rms)}}{U_{DC}} = \frac{40V}{200V} = 0.2$ ή 20%

β) Η αντίσταση φορτίου με βάση τον νόμο του Ohm υπολογίζεται από την παρακάτω σχέση

$$R_L = \frac{U_{DC}}{I_{DC}} = \frac{200V}{10mA} = 20K\Omega$$

Η συνεχής τάση στην έξοδο του κυκλώματος του σχήματος (β) θα υπολογιστεί από τον διαιρέτη τάσης που σχηματίζεται από τις αντιστάσεις R και RL. Επομένως

$$U'_{DC} = U_{DC}\frac{R_L}{R+R_L}200V\frac{20K\Omega}{21K\Omega} = 190{,}5V$$

Στην περίπτωση της απλής ανόρθωσης η χαμηλότερη συχνότητα εναλλασσόμενης συνιστώσας είναι η συχνότητα της τάσης δικτύου. Η αντίδραση του πυκνωτή στα 50Hz ισούται

$$X_{C_2} = \frac{1}{2\pi fC_2} = \frac{1}{2\pi\cdot 50\cdot 40\cdot 10^{-6}} \cong 79{,}6\Omega$$

Το μέτρο της συνολικής αντίστασης στην βασική συχνότητα των 50Hz για την αντίσταση R σε σειρά με τον πυκνωτή C2 ισούται με

$$Z = \sqrt{R^2 + X_{C2}^2} = \sqrt{1000^2 + 79{,}6^2} \cong 1K\Omega$$

Θεωρώντας την χειρότερη περίπτωση όπου η ενεργός τιμή των αρμονικών συνιστωσών οφείλεται στην θεμελιώδη συχνότητα των 50Hz, η ενεργός τιμή της τάσης κυμάτωσης στην έξοδο ισούται

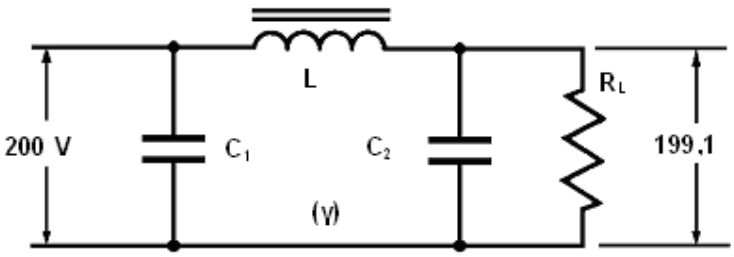
$$U'_{AC(rms)} = U_{AC(rms)}\frac{X_{C_2}}{Z} = 40\frac{79{,}6}{1000} \cong 3{,}18V$$

Ο βαθμός κυμάτωσης δίνεται από την παρακάτω σχέση

$$r = \frac{U'_{k(rms)}}{U'_{DC}} = \frac{3{,}18}{190{,}5} \cong 1{,}66\%$$

γ) Σ' αυτήν την περίπτωση η συνεχή τάση εξόδου θα υπολογιστεί πάλι από τον διαιρέτη τάσης που σχηματίζεται από τις αντιστάσεις Rl και RL .

Οπότε $U''_{DC} = \frac{20000}{20000+90}200 = 199{,}1V$



Οι αντιδράσεις που παρουσιάζουν το πηνίο και ο πυκνωτής στην βασική συχνότητα των 50Hz υπολογίζονται παρακάτω

$$X_L = 2\pi fL = 2\pi \cdot 50 \cdot 30 \cong 9420\Omega$$

$$X_C = \frac{1}{2\pi fC} = \frac{1}{2\pi \cdot 50 \cdot 40 \cdot 10^{-6}} \cong 79{,}6\Omega$$

Το μέτρο της συνολικής σύνθετης αντίστασης που εμφανίζει ο συνδυασμός του πηνίου-πυκνωτή-εσωτερικής αντίστασης του πηνίου ισούται με

$$Z = \sqrt{\left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2 + R_l^2} \cong L\omega - \frac{1}{C\omega} \qquad \text{επειδή } R_l << L\omega - \frac{1}{\omega C}$$

$$Z = 9420 - 79{,}6 = 9340\Omega$$

Θεωρώντας πάλι την χειρότερη περίπτωση όπου η ενεργός τιμή των αρμονικών συνιστωσών οφείλεται στην θεμελιώδη συχνότητα των 50Hz, η ενεργός τιμή της τάσης κυμάτωσης στην έξοδο ισούται με

$$U''_{k(rms)} = U_{k(rms)} \frac{X_{C_2}}{Z} = 40 \cdot \frac{80}{9340} \cong 0{,}342V$$

Ο βαθμός κυμάτωσης τώρα υπολογίζεται ως $r = \frac{U''_{k(rms)}}{U_{DC}} = \frac{0{,}342V}{199V} = 0.17\%$

5.8.5. Υπολογισμός στοιχείων σε τροφοδοτικό με φίλτρο RC

Σε ένα κύκλωμα ανόρθωσης, το σήμα εισόδου έχει συχνότητα 60 Hz και μέγιστη τιμή (πλάτος) V_0=12V. Ως κύκλωμα εξομάλυνσης χρησιμοποιούμε φίλρτο RC με τιμή αντίστασης φορτίου R=2KΩ. Να καθιριστεί η απαιτούμενη χωρητικότητα ώστε η τάση κυμάτωσης να περιορίζεται στην τιμή V_K=0,4V για τις περιπτώσεις (α) του πλήρους ανορθωτή και (β) του ημιανορθωτή.

Λύση: Το κύκλωμα στο οποίο αναφερόμαστε για την απλή ανόρθωση είναι το κύκλωμα του σχήματος 5.16 χωρίς το μετασχηματιστή. Η έξοδος του κυκλώματος φαίνεται στα σχήματα (5.17) και (5.18).
Για τη διπλή ανόρθωση, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε τη σχέση (5.22) ή

$$I_{DC} = C\frac{\Delta U}{\Delta t} \Rightarrow \frac{U_{DC}}{R} = C\frac{U_{Kr}}{T/2} \Rightarrow C = \frac{U_{DC}}{2U_K Rf} \Rightarrow C = 125\mu F$$

Για την απλή ανόρθωση

$$I_{DC} = C\frac{\Delta U}{\Delta t} \Rightarrow \frac{U_{DC}}{R} = C\frac{U_r}{T} \Rightarrow C = \frac{U_{DC}}{U_r Rf} \Rightarrow C = 250\mu F$$

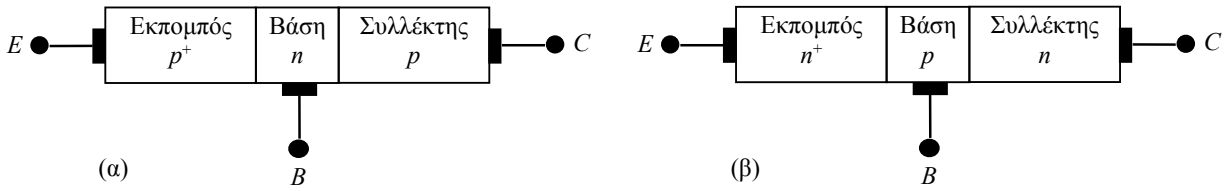
6. Τρανζίστορ Διπολικών Ενώσεων

Η λέξη “τρανζίστορ” είναι διεθνής όρος και γι’ αυτό δεν θα επιχειρήσουμε να τη μεταφράσουμε αλλά μόνο να την εξηγήσουμε. Η λέξη αυτή έχει προέλθει από δύο συνθετικά, το “transfer” και το “resistor”, και χρησιμοποιήθηκε αρκετά το 1948 όταν ανακαλύφθηκε η τρίοδος με ημιαγωγούς, όπως χαρακτηρίστηκε τότε από τους Bardeen και Brattain σε σχετικό τους άρθρο.

Το παραπάνω ηλεκτρονικό στοιχείο επρόκειτο να αντικαταστήσει την ηλεκτρονική λυχνία στις περισσότερες χρήσεις της, μια και το στοιχείο αυτό έχει τρία ηλεκτρόδια από τα οποία δύο αποτελούν το κύριο κύκλωμα το δε τρίτο το κύκλωμα ελέγχου.

Η διαφορά με την τρίοδο λυχνία είναι ότι το τρανζίστορ ελέγχεται από το ρεύμα του ηλεκτροδίου ελέγχου ενώ η λυχνία ελέγχεται από την τάση του.

Το τρανζίστορ αποτελείται από δύο ενώσεις p-n διαμορφωμένες πάνω στον ίδιο μονοκρύσταλλο ημιαγωγού με αλλαγή κατά τόπους της πυκνότητας και του είδους των ξένων προσμείξεων όπως φαίνεται στο Σχ. 6.1. Οι ενώσεις αυτές είναι διαταγμένες στη σειρά p-n-p ή n-p-n.



Σχ. 6.1. Σχηματική παράσταση τρανζίστορ α) p-n-p, b) n-p-n, [16].

Το παραπάνω στοιχείο λειτουργεί σαν ελεγχόμενη αντίσταση, δηλαδή τρανζίστορ, όταν η απόσταση d ανάμεσα στους άξονες των δύο ενώσεων, είναι πολύ μικρότερη από το μήκος διαχύσεως L των φορέων. Η απόσταση αυτή είναι συνήθως μικρότερη απο 10 μm.

Ο τύπος αυτός του τρανζίστορ λέγεται πολλές φορές και διπολικό τρανζίστορ ή “bipolar” επειδή στη λειτουργία του συμμετέχουν και τα δύο είδη φορέων, οπές και ηλεκτρόνια. Αυτός είναι ο τύπος του τρανζίστορ που κυκλοφόρησε αρκετά σε όλο τον κόσμο και ονομάζεται απλά Τρανζίστορ. Το τρανζίστορ αυτό πολλές φορές συμβολίζεται με τα αρχικά BJT από τις λέξεις “Bipolar Junction Transistor”. Το κύριο χαρακτηριστικό λειτουργίας του BJT είναι, όπως και στην απλή δίοδο, ότι η ροή των φορέων είναι κάθετη πάνω στον άξονα των ενώσεων.

Μετά από το BJT, ο Shockley ανακάλυψε το 1952 το λεγόμενο τρανζίστορ επιδράσεως πεδίου ή FET “Field Effect Transistor”, που είναι επίσης ένα στοιχείο με ημιαγωγούς και τρία ηλεκτρόδια όπως και το BJT αλλά που ελέγχεται από τάση όπως και η λυχνία.

Το FET είναι ένα στοιχείο που αποτελείται από έναν ημιαγωγό μέσα από τον οποίο περνά το ρεύμα. Η αγωγιμότητα αυτού του ημιαγωγού ελέγχεται από ένα ηλεκτρικό πεδίο εγκάρσιο στο ρεύμα που περνά από αυτόν, με τη βοήθεια ενώσεων p-n που διαμορφώνονται στην επιφάνεια του ημιαγωγού και είναι παράλληλες με τη ροή των φορέων. Το FET λέγεται πολλές φορές και μονοπολικό τρανζίστορ ή UT “Unipolar Transistor” επειδή κατά τη λειτουργία του παίρνουν μέρος μόνο φορείς πλειονότητας του κυρίως ημιαγωγού.

Το κύριο χαρακτηριστικό του FET είναι ότι η κίνηση των φορεών του κύριου ή ελεγχόμενου κυκλώματος είναι παράλληλη στον άξονα των ενώσεων p-n που υπάρχουν στο FET. Με το FET όμως θα ασχοληθούμε αργότερα, στο κεφάλαιο 8.

6.1. Γενική περιγραφή του Τρανζίστορ

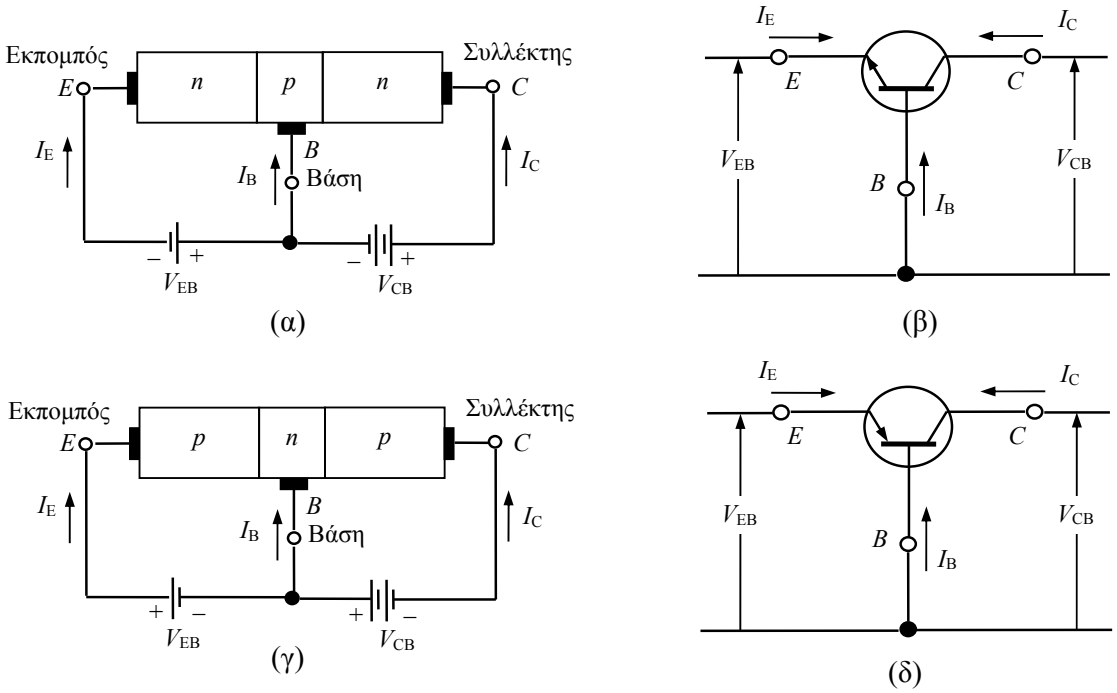
Όπως φαίνεται στο Σχ. 6.1 το τρανζίστορ αποτελείται από ένα στρώμα ημιαγωγού τύπου p ή n ανάμεσα σε δύο στρώματα ημιαγωγού του άλλου τύπου. Έτσι διακρίνουμε αναλόγως με τη διάταξη των στρωμάτων τους δύο τύπους τρανζίστορ, το p-n-p και το n-p-n.

Σε κάθε έναν από τους τρεις αυτούς ημιαγωγούς του τρανζίστορ είναι συνδεδεμένος ένας αγωγός με τη βοήθεια ωμικής επαφής. Οι αγωγοί αυτοί καταλήγουν στους τρεις ακροδέκτες του τρανζίστορ. Ο ένας από τους ακρινούς ημιαγωγούς του Σχ. 6.1 λέγεται Εκπομπός ή Emit-

ter και συμβολίζεται με το Ε γιατί από αυτόν ξεκινούν οι φορείς του κύριου κυκλώματος. Ο άλλος ακρινός ημιαγωγός λέγεται Συλλέκτης ή Collector και συμβολίζεται με το C, γιατί σ'αυτόν καταλήγουν οι φορείς του κύριου κυκλώματος. Ο ενδιάμεσος ημιαγωγός λέγεται Βάση ή Base και συμβολίζεται με το B, γιατί στα πρώτα τρανζίστορ η κατασκευή άρχιζε από τον ημιαγωγό αυτό που χρησιμοποιούσαν σαν βάση για την υπόλοιπη διαδικασία κατασκευής.

6.1.1. Συμβατικές θετικές φορές

Ο τρόπος πόλωσης των δύο ενώσεων ενός τρανζίστορ για να λειτουργήσει αυτό σαν ενισχυτής, φαίνεται στο Σχ. 6.2 όπου η ένωση βάσης-εκπομπού πολώνεται ορθά και η ένωση συλλέκτη-βάσης πολώνεται ανάστροφα. Τούτο σημαίνει ότι στο τρανζίστορ p-n-p το πρόσημο τάσης του συλλέκτη είναι το (-), ενώ στο n-p-n είναι το (+).



Σχ. 6.2. Σχηματική παράσταση και πόλωση τρανζίστορ *p-n-p* και *n-p-n*, [16].

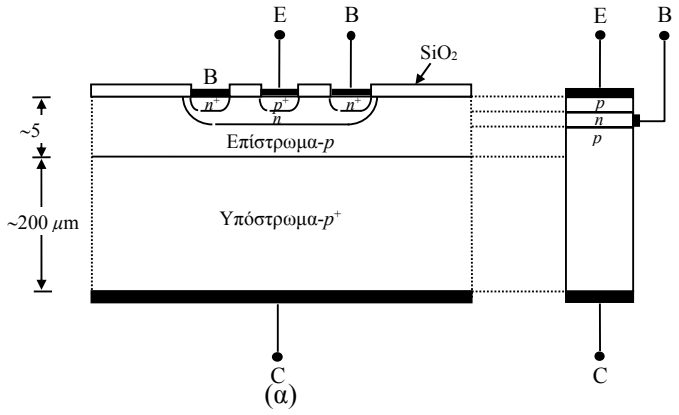
Στα Σχ. 6.2β και 6.2δ φαίνεται η σχηματική παράσταση των τρανζίστορ n-p-n και p-n-p αντίστοιχα. Αυτά συμβολίζονται ως εξής: Η βάση σχεδιάζεται με μια χοντρή γραμμή και ο εκπομπός και ο συλλέκτης με δύο λεπτότερες γραμμές υπό γωνία. Στη γραμμή του εκπομπού σχεδιάζεται ένα βέλος που δείχνει την πραγματική φορά του ρεύματος στο κύκλωμα εκπομπού-συλλέκτη. Σαν μνημονικό κανόνα αναφέρουμε ότι το βέλος αυτό δείχνει πάντοτε τον ακροδέκτη του ημιαγωγού που είναι τύπου n. Δηλαδή στο τρανζίστορ n-p-n η ένωση εκπομπού-βάσης είναι ορθά πολωμένη και συνεπώς το (-) της πηγής είναι ενωμένο στον εκπομπό και το ρεύμα βγαίνει από αυτόν. Αντίθετα στο τρανζίστορ p-n-p το (+) της πηγής είναι ενωμένο στον εκπομπό και το ρεύμα μπαίνει σ' αυτόν.

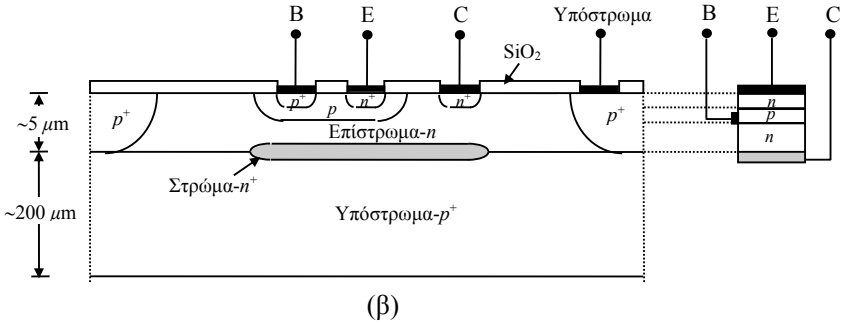
Για την τυποποίηση των κυκλωμάτων με τρανζίστορ, ανεξάρτητα από τον τύπο των τρανζίστορ που χρησιμοποιούνται σ' αυτά, έχει καθιερωθεί με ορισμό σαν θετική φορά των ρευμάτων η φορά από το εξωτερικό κύκλωμα προς το ηλεκτρόδιο. Δηλαδή, όπως φαίνεται και στο Σχ. 6.2, τα ρεύματα που συντρέχουν προς το τρανζίστορ θεωρούνται συμβατικά θετικά. Αυτό σημαίνει ότι, αν η πραγματική φορά ενός από αυτά είναι αντίθετη από τη συμβατική, τότε το ρεύμα αυτό εκφράζεται με έναν αρνητικό αριθμό. Κάτι αντίστοιχο συμβαίνει και με τις φορές των τάσεων, όπου οι τάσεις των εξωτερικών πηγών θεωρούνται συμβατικά θετικές όταν το βέλος δείχνει προς τα πάνω, όπως φαίνεται στα Σχ. 6.2β και 6.2δ. Δηλαδή αν η πηγή έχει τον αρνητικό της πόλο επάνω, η τάση της θα εκφράζεται με αρνητικό αριθμό.

6.1.2. Κατασκευή του Τρανζίστορ

Για την κατασκευή του τρανζίστορ χρησιμοποιούνται οι ίδιες μέθοδοι που χρησιμοποιούνται και για την κατασκευή των διόδων p-n, τις οποίες περιγράφουμε στο Παράρτημα Α. Για την ακρίβεια, η κατασκευή του τρανζίστορ είναι μια απευθείας επέκταση της κατασκευής της διόδου. Η μόνη ουσιαστική διαφορά είναι φυσικά, ότι θα πρέπει ταυτόχρονα να κατασκευαστούν **δύο** δίοδοι p-n πολύ κοντά η μία στην άλλη.

Στο Σχ. 6.3 φαίνονται οι τυπικές διατομές ενός διακριτού τρανζίστορ p-n-p και ενός τρανζίστορ n-p-n μέσα σε ένα ολοκληρωμένο κύκλωμα. Η διαδικασία κατασκευής ενός διακριτού διπολικού τρανζίστορ p-n-p ξεκινά πρώτα από την κατασκευή ενός υποστρώματος p^+-Si έντονα νοθευμένου. Στη συνέχεια, με τη μέθοδο της επιταξίας σχηματίζεται πάνω από αυτό ένα επίστρωμα (epilayer) υψηλής αντίστασης (δηλ. ελαφρά νοθευμένο) τύπου p-Si. Το επίστρωμα αυτό έχει τυπικό πάχος 5-10 μm, και είναι αυτό μέσα στο οποίο κατά κύριο λόγο περιέχεται το τρανζίστορ. Το αρχικό υπόστρωμα παρέχει απλώς τη μηχανική υποστήριξη της όλης διάταξης καθώς και ένα δρόμο χαμηλής αντίστασης στην επαφή του συλλέκτη που βρίσκεται στη βάση του υποστρώματος. Μετά από την ανάπτυξη ενός στρώματος οξειδίου και ανοίγοντας κατάλληλα παράθυρα, πραγματοποιείται διάχυση φωσφόρου ή αρσενικού, δημιουργώντας έτσι την περιοχή βάσης τύπου n. Στη συνέχεια, με αντικατάσταση του φωσφόρου ή του αρσενικού με βόριο, η διαδικασία επαναλαμβάνεται για να δημιουργηθεί ο περιοχή εκπομπού τύπου p^+. Τέλος, με απόθεση αλουμινίου στο επάνω μέρος και κατάλληλες μάσκες δημιουργούνται οι επαφές εκπομπού και βάσης. Ας σημειωθεί ότι η διάταξη του Σχ. 6.3α δεν είναι σχεδιασμένη υπό κλίμακα. Μια καλή ιδέα των σχετικών μεγεθών έχουμε αν, επεκτείνουμε το σχήμα κατά ένα συντελεστή 50 κατά την οριζόντια διεύθυνση.

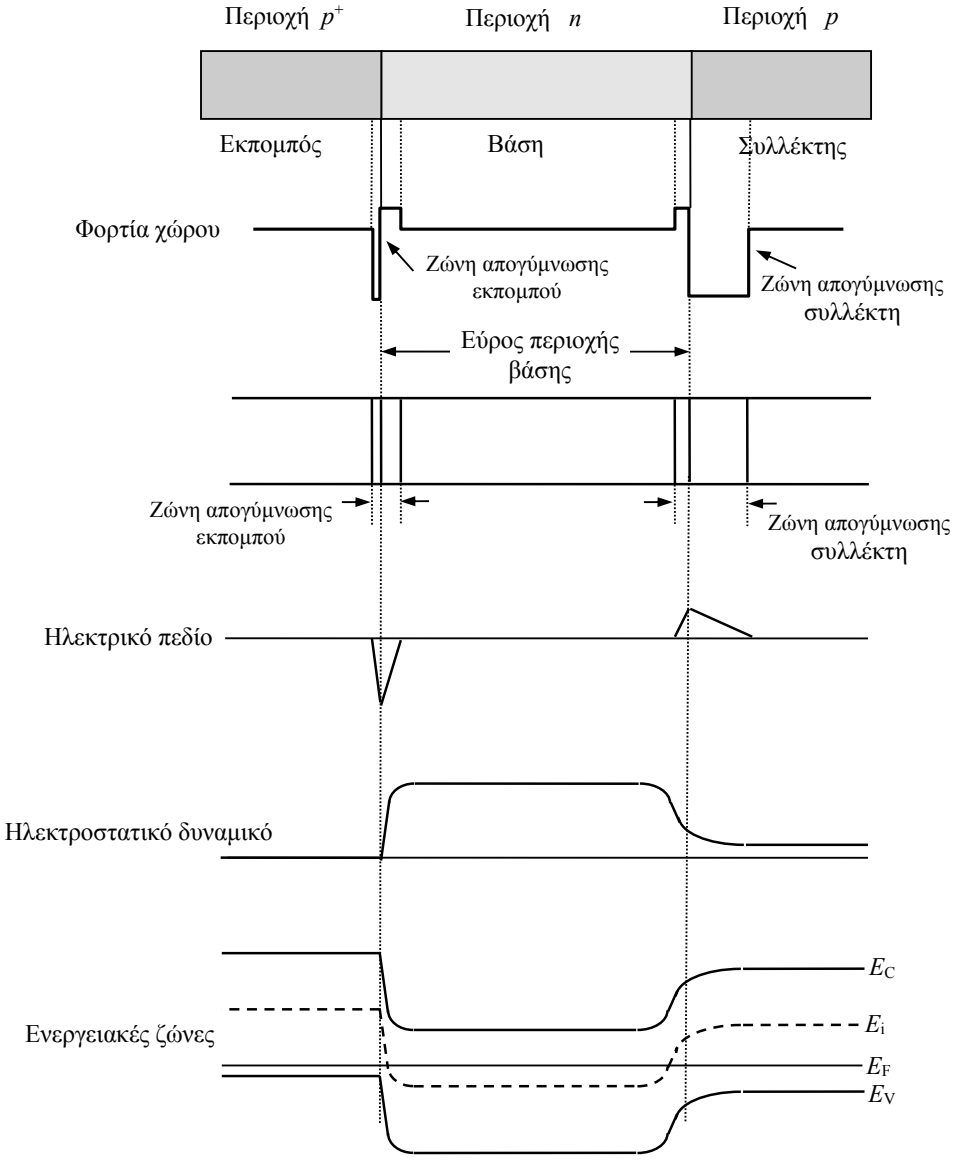




Σχ. 6.3. Διατομές και απλοποιημένα μοντέλα για α) διακριτό τρανζίστορ *p-n-p* διπλής διαχύσεως, και β) τρανζίστορ *n-p-n* ολοκληρωμένου κυκλώματος, [5].

Το ολοκληρωμένο τρανζίστορ n-p-n που φαίνεται στο Σχ. 6.3β, κατασκευάζεται με παρόμοιο τρόπο, πραγματοποιώντας κατ' αρχήν μια διάχυση τύπου p και κατόπιν μια διάχυση τύπου n σε ένα επίστρωμα υψηλής αντίστασης τύπου n. Στην περίπτωση δηλαδή αυτή, το επίστρωμα έχει νόθευση αντίθετου τύπου από το υπόστρωμα, και η απομόνωση της

διόδου του τρανζίστορ n-p-n επιτυγχάνεται με διάχυση τύπου p^+ περιφερειακά του τρανζίστορ. Η πλέον αρνητική τάση του κυκλώματος εφαρμόζεται στο υπόστρωμα τύπου p. Επειδή η επιταξιακή περιοχή τύπου n (επίστρωμα), βρίσκεται σε υψηλότερο δυναμικό, είναι ηλεκτρικά απομονωμένη μέσω της ανάστροφα πολωμένης ένωσης p-n από τις άλλες διατάξεις πάνω στο ίδιο ημιαγωγικό chip. Σε πιο προχωρημένες σχεδιάσεις, οι πλευρικές ενώσεις p-n έχουν αντικατασταθεί από μονωτικό στρώμα διοξειδίου του πυριτίου. Το στρώμα τύπου n^+ ανάμεσα στο επίστρωμα και το υπόστρωμα, δημιουργείται με διάχυση πριν από την απόθεση του επιστρώματος. Το στρώμα αυτό χρησιμεύει σαν δρόμος χαμηλής αντίστασης ανάμεσα στην περιοχή του συλλέκτη του τρανζίστορ και την επαφή συλλέκτη του επάνω μέρους.



Σχ. 6.4. Σχηματικό διάγραμμα τρανζίστορ pnp σε θερμοδυναμική ισορροπία (δηλ.χωρίς πόλωση), με τα σχετικά μεγέθη φορτίων χώρου, περιοχών απογύμνωσης, ηλεκτρικού πεδίου, ηλεκτροστατικού δυναμικού και ενεργειακών ζωνών. Οι περιοχές θεωρούνται ομοιόμορφα νοθευμένες και ισχύει $p_{pE}>>n_{nB}>n_{nC}$. Οι περιοχές δεν παριστάνονται υπό κλίμακα (η περιοχή της βάσης είναι πολύ μικρότερη από τις άλλες δύο περιοχές), [5].

6.2. Λειτουργία του Τρανζίστορ

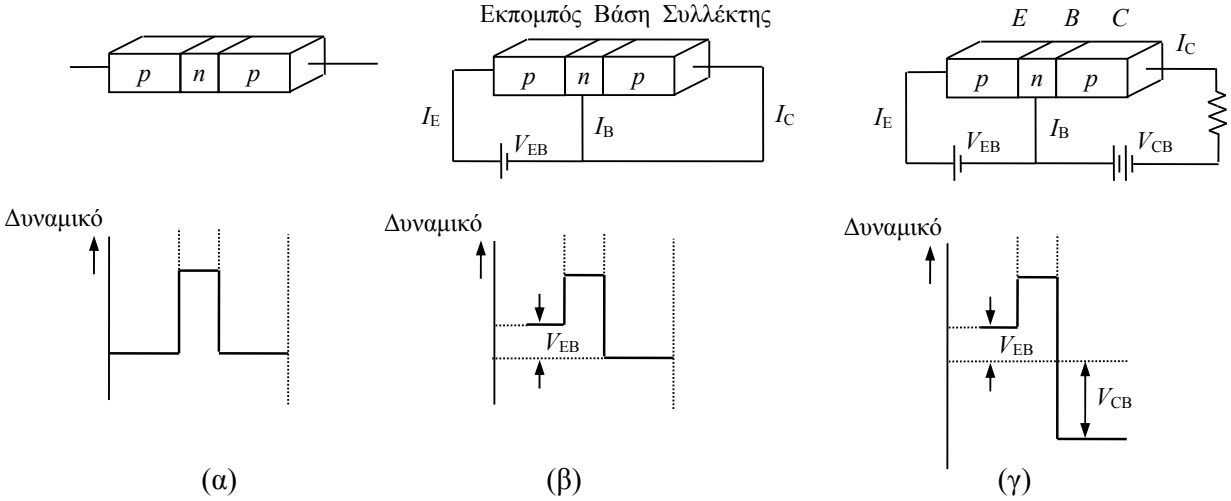
Η λειτουργία του τρανζίστορ βασίζεται στο φαινόμενο της διαχύσεως φορέων, που περιγράφηκε σε προηγούμενο κεφάλαιο για την ένωση *p-n*, όταν αυτή πολώνεται ορθά.

6.2.1. Φυσική Θεώρηση

Όπως αναπτύχθηκε παραπάνω, το τρανζίστορ αποτελείται από δύο ενώσεις, π.χ. μια τύπου p-n και στη συνέχεια μια τύπου n-p, που διαμορφώνονται πάνω στον ίδιο μονοκρυσταλλικό ημιαγωγό και μάλιστα κατά τρόπο, που η απόσταση d ανάμεσά τους να είναι πολύ μικρότερη από το μήκος διαχύσεως των φορέων L του ημιαγωγού της βάσης. Με τη διάταξη αυτή που φαίνεται στο Σχ. 6.4, είναι δυνατή η επίδραση της πόλωσης που επιβάλλουμε στην πρώτη ένωση p-n εκπομπού-βάσης που πολώνεται ορθά, πάνω στη συμπεριφορά της δεύτερης ένωσης n-p βάσης-συλλέκτη που πολώνεται ανάστροφα.

Πρέπει να αναφερθεί εδώ, ότι όπως διαμορφώνεται το τρανζίστορ p-n-p διαμορφώνεται και ένα τρανζίστορ n-p-n, που δεν διαφέρει στη λειτουργία του από το πρώτο παρά μόνο στην πολικότητα των τάσεων του κυκλώματος.

Κατά τη λειτουργία λοιπόν του τρανζίστορ πολώνουμε την πρώτη ένωση εκπομπού-βάσης ορθά και αυτό προκαλεί διάχυση των φορέων πλειονότητας του ημιαγωγού του εκπομπού μέσα από την ένωση εκπομπού-βάσης προς τη ζώνη των φορέων μειονότητας του ημιαγωγού της βάσης. Συνέπεια αυτού, είναι να διαταραχθεί η ισορροπία Fermi μέσα στον ημιαγωγό της βάσης και επειδή το μήκος διαχύσεως είναι μεγαλύτερο του πλάτους του ημιαγωγού αυτού, η διαταραχή φθάνει μέχρι και τη δεύτερη ένωση βάσης-συλλέκτη. Στο Σχ. 6.5α, φαίνεται ένα τρανζίστορ p-n-p και από κάτω η καμπύλη κατανομής του δυναμικού, όταν δεν επιβάλλεται σ' αυτό καμμιά εξωτερική πόλωση. Σ' αυτό το διάγραμμα, φαίνονται οι ισοδύναμες τάσεις των δύο ενώσεων, η μία αντίθετη στην άλλη. Στο Σχ. 6.5β φαίνεται το ίδιο τρανζίστορ με ορθή πόλωση εκπομπού-βάσης V_{EB} και χωρίς πόλωση συλλέκτη-βάσης και από κάτω η καμπύλη δυναμικού, όπου έχει προστεθεί αλγεβρικά στην ισοδύναμη τάση η V_{EB}. Στο Σχ. 6.5γ φαίνεται το ίδιο πάλι τρανζίστορ και η καμπύλη δυναμικού του με ορθή πόλωση εκπομπού-βάσης και ανάστροφη πόλωση συλλέκτη-βάσης, που και αυτές έχουν προστεθεί αλγεβρικά στις αντίστοιχες ισοδύναμες τάσεις των δύο ενώσεων.

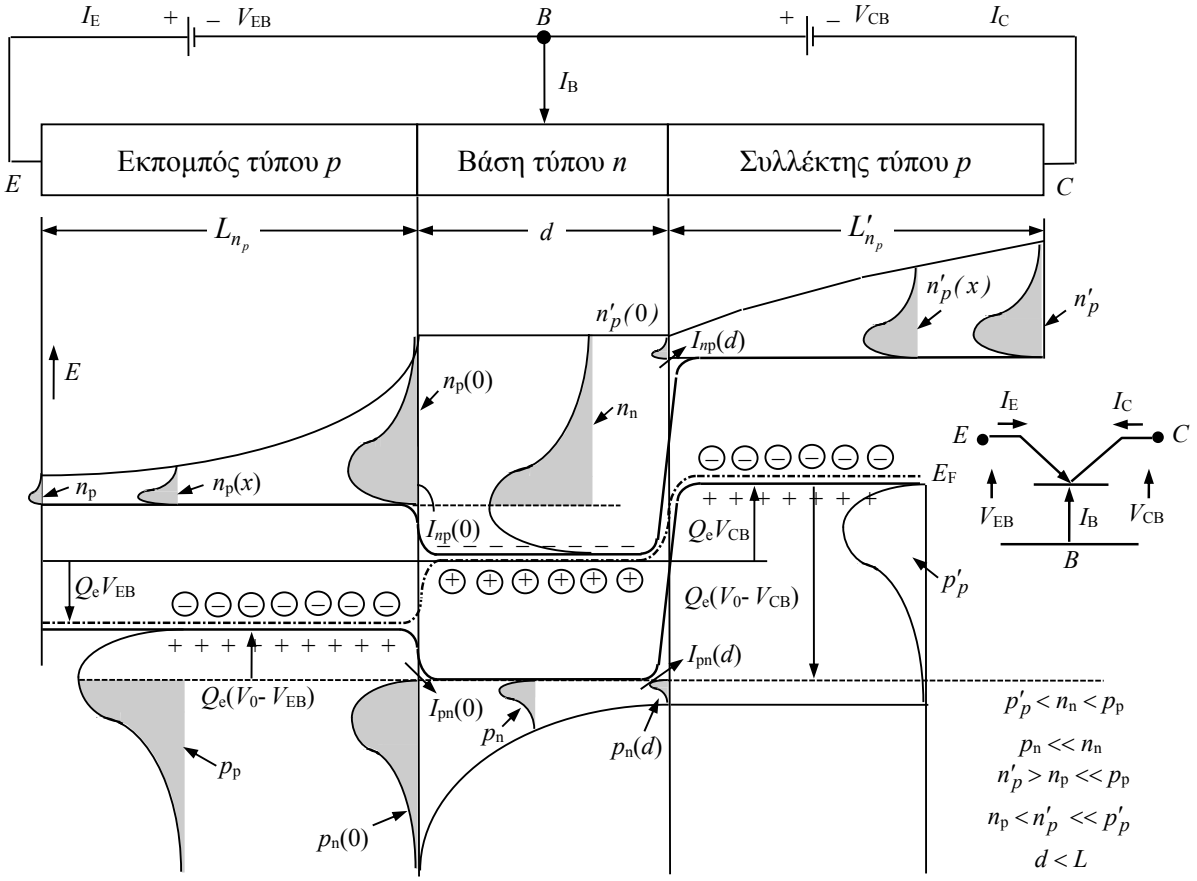


Σχ. 6.5. Σχηματικό διάγραμμα τρανζίστορ p-n-p με τις αντίστοιχες καμπύλες δυναμικού υπό διάφορες πολώσεις, [16].

Στο Σχ. 6.6 φαίνεται σε μεγάλη μεγέθυνση, στο επάνω μέρος ένα τρανζίστορ p-n-p με ορθή πόλωση εκπομπού-βάσης και ανάστροφη πόλωση συλλέκτη-βάσης. Τα ρεύματα, συλλέκτη I_C, βάσης I_B, και εκπομπού I_E, φαίνονται στο κύκλωμα με τις συμβατικές θετικές φορές τους, δηλαδή αυτό σημαίνει ότι τα I_C και I_B είναι αρνητικά γιατί η πραγματική τους φορά είναι αντίθετη με τα βέλη του σχήματος ενώ το I_E είναι θετικό.

Σε ένα τρανζίστορ n-p-n θα είχαμε πάλι τα ίδια βέλη για τα ρεύματα αλλά σ' αυτό θα ήταν θετικά τα I_C και I_B και αρνητικό το I_E. Κάτω από το κύκλωμα στο Σχ. 6.6, έχει παρασταθεί η ενεργειακή κατανομή των φορέων κατά μήκος των δύο ενώσεων μέσα στις ενεργειακές ζώνες των ημιαγωγών. Πρώτα, φαίνεται ο ημιαγωγός του εκπομπού τύπου p με τη στάθμη Fermi, διακεκομμένη γραμμή, κοντά στους αποδέκτες, αρνητικά ιόντα στην απαγορευμένη ζώνη, πάνω από το όριο της ζώνης σθένους. Ο ημιαγωγός αυτός είναι σε ένωση με τον ημιαγωγό τύπου n της βάσης, όπου συνεχίζεται η στάθμη Fermi μετά το σκαλοπάτι της ορθής πόλωσης που επιβάλλεται στην ένωση αυτή και βρίσκεται εδώ κοντά στους δότες, θετικά ιόντα, κάτω από το όριο της ζώνης αγωγιμότητας. Επειδή η ένωση εκπομπού-βάσης είναι ορθά πολωμένη, το (-) της τάσης V_{EB} συνδέεται στη βάση n οπότε η στάθμη Fermi της βάσης ανεβαίνει πάνω από εκείνη του εκπομπού κατά Q_eV_{EB}. Στη συνέχεια έχουμε τη δεύτερη ένωση βάσης-συλλέκτη που είναι ανάστροφα πολωμένη. Δηλαδή το (-) της τάσης V_{CB} συνδέεται στο συλλέκτη τύπου p οπότε η στάθμη Fermi του συλλέκτη ανεβαίνει πάνω από εκείνη της βάσης κατά Q_eV_{CB}.

Η ένωση εκπομπού-βάσης πολώνεται ορθά, όπως αναφέρθηκε, και έχουμε κατά συνέπεια μια διάχυση των φορέων πλειονότητας p_p του ημιαγωγού τύπου p του εκπομπού, προς την περιοχή των φορέων μειονότητας p_n του ημιαγωγού τύπου n της βάσης.



Σχ. 6.6. Ενεργειακά διαγράμματα και κατανομές φορέων κατά μήκος ενός τρανζίστορ p-n-p, [16].

Στην είσοδο της ένωσης, επιβάλλεται γι' αυτό από τους φορείς πλειονότητας p_p του εκπομπού, μια αυξημένη πυκνότητα οπών, που στην αρχή του ημιαγωγού της βάσης είναι $p_n(0)$ και οφείλεται στην ορθή πόλωση V_{EB}. Στην άλλη άκρη του ημιαγωγού της βάσης, δηλαδή σε απόσταση d από την πρώτη ένωση, η πυκνότητα των οπών αυτών είναι πάλι επιβεβλημένη από τους φορείς πλειονότητας p'_p του συλλέκτη και είναι μια πολύ μικρή πυκνότητα οπών $p_n(d)$, που οφείλεται στην ανάστροφη πόλωση V_{CB}.

Αυτά μας δείχνουν ότι το φαινόμενο της διαχύσεως στη βάση του τρανζίστορ δεν είναι ελεύθερο όπως στη δίοδο, αλλά περιορίζεται στην αρχή του με πυκνότητα $p_n(0)$ και στο τέλος

του με πυκνότητα $p_n(d)$. Η καμπύλη μεταβολής από τη μια πυκνότητα στην άλλη είναι θεωρητικά εκθετική όπως της ελεύθερης διαχύσεως, επειδή όμως η απόσταση d είναι πολύ μικρότερη από το κανονικό μήκος διαχύσεως, η καμπύλη αυτή μπορεί να θεωρηθεί χωρίς μεγάλο λάθος ευθεία. Η ευθεία αυτή έχει πολύ μεγάλη κλίση, δηλαδή η παράγωγος $dp_n(x)/dx$ είναι σημαντική. Αυτό, μας οδηγεί να συμπεράνουμε από όσα αναπτύχθηκαν για το ρεύμα διαχύσεως της διόδου, ότι στο κύκλωμα πρέπει να έχουμε ένα σημαντικό ρεύμα διαχύσεως από τον εκπομπό μέσα από τη βάση προς το συλλέκτη, που υπολογίζεται σαν πυκνότητα ρεύματος από τη σχέση

$$J_{\Delta p}(x) = -Q_e D_p \frac{dp_n(x)}{dx} \qquad 6.1$$

Η πυκνότητα αυτή του ρεύματος μπορεί να πάρει σημαντική τιμή, παρά την ανάστροφη πόλωση συλλέκτη-βάσης, επειδή αυτή ελέγχεται τώρα πια κύρια από την τιμή της παραγώγου διαχύσεως των φορέων μειονότητας της βάσης, δηλαδή εμμέσως από την τάση ορθής πόλωσης βάσης-εκπομπού. Το ρεύμα I_E του εκπομπού είναι κατά μέτρο ελάχιστα μεγαλύτερο από το ρεύμα συλλέκτη και η μικρή τους διαφορά ισούται με το ρεύμα βάσης. Από τις συμβατικές θετικές φορές των ρευμάτων του τρανζίστορ προκύπτει η εξής σχέση μεταξύ τους

$$I_E + I_B + I_C = 0 \qquad 6.2$$

Ο τρόπος αυτός της πόλωσης του τρανζίστορ αντιστοιχεί στη λειτουργία του σαν ενισχυτικού στοιχείου και οι συνθήκες αυτές λέγονται συνθήκες ενεργού λειτουργίας του τρανζίστορ. Υπάρχουν και άλλες συνθήκες λειτουργίας όπου π.χ. το τρανζίστορ χρησιμοποιείται σαν διακόπτης με το κύκλωμα του συλλέκτη-εκπομπού, όπου ο διακόπτης είναι κλειστός όταν το κύκλωμα αυτό άγει και ανοικτός όταν αυτό δεν άγει.

Τις καταστάσεις αυτές θα τις εξετάσουμε κατά τη μελέτη των στατικών χαρακτηριστικών του τρανζίστορ.

6.2.2. Συνιστώσες ρεύματος τρανζίστορ

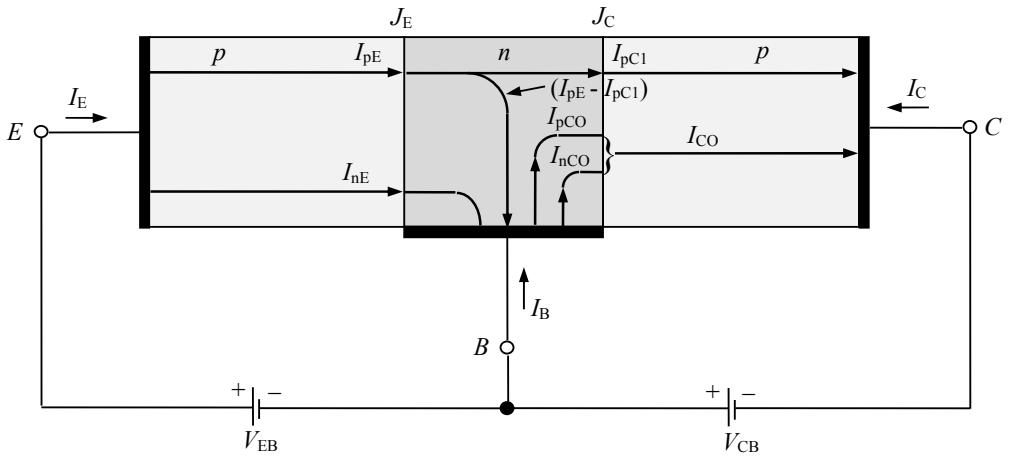
Στο Σχ. 6.7 φαίνονται οι διάφορες συνιστώσες του ρεύματος το οποίο ρέει μέσω της ορθά πολωμένης ένωσης εκπομπού-βάσης και της ανάστροφα πολωμένης ένωσης συλλέκτη-βάσης. Το ρεύμα εκπομπού I_E αποτελείται από ρεύμα οπών I_{pE} (οπές διερχόμενες από τον εκπομπό προς τη βάση) και από ρεύμα ηλεκτρονίων I_{nE} (ηλεκτρόνια διερχόμενα από τη βάση προς τον εκπομπό). Ο λόγος των ρευμάτων οπών ηλεκτρονίων I_{pE}/I_{nE}, τα οποία διασχίζουν την ένωση εκπομπού είναι ανάλογος προς το λόγο της αγωγιμότητας του υλικού p προς εκείνη του υλικού n. Στα τρανζίστορ συνήθως η νόθευση του εκπομπού είναι πολύ εντονότερη από τη νόθευση της βάσης. Η ιδιότητα αυτή εξασφαλίζει (λ.χ. σε ένα τρανζίστορ p-n-p) ώστε το ρεύμα εκπομπού να αποτελείται σχεδόν αποκλειστικά από οπές. Μια τέτοια κατάσταση είναι επιθυμητή, καθόσον το ρεύμα το οποίο αποτελείται από ηλεκτρόνια που διασχίζουν την ένωση του εκπομπού από τη βάση προς τον εκπομπό δεν συνεισφέρει φορείς οι οποίοι να μπορούν να φθάσουν στο συλλέκτη.

Το ρεύμα μειονότητας I_{pE} είναι το ρεύμα διαχύσεως οπών μέσα στη βάση και το μέτρο του είναι ανάλογο προς την κλίση στην ένωση J_E της καμπύλης της συγκέντρωσης οπών p_n. Εντελώς όμοια, το I_{nE} είναι το ρεύμα διαχύσεως ηλεκτρονίων μέσα στον εκπομπό και το μέτρο του είναι ανάλογο προς την κλίση στην ένωση J_E της καμπύλης της συγκέντρωσης ηλεκτρονίων n_p. Ας σημειωθεί ότι τα I_{pE} και I_{nE} αντιστοιχούν προς τα ρεύματα διαχύσεως φορέων μειονότητας $I_{pn}(0)$ και $I_{np}(0)$ που διασχίζουν μια ένωση p-n. Έτσι, το συνολικό ρεύμα εκπομπού θα είναι

$$I_E = I_{pE} + I_{nE} \qquad 6.3$$

Όλα τα ρεύματα στην εξίσωση αυτή είναι θετικά για ένα τρανζίστορ p-n-p.

Όλες οι οπές που διασχίζουν την ένωση του εκπομπού J_E δεν φτάνουν στην ένωση συλλέκτη J_C, διότι μερικές από αυτές επανασυνδέονται με ηλεκτρόνια μέσα στη βάση τύπου n. Στο Σχ. 6.7, έστω ότι το I_{pC1} παριστάνει το ρεύμα οπών στην J_C που οφείλεται στη διάβαση οπών από τον εκπομπό διαμέσου της βάσης. Ως εκ τούτου, θα προκύψει ρεύμα επανασύνδεσης οπών I_{pE} - I_{pC1} το οποίο εξέρχεται από τον ακροδέκτη της βάσης, όπως φαίνεται στο Σχ. 6.7 (στην πραγματικότητα, ηλεκτρόνια εισέρχονται στην περιοχή της βάσης από το εξωτερικό κύκλωμα μέσω του ακροδέκτη της βάσης, παρέχοντας έτσι τα ηλεκτρόνια εκείνα τα οποία χάθηκαν λόγω επανασύνδεσης με τις οπές που εγχέονται μέσα στη βάση διά της ένωσης J_E).



Σχ. 6.7. Συνιστώσες ρεύματος του τρανζίστορ για μια ορθά πολωμένη ένωση εκπομπού και μια ανάστροφα πολωμένη ένωση συλλέκτη. Τα ρεύματα με δείκτη *p(n)* αποτελούνται από οπές (ηλεκτρόνια) που κινούνται προς την ίδια (αντίθετη) κατεύθυνση του βέλους που δείχνει τη διεύθυνση του ρεύματος, [3].

Ας θεωρήσουμε, προς το παρόν, ότι ο εκπομπός είναι ανοιχτοκυκλωμένος, ενώ η ένωση συλλέκτη-βάσης παραμένει ανάστροφα πολωμένη. Τότε το I_C πρέπει να ισούται με το ρεύμα κόρου ανάστροφης πόλωσης I_{CO} της ανάστροφα πολωμένης διόδου στην ένωση J_C. Το ανάστροφο αυτό ρεύμα αποτελείται από δύο συνιστώσες, όπως φαίνεται στο Σχ. 6.7, το I_{nCO} που είναι ρεύμα ηλεκτρονίων τα οποία κινούνται από την περιοχή p προς την περιοχή n διά της J_C, και από έναν όρο, I_{pCO} ο οποίος προκύπτει από τις οπές οι οποίες διασχίζουν την J_C από το n προς το p.

$$I_{CO} = I_{nCO} + I_{pCO} \qquad 6.4$$

Επειδή υπό συνθήκες ανοιχτοκυκλώσεως, είναι I_E=0, δεν εγχέονται οπές διαμέσου της J_E και έτσι καμμία οπή δεν μπορεί να φτάσει στην J_C από τον εκπομπό. Η I_{pCO} προκύπτει σαφώς από τη μικρή πυκνότητα οπών οι οποίες παράγονται θερμικά μέσα στη βάση.

Ας επιστρέψουμε τώρα στην κατάσταση που φαίνεται στο Σχ. 6.7, όπου ο εκπομπός είναι ορθά πολωμένος έτσι ώστε να είναι

$$I_C = -I_{CO} - I_{pC1} = -I_{CO} - \alpha_F I_E \qquad 6.5$$

όπου το α_F ορίζεται σαν το κλάσμα του συνολικού ρεύματος εκπομπού (το οποίο δίνεται από την εξ. 6.3) το οποίο αντιπροσωπεύει οπές οι οποίες κινήθηκαν από τον εκπομπό διαμέσου της βάσης προς το συλλέκτη. Για ένα τρανζίστορ p-n-p, η I_E είναι θετική, η δε I_C είναι αρνητική, πράγμα που σημαίνει ότι το ρεύμα στον ακροδέκτη του συλλέκτη είναι αντίθετης διεύθυνσης από αυτήν που φαίνεται με το βέλος της I_C στο Σχ. 6.7. Για ένα τρανζίστορ n-p-n τα ρεύματα αυτά είναι ανεστραμμένα.

Το ρεύμα ηλεκτρονίων που διασχίζει την J_C είναι το I_{nCO} και αντιπροσωπεύει ηλεκτρόνια που διαχέονται από το συλλέκτη μέσα στη βάση (και επομένως ένα θετικό ρεύμα από τη βάση προς το συλλέκτη) και το μέτρο του είναι ανάλογο με την κλίση της κατανομής της πυκνότητας n_p στην J_C. Το συνολικό ρεύμα διαχύσεως οπών που διασχίζει την J_C από τη βάση είναι

$$I_{pC} \equiv I_{pC1} + I_{pCO} \qquad 6.6$$

και το μέτρο του είναι ανάλογο με την κλίση της κατανομής της πυκνότητας p_n στην ένωση J_C.

Από την εξ. 6.5 προκύπτει ότι, εάν δεχθούμε ότι το ρεύμα I_{CO} σαν ανάστροφο ρεύμα κόρου είναι πολύ μικρότερο της άλλης συνιστώσας ($\alpha_F I_E$), μπορούμε να πούμε με πολύ καλή προσέγγιση ότι ισχύει η σχέση:

$$\alpha_F = -\frac{I_C}{I_E} \qquad 6.7$$

Το α_F ονομάζεται κέρδος ρεύματος μεγάλου σήματος (Large Signal Current Gain) ενός τρανζίστορ κοινής βάσης (ο τρόπος αυτός συνδεσμολογίας θα αναλυθεί παρακάτω). Επειδή τα I_C και I_E έχουν αντίθετα πρόσημα (και για τα τρανζίστορ p-n-p αλλά και για τα τρανζίστορ n-p-n), το α_F ορίζεται πάντοτε θετικό. Τυπικές τιμές του α_F είναι από 0.98 έως 0.995. Θα πρέπει

να τονιστεί ότι το α_F δεν είναι μία σταθερά αλλά μεταβάλλεται με το ρεύμα του εκπομπού I_E, την τάση του συλλέκτη V_{CB}, και τη θερμοκρασία.

Η εξ. 6.5 ισχύει μόνο στην ενεργό περιοχή, δηλαδή όταν ο εκπομπός είναι ορθά πολωμένος και ο συλλέκτης ανάστροφα πολωμένος. Για τον τρόπο αυτό λειτουργίας, το ρεύμα του συλλέκτη είναι ουσιαστικά ανεξάρτητο από την τάση του συλλέκτη και εξαρτάται μόνο από το ρεύμα του εκπομπού. Ας υποθέσουμε τώρα ότι προσπαθούμε να γενικεύσουμε την εξ. 6.5, έτσι ώστε να μπορεί να εφαρμοστεί όχι μόνο όταν η ένωση του συλλέκτη είναι ανάστροφα πολωμένη, αλλά και για οποιαδήποτε τάση στα άκρα της J_C. Για να επιτύχουμε αυτή τη γενίκευση, απαιτείται μόνο η αντικατάσταση του I_{CO} με το ρεύμα μιας διόδου p-n (που θα αποτελείται από τις περιοχές βάσης και συλλέκτη). Το ρεύμα αυτό δίνεται από τη σχέση τάσης-ρεύματος μιας διόδου με αντικατάσταση του ανάστροφου ρεύματος κόρου I_O με το I_{CO} και του V με το V_C, όπου V_C είναι η πτώση τάσης στα άκρα της J_C από την πλευρά p στην πλευρά n. Η πλήρης έκφραση για την I_C για οποιεσδήποτε τιμές των V_C και I_E είναι

$$I_C = -\alpha_F I_E + I_{CO}(e^{V_{CB}/V_T} - 1) \qquad 6.8$$

Ας σημειωθεί ότι εάν η V_{CB} είναι αρνητική και έχει μέτρο μεγαλύτερο της V_T, η εξ. 6.8 απλοποιείται στην εξ. 6.5. Η φυσική εξήγηση της εξ. 6.8 είναι ότι το ρεύμα διόδου της ένωσης p-n, το οποίο διασχίζει την ένωση συλλέκτη αυξάνεται κατά το κλάσμα α_F του ρεύματος I_E που ρέει στον εκπομπό. Αυξάνεται δηλαδή το ρεύμα διόδου συλλέκτη-βάσης κατά τον όρο $-\alpha_F I_E$, ο οποίος μπορεί να θεωρηθεί ανάλογος προς μια "εξωτερική διέγερση", η οποία είναι το ρεύμα του εκπομπού που προκύπτει από την τάση που επιβάλλεται μεταξύ εκπομπού και βάσης.

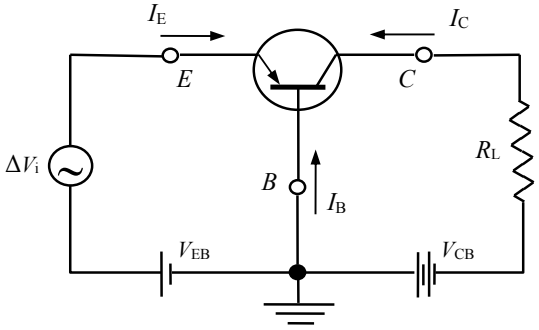
Εφαρμόζοντας στο τρανζίστορ τον νόμο του Kirchoff για τους κόμβους έχουμε, όπως ήδη προαναφέραμε,

$$I_E + I_B + I_C = 0 \qquad 6.9$$

από όπου προκύπτει

$$I_B = -(1-\alpha_F)I_E + I_{CO} \qquad 6.10$$

Το I_B είναι πολύ μικρό γιατί είναι η διαφορά των δύο σχεδόν ίσων ρευμάτων I_E και I_C, πράγμα που φαίνεται από τη σχέση 6.5 αφού $\alpha_F \cong 1$ και το I_{CO} έχει πολύ μικρή τιμή.



Σχ. 6.8. Ενισχυτής τρανζίστορ.

Ενισχυτική ιδιότητα του τρανζίστορ: Ας θεωρήσουμε τώρα ότι στο κύκλωμα του συλλέκτη υπάρχει μία αντίσταση φορτίου R_L, Σχ. 6.8. Μια μικρή αύξηση ΔV_i στην τάση V_{EB} προκαλεί μεγάλη αύξηση ρεύματος ΔI_E, γιατί η ένωση J_E είναι πολωμένη ορθά. Επειδή το I_{CO} είναι πολύ μικρό θα είναι από την 6.5,

$$\Delta I_C = -\alpha_F \Delta I_E \qquad 6.11$$

οπότε η μεταβολή της τάσης στα άκρα της R_L, ΔV_L, θα είναι

$$\Delta V_L = -R_L \Delta I_C = \alpha_F R_L \Delta I_E \qquad 6.12$$

Ο λόγος A της ΔV_L, δηλαδή της μεταβολής της τάσης εξόδου, προς τη μεταβολή της τάσης εισόδου ΔV_i είναι η ενίσχυση τάσης που πραγματοποιεί το τρανζίστορ και είναι

$$A = \frac{\Delta V_L}{\Delta V_i} = \frac{\alpha_F R_L \Delta I_E}{r_{ac}\Delta I_E} = \frac{\alpha_F R_L}{r_{ac}} \qquad 6.13$$

όπου r_{ac} η δυναμική (εσωτερική) αντίσταση της ένωσης J_E στο σημείο λειτουργίας. Τυπικές τιμές για τα R_L, r_{ac} και A είναι

$$R_L = 3k\Omega, \qquad r_{ac} = 40\ \Omega, \qquad \text{και} \qquad A = +75$$

Ο απλοποιημένος αυτός υπολογισμός δείχνει καθαρά ότι το ρεύμα I_E μεταφέρεται από μια χαμηλή αντίσταση εισόδου (την r_{ac}) σε μια υψηλή αντίσταση εξόδου την R_L. Δημιουργείται έτσι ενίσχυση τάσης και ισχύος. Σε αυτήν την ιδιότητα της μεταφοράς της χαμηλής αντίστασης εισόδου στην υψηλή αντίσταση εξόδου οφείλεται το όνομα του τρανζίστορ (TRANsfer reSIS-TOR).

6.2.3. Μαθηματική ανάλυση της λειτουργίας του Τρανζίστορ

Για να απλουστευθεί η μαθηματική ανάλυση της λειτουργίας του τρανζίστορ θα κάνουμε ορισμένες παραδοχές σε ό,τι αφορά την κατασκευή του. Δηλαδή, θα θεωρήσουμε ότι οι ημιαγωγοί είναι ομοιογενείς και οι ενώσεις απότομες, που σημαίνει ότι η μετάβαση από την πυκνότητα αποδεκτών N_A σε εκείνη των δοτών N_D γίνεται πάνω στον άξονα της ένωσης απότομα. Επίσης θεωρείται σταθερή η διατομή των ημιαγωγών σε όλο το μήκος τους από την επαφή του εκπομπού μέχρι την επαφή του συλλέκτη.

Στο παράδειγμα που εξετάζεται, το τρανζίστορ έχει μεγάλη πυκνότητα φορέων πλειονότητας στον εκπομπό, μέση πυκνότητα στη βάση, και μικρή στο συλλέκτη όπως φαίνεται στο Σχ. 6.6. Αυτό ισχύει γενικά στα τρανζίστορ, δηλαδή ισχύουν οι ανισότητες

$$p_p > n_n > p'_p \qquad 6.14$$

$$n_p < p_n < n'_p \qquad 6.15$$

Η πυκνότητα ρεύματος μιας ένωσης p-n που πολώνεται ορθά, είναι από την εξ. 3.55

$$J = J_{\Delta n}(0) + J_{\Delta p}(0) \qquad 6.16$$

όπου $J_{\Delta n}(0)$ και $J_{\Delta p}(0)$ είναι οι πυκνότητες ρεύματος ηλεκτρονίων και οπών πάνω στον άξονα της ένωσης, όπου θεωρούμε την αρχή του άξονα των x, δηλαδή στη θέση x=0.

Όπως αναφέραμε παραπάνω, από τη σχέση 6.1 φαίνεται ότι το ρεύμα διαχύσεως είναι ανάλογο με την κλίση της καμπύλης διαχύσεως η οποία είναι πολύ μεγαλύτερη στην περιοχή της βάσης παρά στην περιοχή του εκπομπού. Αυτό είναι φανερό γιατί, όπως φαίνεται και από το Σχ. 6.6, η διάχυση στον εκπομπό συντελείται σε μήκος L_n πολύ μεγαλύτερο του d μέσα στο οποίο συντελείται η διάχυση στη βάση. Εξάλλου, επειδή από την κατασκευή της ένωσης είναι σύμφωνα με την 6.14 και $n_n < p_p$ θα είναι και $n_p(0) < p_n(0)$, δηλαδή η αρχική πυκνότητα των φορέων που διαχέονται στον εκπομπό από τη βάση $n_p(0) \leftarrow n_n$, είναι μικρότερη εκείνης των φορέων που διαχέονται στη βάση από τον εκπομπό $p_p \rightarrow p_n(0)$.

Από αυτά συμπεραίνουμε, ότι μπορούμε με αρκετή προσέγγιση να αμελήσουμε την πυκνότητα ρεύματος διαχύσεως ηλεκτρονίων οπότε θα είναι

$$J \cong J_{\Delta p}(0) \qquad 6.17$$

Η εξίσωση διαχύσεως διαμορφώνεται από την 6.1 και την 3.50

$$J_{\Delta p}(x) = -Q_e D_p \frac{dp_n(x)}{dx} \qquad 6.18$$

$$dJ_{\Delta p_n}(x) = -Q_e \frac{\Delta p_n(x)}{\tau_p} dx \qquad 6.19$$

όπου $\Delta p_n(x) = p_n(x) - p_n = \Delta p_n(0) \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right)$ 6.20

και διαμορφώνεται όπως και στη δίοδο η εξίσωση διαχύσεως 3.44

$$D_p \frac{d^2 p_n(x)}{dx^2} = \frac{\Delta p_n(x)}{\tau_p} \qquad 6.21$$

Η εξίσωση αυτή έχει όρια ολοκλήρωσης που προκύπτουν εύκολα από την φυσική θεώρηση του τρανζίστορ που προηγήθηκε

$$\text{για } x=0 \rightarrow p_n(0) = p_n \exp\frac{V_{EB}}{V_T} \qquad 6.22$$

$$\text{για } x=d \rightarrow p_n(d) = p_n \exp\frac{V_{CB}}{V_T} \qquad 6.23$$

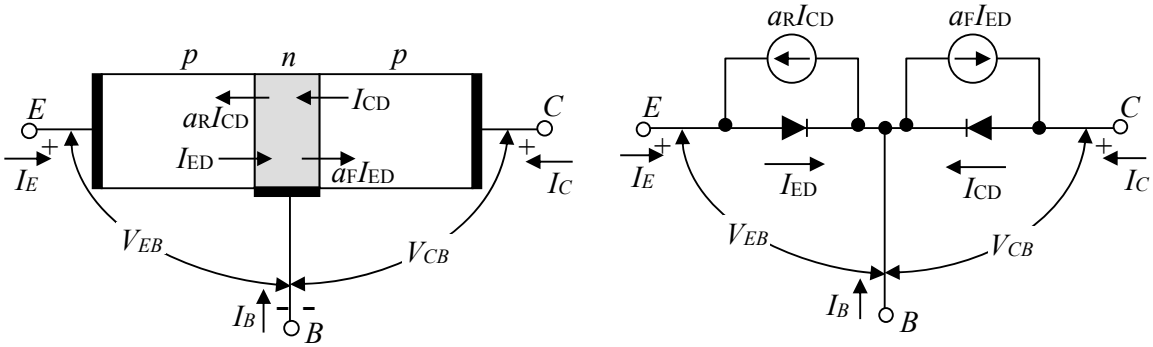
Η ολοκλήρωση της εξ. 6.21 με τα παραπάνω όρια, δίνει τις παρακάτω λύσεις για τις συνιστώσες ρεύματος εκπομπού I_E και συλλέκτη I_C

$$I_E = I_{ES}\left(e^{V_{EB}/V_T} - 1\right) - \alpha_R I_{CS}\left(e^{V_{CB}/V_T} - 1\right) \qquad 6.24$$

$$I_C = -\alpha_F I_{ES}\left(e^{V_{EB}/V_T} - 1\right) + I_{CS}\left(e^{V_{CB}/V_T} - 1\right) \qquad 6.25$$

Οι δείκτες F, R και S δηλώνουν συνθήκες ορθής πόλωσης, ανάστροφης πόλωσης και βραχυκύκλωσης, αντίστοιχα. Αναφέρονται στην ορθή (F) μετάδοση από τον εκπομπό στο συλλέκτη και στην ανάστροφη (R) μετάδοση από το συλλέκτη στον εκπομπό. Ο όρος I_{CS} παριστάνει το ανάστροφο ρεύμα κόρου της διόδου του συλλέκτη, δηλαδή το ρεύμα συλλέκτη με βραχυκυκλωμένο τον εκπομπό V_{EB}=0, και V_{CB} ανάστροφα πολωμένη ώστε e^{V_{CB}/V_T} <<1. Ο όρος I_{ES} παριστάνει το ανάστροφο ρεύμα κόρου της διόδου του εκπομπού, με βραχυκυκλωμένο τον συλλέκτη V_{CB}=0. Οι παράμετροι α_F και α_R είναι μικρότερες από τη μονάδα, αφού δεν ζευγνύεται όλη η ποσότητα ρεύματος από τη μία ένωση στην άλλη ένωση.

Στο Σχ. 6.9 φαίνονται οι συνιστώσες ρεύματος των εξ. 6.24 και 6.25 που αποτελούν τα ρεύματα ακροδεκτών I_E και I_C για ένα τρανζίστορ p-n-p. Σύμφωνα με τα παραπάνω, το ρεύμα εκπομπού έχει δύο συνιστώσες. Το ρεύμα που σχετίζεται με τη δίοδο εκπομπού-βάσης συμβολίζεται με I_{ED} ενώ αυτό που έχει σχέση με τη δίοδο συλλέκτη-βάσης με I_{CD}. Η συνιστώσα $\alpha_R I_{CD}$ είναι το τμήμα του I_{CD} που ζευγνύεται μέσω της βάσης με τον εκπομπό. Παρόμοια, η $\alpha_F I_{ED}$ είναι το τμήμα του I_{ED} που ζευγνύεται με τον συλλέκτη.



Σχ. 6.9. Συνιστώσες ρευμάτων σε τρανζίστορ p-n-p. Επισημαίνονται οι συμβατικές φορές ρευμάτων και τάσεων. Ισοδύναμο κύκλωμα, [4].

Οι τέσσερις ποσότητες I_{ES}, I_{CS}, α_F και α_R είναι συναρτήσεις των πυκνοτήτων προσμείξεως και της γεωμετρίας του τρανζίστορ. Δεν είναι ανεξάρτητες αλλά ικανοποιούν τη σχέση αμοιβαιότητας (ή συνθήκη αντιστροφής)

$$\alpha_F I_{ES} = \alpha_R I_{CS} \qquad 6.26$$

Επιπλέον αυτών των παραμέτρων μπορούν να οριστούν δύο ακόμα παράμετροι. Αυτές οι παράμετροι είναι τα ρεύματα I_{CO} και I_{EO}, από τα οποία το πρώτο έχει αναφερθεί προηγουμένως. Συγκεκριμένα, η παράμετρος I_{CO} ορίζεται σχετικά με συνθήκες ανοικτού κυκλώματος, δηλαδή είναι το ανάστροφο ρεύμα συλλέκτη όταν I_E=0, και η ανάστροφη τάση V_{CB} είναι τέτοια ώστε e^{V_{CB}/V_T} <<1. Η παράμετρος I_{EO} είναι το ανάστροφο ρεύμα εκπομπού που ρέει όταν I_C=0 και e^{V_{EB}/V_T} <<1.

Οι ποσότητες I_{CO} και I_{EO} μπορούν να ληφθούν σε συνδυασμό με τις άλλες τέσσερις παραμέτρους, αν εφαρμοστούν οι συνθήκες ορισμού τους. Για παράδειγμα, για να βρούμε το I_{CO} θέτουμε I_C=–I_{CO} και I_E=0 στην 6.24, χρησιμοποιούμε την προσέγγιση e^{V_{CB}/V_T} <<1 και απαλείφουμε τον παράγοντα (e^{V_{EB}/V_T} -1), στις 6.24 και 6.25. Έτσι βρίσκουμε

$$I_{CO} = \left(1 - \alpha_F \alpha_R\right) I_{CS} \qquad 6.27$$

$$I_{EO} = \left(1 - \alpha_F \alpha_R\right) I_{ES} \qquad 6.28$$

Τα κέρδη ρεύματος α_F και α_R ορίζονται από τις σχέσεις:

Ανάστροφο κέρδος ρεύματος

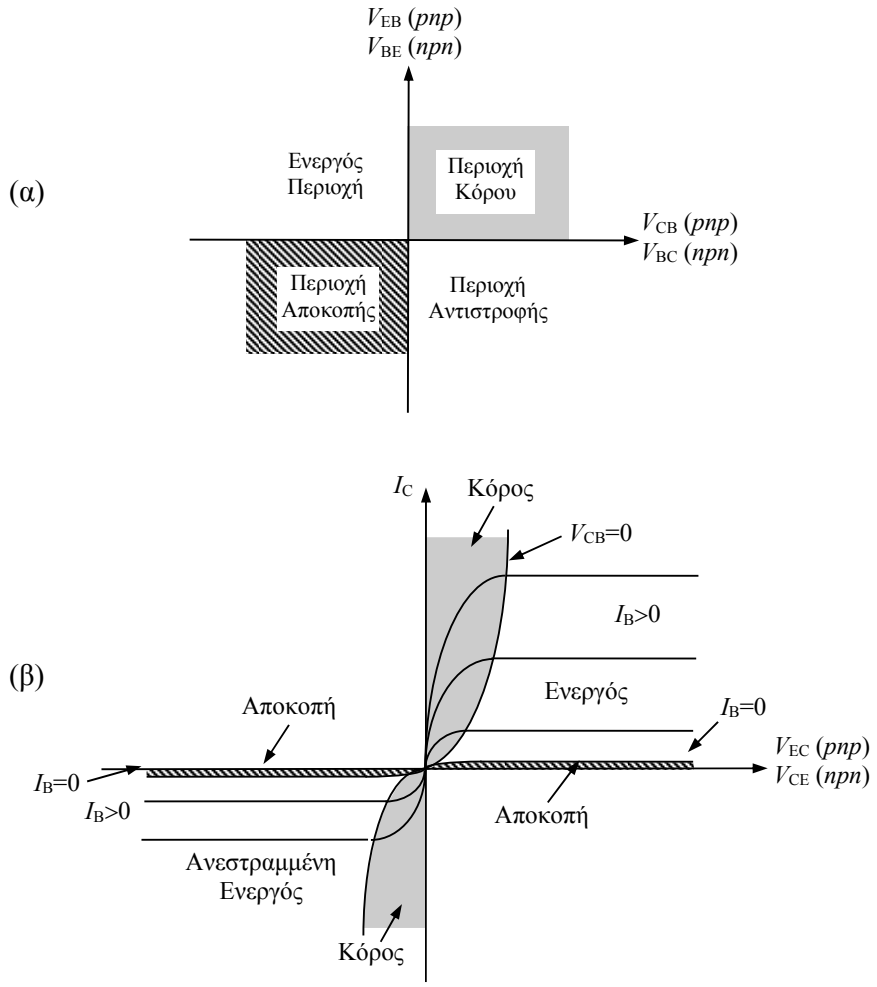
$$\alpha_R = -\frac{I_E}{I_C}\bigg|_{V_{EB}=0} \qquad 6.29$$

Κανονικό κέρδος ρεύματος

$$\alpha_F = -\frac{I_C}{I_E}\bigg|_{V_{CB}=0} \qquad 6.30$$

6.3. Στατικές Χαρακτηριστικές του Τρανζίστορ

Για την ανάπτυξη της προηγούμενης παραγράφου θεωρήσαμε ένα κύκλωμα πόλωσης του τρανζίστορ, όπου η βάση είναι κοινός κόμβος για τις δύο πηγές πόλωσης. Το κύκλωμα αυτό λέγεται συνδεσμολογία κοινής βάσης και φαίνεται στο Σχ. 6.11. Υπάρχουν δύο ακόμη συνδεσμολογίες, η του κοινού εκπομπού που φαίνεται στο Σχ. 6.14, και του κοινού συλλέκτη που είναι σπανιότερη. Οι συνδεσμολογίες αυτές σχετίζονται με τον τρόπο που πολώνονται οι τρεις περιοχές του τρανζίστορ, καθώς και την τοπολογία του κάθε κυκλώματος.



Σχ. 6.10. α) Συνδυασμοί των τάσεων εισόδου και εξόδου ενός τρανζίστορ. β) Περιοχές λειτουργίας ενός τρανζίστορ σε συνδεσμολογία κοινού εκπομπού για διάφορους τρόπους πόλωσης, [5].

Στις περισσότερες εφαρμογές εφαρμόζεται ένα σήμα στα άκρα των δύο ακροδεκτών, και λαμβάνεται το σήμα εξόδου από ένα άλλο ζεύγος ακροδεκτών. Εφόσον το τρανζίστορ έχει τρεις ακροδέκτες, αναγκαστικά θα πρέπει ο ένας από τους ακροδέκτες να ανήκει και στο

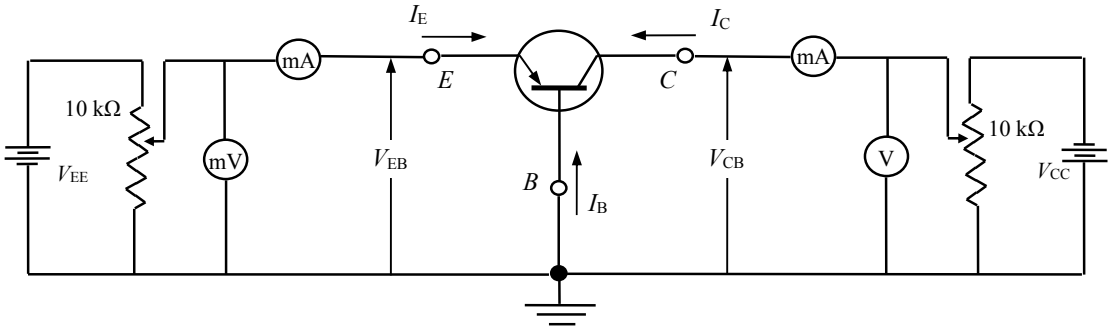
κύκλωμα εισόδου αλλά και στο κύκλωμα εξόδου. Οι όροι λοιπόν κοινής βάσης, κοινού εκπομπού, και κοινού συλλέκτη χρησιμοποιούνται έτσι ώστε να ξεχωρίζουμε τον κοινό ακροδέκτη. Η συνδεσμολογία κοινού εκπομπού είναι αυτή που κυρίως χρησιμοποιείται στην πράξη, ενώ η συνδεσμολογία κοινής βάσης χρησιμοποιείται περιστασιακά. Η συνδεσμολογία κοινού συλλέκτη χρησιμοποιείται πολύ σπάνια και θα την εξετάσουμε λιγότερο αναλυτικά.

Ο τρόπος με τον οποίο πολώνεται το τρανζίστορ, βοηθάει στον ακριβέστερο προσδιορισμό της λειτουργίας του, υποδεικνύοντας τις πολικότητες των τάσεων που εφαρμόζονται. Υπάρχουν τέσσερις συνδυασμοί πόλωσης, οι οποίοι φαίνονται στο Σχ. 6.10: η ενεργός πόλωση, όπου η ένωση εκπομπού-βάσης πολώνεται ορθά και η ένωση συλλέκτη-βάσης πολώνεται ανάστροφα. Η πόλωση αυτή είναι η πλέον κοινή, ιδιαίτερα στους ενισχυτές, και στην περιοχή ενεργού πόλωσης το τρανζίστορ εμφανίζει το μεγαλύτερο κέρδος σήματος και τη μικρότερη παραμόρφωση σήματος. Η περιοχή κόρου, όπου και οι δύο ενώσεις είναι ορθά πολωμένες, και η περιοχή αποκοπής όπου και οι δύο ενώσεις είναι ανάστροφα πολωμένες, δίνουν αντίστοιχα κατάσταση αγωγής (διέλευση υψηλού ρεύματος, χαμηλή τάση) και κατάσταση διακοπής (διέλευση ασθενούς ρεύματος, υψηλή τάση), που κάνουν το τρανζίστορ να συμπεριφέρεται σαν διακόπτης. Στα ψηφιακά κυκλώματα, οι δύο αυτές καταστάσεις αντιστοιχούν στις λογικές στάθμες “1” και “0” αντίστοιχα. Τέλος, στην περιοχή αντιστροφής, η ένωση συλλέκτη-βάσης πολώνεται ορθά και η ένωση εκπομπού-βάσης πολώνεται ανάστροφα. Ουσιαστικά δηλαδή, εναλλάσσονται οι ρόλοι εκπομπού και συλλέκτη.

Στη συνέχεια, θα αναλύσουμε τις δύο κυριότερες συνδεσμολογίες ενός τρανζίστορ, δηλαδή τη συνδεσμολογία κοινής βάσης και τη συνδεσμολογία κοινού εκπομπού, για όλες τις δυνατές πολώσεις τους.

6.3.1. Συνδεσμολογία Κοινής Βάσης

Στο κύκλωμα κοινής βάσης παρατηρούμε ότι υπάρχει ένα κύκλωμα εισόδου της ένωσης εκπομπού-βάσης και ένα κύκλωμα εξόδου της ένωσης συλλέκτη-βάσης. Σε κάθε ένα από αυτά έχουμε δύο εξαρτώμενα μεταβλητά μεγέθη, την τάση και το ρεύμα πόλωσης.



Σχ. 6.11. Κύκλωμα πόλωσης τρανζίστορ p-n-p κοινής βάσης, [16].

Το κύκλωμα του Σχ. 6.11 έχει διαμορφωθεί έτσι ώστε να μπορούμε με τη βοήθεια δύο ποτενσιομέτρων να διαλέξουμε τις τάσεις και τα ρεύματα πόλωσης των ενώσεων. Έτσι, στο κύκλωμα εκπομπού-βάσης που πολώνεται ορθά και όπως ξέρουμε δεν μπορεί να πάρει τάση μεγαλύτερη από 0.7 V, όπως κάθε ορθά πολωμένη δίοδος πυριτίου, χρησιμοποιούμε μια πηγή V_{EE} = 1 V με ένα ποτενσιόμετρο 10 kΩ. Ένα μιλλιβολτόμετρο μας δίνει την τάση ορθής πόλωσης V_{EB} και ένα μιλλιαμπερόμετρο μας δίνει το ρεύμα ορθής πόλωσης I_E που είναι αλληλεξαρτώμενα και τα διαλέγουμε με το ποτενσιόμετρο.

Κάτι αντίστοιχο υπάρχει και στο κύκλωμα ανάστροφης πόλωσης της ένωσης συλλέκτη βάσης, όπου η πηγή είναι τάσης V_{CC} = -12 V, και το βολτόμετρο και μιλλιαμπερόμετρο μας δίνουν την τάση V_{CB} και το ρεύμα I_C του συλλέκτη.

Υπάρχουν λοιπόν τέσσερις μεταβλητές στο τρανζίστορ και για να παρουσιάσουμε σε ένα διάγραμμα τις τιμές τους πρέπει αυτό να γίνει ανά τρεις σε δύο διαγράμματα.

Οι τυπικές χαρακτηριστικές εισόδου θα παριστάνουν τη σχέση του ρεύματος εισόδου I_E συναρτήσει της τάσης V_{BE}, με παράμετρο την τάση ανάστροφης πόλωσης της εξόδου, V_{CB}. Το ρεύμα εισόδου I_E βρίσκεται από τις 6.24, 6.25, 6.27, 6.28 αν απαλειφθεί ο όρος (e^{V_{CB}/V_T} - 1), οπότε έχουμε

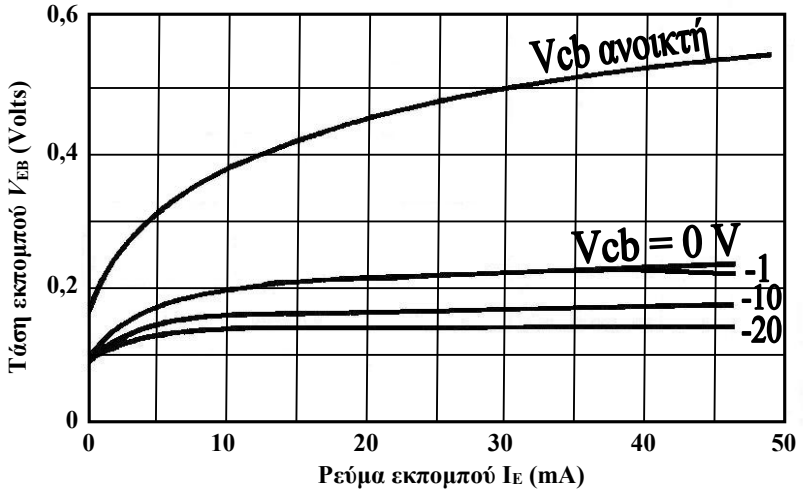
Χαρακτηριστική εισόδου $$I_E = -\alpha_R I_C + I_{EO}\left(e^{V_{EB}/V_T} - 1\right) \qquad 6.31$$

Οι τυπικές χαρακτηριστικές εξόδου για ένα τρανζίστορ σε συνδεσμολογία κοινής βάσης, θα παριστάνουν τη σχέση του ρεύματος εξόδου I_C συναρτήσει της τάσης εξόδου V_{CB} με παράμετρο το ρεύμα εισόδου I_E. Το ρεύμα εξόδου I_C βρίσκεται από τις 6.24, 6.25, 6.27, 6.28 αν απαλειφθεί ο όρος (e^{V_{EB}/V_T} -1), οπότε έχουμε

Χαρακτηριστική εξόδου $$I_C = -\alpha_F I_E + I_{CO}\left(e^{V_{CB}/V_T} - 1\right) \qquad 6.32$$

6.3.1.1. Χαρακτηριστικές εισόδου

Στο κύκλωμα του Σχ. 6.11 θεωρούμε σαν είσοδο την τάση V_{EB} που εφαρμόζεται μεταξύ εκπομπού και βάσης. Επειδή η ένωση εκπομπού-βάσης είναι ορθά πολωμένη, η σχέση ρεύματος I_E και τάσης V_{EB} με ανοικτό το κύκλωμα συλλέκτη, θα είναι η σχέση ρεύματος τάσης σε μια ορθά πολωμένη δίοδο. Όταν η ένωση συλλέκτη-βάσης πολωθεί ανάστροφα, τότε το ρεύμα I_E για δεδομένη V_{EB} θα αυξηθεί, επειδή αυξάνεται το πλάτος της περιοχής έλλειψης φορέων (περιοχή απογύμνωσης) στην επαφή συλλέκτη-βάσης. Άρα ελαττώνεται το ουσιαστικό πλάτος της βάσης και γίνεται πιο γρήγορη διάχυση φορέων προς τον συλλέκτη. Στο Σχ. 6.12 δίνονται οι χαρακτηριστικές εισόδου για τη συνδεσμολογία βάσης. Οι χαρακτηριστικές αυτές είναι η σχέση μεταξύ I_E και V_{EB} με παράμετρο την V_{CB}. Παρατηρούμε ότι η τάση V_{CB} επιδρά λίγο πάνω στις μετρήσεις και ότι οι καμπύλες για διάφορες τιμές της βρίσκονται κοντά η μία σε σχέση με την άλλη.



Σχ. 6.12. Χαρακτηριστικές καμπύλες εισόδου κοινής βάσης τρανζίστορ γερμανίου p-n-p, [3].

6.3.1.2. Χαρακτηριστικές εξόδου

Οι χαρακτηριστικές αυτές είναι σμήνος από καμπύλες που εκφράζουν τη σχέση μεταξύ I_C και V_{CB} με παράμετρο το ρεύμα I_E. Αυτές φαίνονται στο Σχ. 6.13, όπου διακρίνουμε τις παρακάτω περιοχές.

– Ενεργός Περιοχή

Η ένωση εκπομπού-βάσης είναι ορθά πολωμένη. Η ένωση συλλέκτη-βάσης ανάστροφα πολωμένη. Όταν $I_E = 0$, θα είναι $I_C \cong I_{CO} \cong 0$. Για $I_E \neq 0$, $I_C \cong -\alpha_F I_E$ και ανεξάρτητο της V_{CB}. Βλέπουμε λοιπόν ότι το ρεύμα I_C εξαρτάται από το ρεύμα I_E, δηλαδή ελέγχεται από την ορθή πόλωση της βάσης. Αυτό είναι σωστό διότι ουσιαστικά το ρεύμα της ανάστροφα πολωμένης ένωσης συλλέκτη-βάσης εξαρτάται από τη διάχυση φορέων από τον εκπομπό στη βάση, άρα από το I_E.

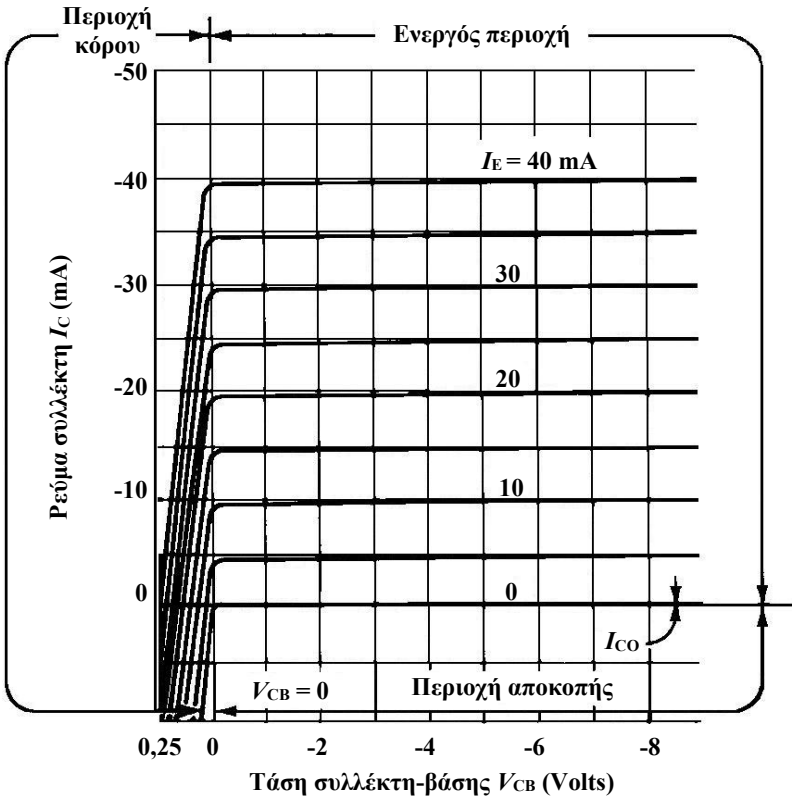
– Περιοχή Κόρου

Η ένωση εκπομπού-βάσης είναι ορθά πολωμένη. Η ένωση συλλέκτη-βάσης είναι επίσης ορθά πολωμένη. Σ' αυτήν την περίπτωση $V_{CB} \cong 0$ ή ελαφρά θετική. Η ορθή πόλωση της

ένωσης συλλέκτη-βάσης εξηγεί την απότομη αύξηση του ρεύματος με μικρή αύξηση της V_{CB}, γιατί ορθή πόλωση της ένωσης συλλέκτη-βάσης σημαίνει ρεύμα οπών από τον συλλέκτη στη βάση, δηλ. ρεύμα αντίθετο από το $-\alpha_F I_E$.

– Περιοχή Αποκοπής

Η ένωση εκπομπού-βάσης είναι ανάστροφα πολωμένη. Η ένωση συλλέκτη-βάσης είναι επίσης ανάστροφα πολωμένη. Η περιοχή αυτή είναι κάτω από τη χαρακτηριστική $I_E = 0$, οπότε $I_C = I_{CO}$.



Σχ. 6.13. Χαρακτηριστικές καμπύλες εξόδου κοινής βάσης τρανζίστορ γερμανίου p-n-p, [3].

Από το κύκλωμα πόλωσης για λειτουργία στην ενεργό περιοχή, μπορούμε να υπολογίσουμε τις σταθερές 6.26-6.30 των εξ. 6.24-6.25 με μετρήσεις μικρών μεταβολών. Για να μετρηθούν οι σταθερές ορίζεται πρώτα ένα σημείο ηρεμίας Q και μετά γίνονται οι μετρήσεις ως εξής.

Για το κέρδος ρεύματος, μετράμε μικρές μεταβολές των ρευμάτων ΔI_E και ΔI_C κρατώντας σταθερή την τάση V_{EB} για το ανάστροφο και την V_{CB} για το κανονικό κέρδος.

Για το ανάστροφο ρεύμα εκπομπού I_{EO} μετράμε το ρεύμα εκπομπού με ανοικτό το κύκλωμα συλλέκτη $I_C = 0$ και με αρκετά μεγάλη ανάστροφη τάση πόλωσης εκπομπού-βάσης δηλαδή $V_{EB} << -V_T$.

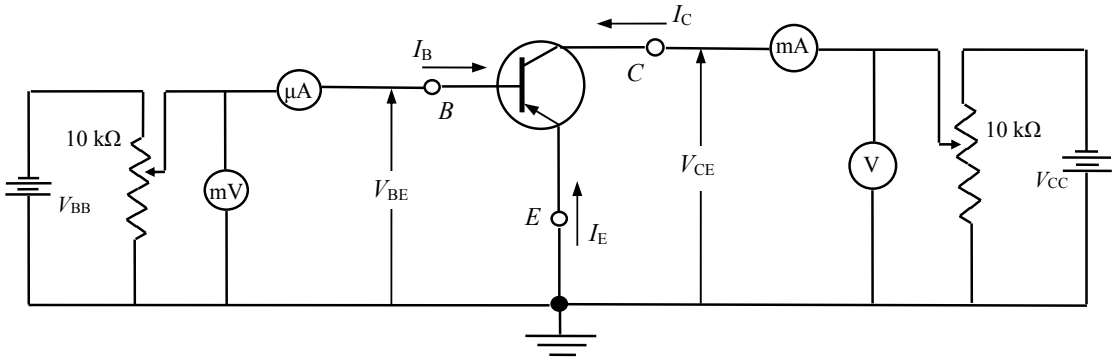
Για το ανάστροφο ρεύμα συλλέκτη I_{CO} μετράμε το ρεύμα συλλέκτη με ανοικτό το κύκλωμα εκπομπού $I_E = 0$ και με αρκετά μεγάλη ανάστροφη τάση πόλωσης συλλέκτη-βάσης δηλαδή $V_{CB} << -V_T$.

Παρατηρούμε ότι τα δύο ρεύματα συλλέκτη και εκπομπού είναι σχεδόν ίσα κατά μέτρο και γι' αυτό το κέρδος ρεύματος α_F σ' αυτήν τη συνδεσμολογία του τρανζίστορ είναι της τάξης του 0.98. Από αυτό προκύπτει ότι η τιμή του ρεύματος βάσης I_B είναι πολύ μικρότερη από τις I_C και I_E. Θυμίζουμε τέλος, ότι όπως δείχτηκε προηγουμένως στη συνδεσμολογία κοινής βάσης, η ενίσχυση τάσης και ισχύος είναι

$$A = \frac{\alpha_F R_L}{r_{ac}} \qquad 6.33$$

6.3.2. Συνδεσμολογία Κοινού Εκπομπού

Στο Σχ. 6.14 φαίνεται μια συνδεσμολογία στην οποία το κύκλωμα εισόδου είναι πάλι η ένωση βάσης-εκπομπού, αλλά εδώ στον κοινό κόμβο είναι ο εκπομπός και στην είσοδο είναι η βάση. Στη συνδεσμολογία αυτή που λέγεται κοινού εκπομπού, το κύριο κύκλωμα είναι πάλι το κύκλωμα συλλέκτη-εκπομπού, αλλά τώρα ο εκπομπός δεν είναι στην είσοδο. Τούτο σημαίνει ότι η πηγή πόλωσης πολώνει δύο ενώσεις στη σειρά, την ένωση συλλέκτη-βάσης και την ένωση βάσης-εκπομπού. Δηλαδή για να βρούμε την τάση πόλωσης συλλέκτη βάσης πρέπει να αφαιρέσουμε από την τάση συλλέκτη-εκπομπού την τάση βάσης-εκπομπού.



Σχ. 6.14. Κύκλωμα πόλωσης τρανζίστορ p-n-p κοινού εκπομπού, [16].

Στη συνδεσμολογία κοινού εκπομπού, το ρεύμα της βάσης I_B είναι το ρεύμα εισόδου, ενώ το ρεύμα συλλέκτη I_C είναι το ρεύμα εξόδου. Από το κύκλωμα του Σχ. 6.14 και με τη βοήθεια των τεσσάρων οργάνων μπορούμε να μετρήσουμε τις τιμές και να χαράξουμε τις στατικές χαρακτηριστικές κοινού εκπομπού. Όπως και στις χαρακτηριστικές κοινής βάσης έτσι και εδώ μπορούμε να ορίσουμε χαρακτηριστικές εισόδου και εξόδου. Η οικογένεια καμπυλών $I_B = f(V_{BE}, V_{CE})$ είναι οι στατικές χαρακτηριστικές εισόδου, ενώ η οικογένεια καμπυλών $I_C = f(V_{CE}, I_B)$ είναι οι στατικές χαρακτηριστικές εξόδου για τη συνδεσμολογία κοινού εκπομπού. Για να έχουμε τα I_B και I_C στη μαθηματική μορφή που χρειαζόμαστε, χρησιμοποιούμε δύο ακόμα σχέσεις από το Σχ. 6.14

$$I_B = -(I_C + I_E) \qquad 6.34$$

$$V_{CB} = V_{CE} + V_{EB} = V_{CE} - V_{BE} \qquad 6.35$$

Αν αντικαταστήσουμε την 6.34 στις 6.24, 6.25 παίρνουμε

<u>Χαρακτηριστική εισόδου</u>

$$I_B = -I_{ES}(1-\alpha_F)\left(e^{-V_{BE}/V_T} - 1\right)$$

$$-I_{CS}(1-\alpha_R)\left(e^{(V_{CE}-V_{BE})/V_T} - 1\right) \qquad 6.36$$

Η 6.36 μπορεί να λυθεί ως προς τον όρο e^{V_{BE}/V_T}, σχετικά με τις ποσότητες I_B και V_{CE} και μετά από αντικατάσταση στην 6.25 βρίσκεται το I_C.

Μια χρήσιμη σχέση μπορεί να βρεθεί απευθείας από την 6.32 χρησιμοποιώντας την εξίσωση $I_E = -(I_C + I_B)$. Η σχέση αυτή είναι

<u>Χαρακτηριστική εξόδου</u>

$$I_C = \frac{\alpha_F}{1-\alpha_F} I_B + \frac{I_{CO}}{1-\alpha_F}\left(e^{(V_{CE}-V_{BE})/V_T} - 1\right) \qquad 6.37$$

Αν σε ένα τρανζίστορ pnp, $V_{CB} = V_{CE} - V_{BE}$ <-0.1V, τότε το εκθετικό μέρος του δεύτερου όρου στην 6.37 προσεγγίζει το μηδέν και η εξίσωση αυτή απλοποιείται στην

$$I_C = \frac{\alpha_F}{1-\alpha_F} I_B - \frac{I_{CO}}{1-\alpha_F} \qquad 6.38$$

Ορίζουμε την παράμετρο β_F

$$\beta_F = \frac{\alpha_F}{1-\alpha_F} = \left.\frac{I_C}{I_B}\right|_{V_{CB}=0} \qquad 6.39$$

ως το κέρδος ρεύματος κοινού εκπομπού του τρανζίστορ που είναι αριθμός της τάξης 50 έως 500 και εξαρτάται από τον τύπο του τρανζίστορ. Με βάση τον ορισμό αυτό, η σχέση 6.39 γίνεται

$$I_C = \beta_F I_B - (\beta_F + 1) I_{CO} \qquad 6.40$$

Παρατηρούμε ότι για $I_B = 0$, δηλαδή με ανοικτό το κύκλωμα της βάσης

$$I_C = -I_{CO}(1 + \beta_F) \qquad 6.41$$

Η εξ. 6.41 δείχνει ότι το τρανζίστορ στη συνδεσμολογία κοινού εκπομπού ενισχύει το ρεύμα διαρροής. Επίσης παρατηρούμε ότι μικρές μεταβολές στην τιμή του α_F έχουν σαν συνέπεια μεγάλες μεταβολές στην τιμή του β_F. Για παράδειγμα για α_F =0.98 έχουμε β_F =49, για α_F =0.985 έχουμε β_F =66, δηλαδή μεταβολή της τιμής του α_F σε ποσοστό 0.5% έχει σαν συνέπεια μεταβολή της τιμής του β_F σε ποσοστό 34%. Συνέπεια αυτού είναι ότι έχουμε μεγάλες διαφορές στην τιμή του β_F για τρανζίστορ που κατασκευάζονται κάτω από τις ίδιες συνθήκες (τρανζίστορ του ίδιου τύπου).

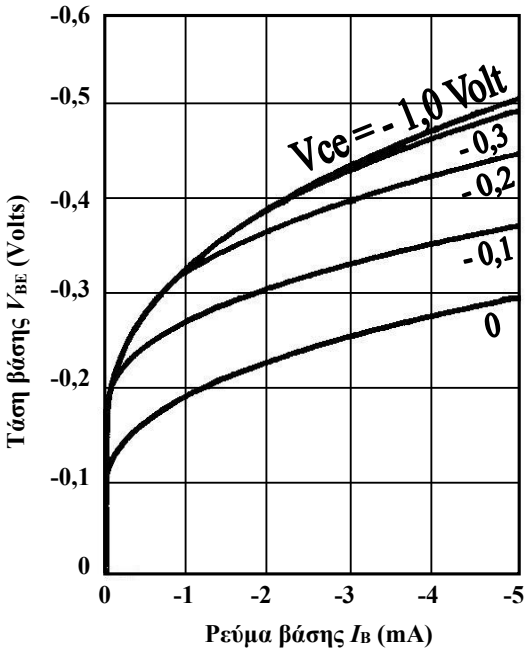
Από τη σχέση 6.40, επειδή $I_{CO} << I_B$ έπεται ότι

$$I_C = \beta_F I_B \qquad 6.42$$

και γι' αυτό ο συντελεστής β λέγεται και συντελεστής ενίσχυσης ρεύματος ή κέρδος ρεύματος (συνεχούς).

6.3.2.1. Χαρακτηριστικές εισόδου

Για V_{CE} = 0, δηλαδή για βραχυκυκλωμένους τον συλλέκτη και τον εκπομπό, έχουμε τη χαρακτηριστική μιας ορθά πολωμένης διόδου. Για V_{BE} = 0 θα είναι I_B = 0 γιατί όλοι οι ακροδέκτες του τρανζίστορ είναι βραχυκυκλωμένοι. Αυξάνοντας την απόλυτη τιμή της V_{CE} με σταθερή τη V_{BE}, ελαττώνεται το πλάτος της βάσης οπότε ελαττώνεται το ρεύμα επανασύνδεσης. Αυτό εξηγεί και τη μετατόπιση στις καμπύλες για τιμές του $V_{CE} < 0$.



Σχ. 6.15. Χαρακτηριστικές καμπύλες εισόδου κοινού εκπομπού τρανζίστορ γερμανίου p-n-p, [3].

6.3.2.2. Χαρακτηριστικές εξόδου

Οι χαρακτηριστικές εξόδου είναι, όπως ήδη είπαμε, η οικογένεια καμπυλών $I_C = f(V_{CE}, I_B)$ με παράμετρο το ρεύμα βάσης I_B. Και στην περίπτωση αυτή διακρίνουμε τρεις περιοχές: την ενεργό περιοχή, την περιοχή αποκοπής, και την περιοχή κόρου.

– Ενεργός Περιοχή

Σαν ενεργός περιοχή χαρακτηρίζεται η περιοχή του επιπέδου V_{CE}, I_C για τιμές της V_{CE} μεγαλύτερες από μερικά δέκατα του Volt και για τιμές του $I_B \leq 0$. Στην ενεργό περιοχή η ένωση συλλέκτη-βάσης είναι ανάστροφα πολωμένη και ισχύει η σχέση 6.40, δηλαδή το ρεύμα εξόδου είναι ανάλογο με το ρεύμα εισόδου.

Γι' αυτό, όταν πρόκειται να χρησιμοποιήσουμε το τρανζίστορ σαν ενισχυτή πρέπει να περιορίσουμε τη λειτουργία του στην ενεργό περιοχή. Όπως φαίνεται και στο Σχ. 6.16 οι χαρακτηριστικές εξόδου στην ενεργό περιοχή δεν είναι τέλεια παράλληλες προς τον άξονα V_{CE}. Η μικρή κλίση που έχουν δικαιολογείται από το γεγονός ότι το α_F αυξάνεται με την V_{CE} και έτσι αυξάνεται και το β_F.

– Περιοχή Αποκοπής

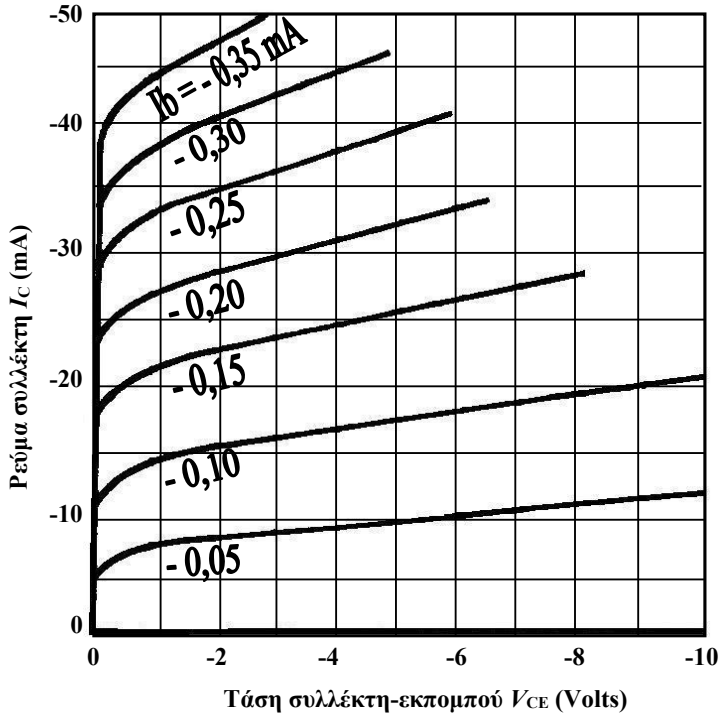
Περιοχή αποκοπής είναι η περιοχή του επιπέδου V_{CE}, I_C για τιμές του $I_B > 0$. Από τη σχέση 6.40 είναι φανερό πως για $I_B = 0$ θα είναι

$$I_C = -(1+\beta_F)I_{CO} \qquad 6.43$$

Το $-(1+\beta_F)I_{CO}$ συμβολίζεται με το I_{CEO} οπότε έχουμε για $I_B = 0$

$$I_C = I_{CEO} \qquad 6.44$$

Δηλαδή το ρεύμα συλλέκτη δεν είναι μηδέν. Για να έχουμε όσο το δυνατόν μικρότερο ρεύμα συλλέκτη πρέπει η επαφή εκπομπού-βάσης να πολωθεί ελαφρά ανάστροφα.



Σχ. 6.16. Χαρακτηριστικές καμπύλες εξόδου κοινού εκπομπού τρανζίστορ γερμανίου p-n-p, [3].

Έτσι, σαν περιοχή αποκοπής ορίζεται η περιοχή όπου $I_E = 0$, οπότε: (τότε και μόνο) $I_C = I_{CO}$.

Οι τιμές της ανάστροφης τάσης V_{EB} για να πετύχουμε $I_C = I_{CO}$, δηλαδή για να οδηγηθεί το τρανζίστορ στην αποκοπή, είναι για τρανζίστορ γερμανίου: $|V_{EB}| \geq 0.1$ Volt και για το τρανζίστορ πυριτίου $|V_{EB}| \geq 0$ Volt. Σημειώνεται ότι η ανάστροφη τάση V_{EB} δεν πρέπει να περνάει μια μέγιστη τιμή V_{EBO}, που ονομάζεται "ανάστροφη τάση καταστροφής" (reverse breakdown voltage, V_{EBO}). Για τιμές της ανάστροφης V_{EB} για τις οποίες $|V_{EB}| > |V_{EBO}|$ προκαλείται μόνιμη καταστροφή της ένωσης εκπομπού-βάσης. Η τιμή της V_{EBO} είναι χαρακτηριστική για κάθε τύπο τρανζίστορ και δίνεται από τον κατασκευαστή. Οι τιμές της V_{EBO} ανάλογα με τον τύπο του τρανζίστορ κυμαίνονται μεταξύ 0.5 V και μερικών δεκάδων Volt.

– Περιοχή Κόρου

Στην περιοχή κόρου οι ενώσεις συλλέκτη-βάσης και εκπομπού-βάσης είναι ορθά πολωμένες. Όταν οι ενώσεις συλλέκτη-βάσης και εκπομπού-βάσης είναι ορθά πολωμένες, οι τιμές V_{BE} και V_{BC} είναι της τάξης μερικών δεκάτων του Volt. Επειδή $V_{CE} = V_{BE} - V_{BC}$, θα είναι η V_{CE} της ίδιας τάξης μεγέθους. Άρα η περιοχή κόρου στο διάγραμμα του Σχ. 6.16 θα είναι, για τον άξονα V_{CE}, κοντά στο μηδέν όπου όπως φαίνεται από το σχήμα οι χαρακτηριστικές για τις διάφορες τιμές του I_B σμίγουν και πέφτουν στο μηδέν (αρχή των αξόνων). Βλέπουμε τότε ότι στην περιοχή κόρου το ρεύμα συλλέκτη, που συμβολίζεται με $I_{C,SAT}$, είναι ανεξάρτητο από το ρεύμα βάσης I_B για συγκεκριμένη πόλωση συλλέκτη V_{CC} και R_C. Επειδή στην περιοχή κόρου η V_{CE}, που συμβολίζεται με $V_{CE,SAT}$, έχει πολύ μικρή τιμή ($V_{CE,SAT}$ = 100 mV) η τιμή του I_C θα είναι

$$I_{C,SAT} \approx \frac{V_{CC}}{R_C} \qquad 6.45$$

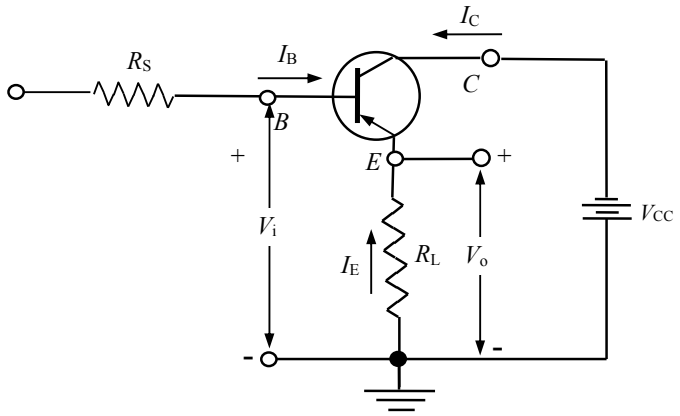
Η ποσότητα

$$R_{CE,SAT} = \frac{V_{CE,SAT}}{I_{C,SAT}} \qquad 6.46$$

λέγεται αντίσταση κόρου για κοινό εκπομπό και είναι της τάξης των μερικών Ohm. Τυπικές τιμές της V_{BE} όταν το τρανζίστορ βρίσκεται στον κόρο είναι για τρανζίστορ n-p-n πυριτίου $V_{BE,SAT}$ = 0.8 Volt και για τρανζίστορ n-p-n γερμανίου $V_{BE,SAT}$ = 0.3 Volt. Σημειώνεται ότι μια μεγάλη κατηγορία κυκλωμάτων με τρανζίστορ, τα λογικά κυκλώματα, λειτουργούν στις περιοχές κόρου και αποκοπής, σε αντίθεση με τα κυκλώματα ενίσχυσης που, όπως αναφέρθηκε, λειτουργούν πάντα στην ενεργό περιοχή.

6.3.3. Συνδεσμολογία Κοινού Συλλέκτη

Η συνδεσμολογία κοινού συλλέκτη είναι βασικά η ίδια με την συνδεσμολογία κοινού εκπομπού (αμοιβαία αλλαγή του συλλέκτη και του εκπομπού) με τη διαφορά ότι η αντίσταση φορτίου βρίσκεται στο κύκλωμα του εκπομπού αντί στο κύκλωμα συλλέκτη. Τα ρεύματα, οι τάσεις, και γενικά η συμπεριφορά του τρανζίστορ στο κύκλωμα είναι παρόμοια με τη συμπεριφορά του στη συνδεσμολογία κοινού εκπομπού.



Σχ. 6.17. Συνδεσμολογία κοινού συλλέκτη, [3].

Στη συνδεσμολογία αυτή, ο συλλέκτης είναι ο κοινός ακροδέκτης στο κύκλωμα εισόδου και εξόδου. Τα μεγέθη που καθορίζουν τη συμπεριφορά του τρανζίστορ, είναι τα ρεύματα βάσης I_B και εκπομπού I_E και οι τάσεις V_{BC} και V_{EC}. Από αυτά, ανεξάρτητες μεταβλητές (παράμετροι) θα είναι τα μεγέθη I_B και V_{EC}, ενώ τα άλλα δύο μεγέθη θα είναι συναρτήσεις των προηγουμένων, δηλ.

$$I_E = f_1(I_B, V_{EC}) \qquad 6.47$$

και παρόμοια

$$V_{BC} = f_2(I_B, V_{EC}) \qquad 6.48$$

Οι χαρακτηριστικές καμπύλες κοινού συλλέκτη είναι περίπου ίδιες με αυτές του κοινού εκπομπού. Επειδή η αντίσταση του συλλέκτη έχει μηδενική τιμή, ο συλλέκτης γειώνεται στο ac, μέσω της πηγής τροφοδοσίας. Το σήμα εισόδου οδηγεί τη βάση και η έξοδος λαμβάνεται από τον εκπομπό. Το κέρδος τάσης του ακόλουθου εκπομπού ειναι ίσο ή μικρότερο από τη μονάδα, ενώ το σήμα εξόδου πάνω στην αντίσταση R_L, V_o, βρίσκεται σε φάση με το σήμα εισόδου, V_i. Εξαιτίας της ενίσχυσης του ρεύματος, η σύνθετη αντίσταση εισόδου, που φαίνεται από τη βάση του transistor, ειναι πολύ μεγάλη. Με τον ακόλουθο εκπομπού δηλαδή, μετατρέπουμε μια μεγάλη σύνθετη αντίσταση εισόδου σε μια μικρή σύνθετη αντίσταση εξόδου.

Η ιδιότητα αυτή του ακόλουθου εκπομπού είναι ιδιαίτερα χρήσιμη για προσαρμογή ενός κυκλώματος με υψηλή αντίσταση εξόδου σε ένα φορτίο χαμηλής αντίστασης. Για παράδειγμα, αν συνδέσουμε μια πηγή με μεγάλη εσωτερική αντίσταση σε μια μικρή αντίσταση φορτίου, η περισσότερη τάση θα πέσει στην εσωτερική αντίσταση της πηγής και το σήμα θα χαθεί. Ένας τρόπος να ξεπεραστεί αυτό το πρόβλημα, είναι η τοποθέτηση ενός ακόλουθου εκπομπού, ανάμεσα στην πηγή και το φορτίο. Ο ακόλουθος εκπομπού αυξάνει την αντίσταση φορτίου και μειώνει την απώλεια του σήματος. Στο κύκλωμα του Σχ. 6.17 ισχύει:

$$V_E = V_B - 0{,}7\ \text{V (για τρανζίστορ πυριτίου)} \qquad 6.49$$

Δηλαδή η έξοδος V_E είναι σχεδόν ίση με την είσοδο V_B και επομένως το DC κέρδος τάσης είναι περίπου ίσο με τη μονάδα (στην πράξη λίγο μικρότερο από 1, λόγω της μικρής πτώσης τάσης 0,7 V πάνω στην ορθά πολωμένη ένωση βάσης-εκπομπού). Επίσης, η συνδεσμολογία κοινού συλλέκτη, αντίθετα από τις άλλες δύο συνδεσμολογίες (κοινού εκπομπού και κοινής βάσης), είναι μια μη αναστρέφουσα συνδεσμολογία, διότι οι τάσεις εισόδου V_i και εξόδου V_o είναι σε φάση. Από τη λειτουργία του τρανζίστορ ισχύει επίσης:

$$I_E = -(I_C + I_B) \qquad 6.50$$

$$I_C = \beta_F I_B \qquad 6.51$$

Και επειδή το β_F έχει πολύ μεγάλη τιμή $\beta_F \sim 100$, $I_E \approx I_C$. Η αντίσταση εκπομπού R_L διαρρέεται από το άθροισμα των ρευμάτων βάσης και συλλέκτη. Δηλαδή, το κέρδος ρεύματος του ενισχυτή σε συνδεσμολογία κοινού συλλέκτη είναι

$$I_E = -(I_C + I_B),\ A_i = -\frac{I_E}{I_B} = \frac{I_C + I_B}{I_B} \text{ και } A_i = \beta_F + 1 \qquad 6.52$$

Ας υπολογίσουμε την αντίσταση εισόδου στον ακόλουθο εκπομπού. Θα έχουμε

$$Z_{IN} = \frac{\Delta V_B}{\Delta I_B} = \frac{\Delta V_E}{\Delta I_B} = \frac{\Delta V_E}{\Delta I_C} \cdot \frac{\Delta I_C}{\Delta I_B} = \frac{\Delta V_E}{\Delta I_C} \cdot \beta_F = \frac{\Delta V_E}{\Delta I_E} \cdot \beta_F = \beta_F \cdot R_L \qquad 6.53$$

Η αντίσταση εξόδου του ακόλουθου εκπομπού θα δίνεται από

$$Z_{OUT} = \frac{\Delta V_E}{\Delta I_E} \qquad 6.54$$

Κοιτάζοντας προς τα πίσω διαμέσου του εκπομπού βλέπουμε μια αντίσταση ίση με $\frac{R_S}{\beta_F}$.

Αυτό διότι:

$$R_E = \frac{\Delta V_E}{\Delta I_E} = \frac{\Delta V_B}{\beta_F \Delta I_B} = \frac{R_S}{\beta_F} \qquad 6.55$$

Η αντίσταση αυτή είναι παράλληλη με την R_L. Άρα, η συνολική αντίσταση εξόδου θα είναι

$$Z_{OUT} = R_E \parallel R_L = \left(R_E \frac{R_S}{\beta_F}\right) \Big/ \left(R_E + \frac{R_S}{\beta_F}\right) \cong \frac{R_S}{\beta_F} \qquad 6.56$$

6.4. Το Τρανζίστορ σαν Ενισχυτής

Οι χαρακτηριστικές που περιγράψαμε παραπάνω και ειδικότερα η $I_C = f(V_{CE})$ με παράμετρο το I_B, έχουν μια βασική διαφορά αν τις συγκρίνουμε με τις χαρακτηριστικές της τριόδου λυχνίας $i_\alpha = f(\upsilon_\alpha)$ με παράμετρο την τάση εσχάρας v_f.

Συγκεκριμένα η λυχνία έχει παράμετρο την τάση εσχάρας v_f, δηλαδή ελέγχεται από τάση, ενώ το τρανζίστορ έχει παράμετρο το ρεύμα βάσης, δηλαδή ελέγχεται από ρεύμα. Αυτό συμβαίνει όχι επειδή στο τρανζίστορ η τάση πόλωσης βάσης δεν ελέγχει το κυρίως κύκλωμα, αλλά διότι ο έλεγχος με την τάση αυτή δεν είναι γραμμικός, δηλαδή οι χαρακτηριστικές καμπύλες που προκύπτουν αν χρησιμοποιηθούν αριθμητικά ισαπέχουσες παράμετροι τάσης, δεν ισαπέχουν γεωμετρικά πάνω στο διάγραμμα. Από αυτό φαίνεται ότι ένας ενισχυτής με τρανζίστορ πρέπει να τροφοδοτείται με σήμα εισόδου που να προέρχεται από πηγή ρεύματος και όχι από πηγή τάσης, όπως με τη λυχνία.

Για να αναπτύξουμε το θέμα της ενίσχυσης επιλέγουμε τη συνδεσμολογία κοινού εκπομπού που φαίνεται στο Σχ. 6.18. Στον παρακάτω πίνακα φαίνονται τα σύμβολα που χρησιμοποιούνται στα κυκλώματα με τρανζίστορ.

Πίνακας συμβόλων κυκλωμάτων τρανζίστορ

Μέγεθος	Σύμβολο	Δείκτες	Παράδειγμα
Συνεχές ρεύμα ΣΡ ή DC ή μέση τιμή	Κεφαλαίο	Κεφαλαίοι	V_{CB}, I_C
Ενδεικνύμενη τιμή Εναλλασσομένου Ρεύματος ή ΕΡ ή AC	Κεφαλαίο	Μικροί	V_{cb}, I_c
Στιγμιαία τιμή Εναλλασσομένου Ρεύματος AC_{inst}	Μικρό	Μικροί	υ_{cb}, i_c
Συνολική Στιγμιαία τιμή Εναλλασσομένου Ρεύματος $(DC+AC)_{inst}$	Μικρό	Κεφαλαίοι	υ_{CB}, i_C
Τάση πηγής	Κεφαλαίο	Κεφαλαίοι διπλοί όμοιοι	V_{CC}, V_{BB}

6.4.1. Ανάλυση λειτουργίας ενισχυτού κοινού εκπομπού με τη βοήθεια των στατικών χαρακτηριστικών του τρανζίστορ

Στο Σχ. 6.18α φαίνεται το βασικό κύκλωμα ενός ενισχυτού με τρανζίστορ και από κάτω στο Σχ.6.18β οι χαρακτηριστικές με τη δυναμική λειτουργία του ενισχυτή αυτού.

Η πηγή του σήματος που ενισχύεται είναι όπως συμβαίνει συνήθως μια πηγή τάσης. Έστω ότι η τάση της πηγής σήματος είναι $e_s = e_{sm}$ημωt ημιτονοειδής οπότε για να οδηγηθεί το κύκλωμα βάσης πρέπει να μετατραπεί το σήμα τάσης σε σήμα ρεύματος i_b και αυτό γίνεται με τη βοήθεια αντίστασης R_s που συνδέεται σε σειρά με την πηγή και με μια πολύ μεγάλη χωρητικότητα.

Η τιμή αυτής της αντίστασης υπολογίζεται έτσι ώστε τελικά μετά την ενίσχυση να πετυχαίνουμε τη μικρότερη δυνατή παραμόρφωση του σήματος.

Το κύκλωμα της βάσης περιλαμβάνει επίσης μια πηγή και μια αντίσταση που παρέχουν το ρεύμα I_B ορθής πόλωσης της ένωσης βάσης – εκπομπού. Ο πυκνωτής C_b χρησιμεύει για το διαχωρισμό της εναλλασσόμενης από τη συνεχή συνιστώσα, δηλαδή το I_B από το μεικτό ρεύμα βάσης i_B. Αντί για ιδιαίτερη πηγή πόλωσης χρησιμοποιούμε την ίδια πηγή του κυκλώματος συλλέκτη V_{CC}.

Το κύκλωμα συλλέκτη περιλαμβάνει την πηγή V_{CC} και την αντίσταση φορτίου R_C για την ανάστροφη πόλωση της ένωσης συλλέκτη βάσης και τον πυκνωτή σύζευξης C_C ο οποίος χρησιμεύει για το διαχωρισμό της εναλλασσόμενης συνιστώσας από το μεικτό ρεύμα εξόδου του συλλέκτη i_C. Η στιγμιαία τιμή της τάσης του σήματος είναι όπως αναφέρθηκε παραπάνω

$$e_s = e_{sm}\eta\mu\omega t \qquad 6.57$$

Με το κύκλωμα του Σχ. 6.18α προσπαθούμε να πετύχουμε ένα ρεύμα συλλέκτη i_C που να πλησιάζει στο ημιτονοειδές όσο το δυνατό. Αυτό βέβαια είναι θεωρητικά αδύνατο αφού ένα μέρος του κυκλώματος βάσης είναι μια ορθά πολωμένη ένωση p-n, πλησιάζουμε όμως στην απαίτηση αυτή με κατάλληλη εκλογή της αντίστασης R_S.

Το ρεύμα βάσης i_B έχει στο κύκλωμα δύο συνιστώσες, μια I_B ΣΡ για την πόλωση και μια i_b ΕΡ του σήματος όπου είναι

$$i_B = I_B + i_b \qquad 6.58$$

όπου

$$i_b = I_{bm}\,\eta\mu\omega t \qquad 6.59$$

Το ρεύμα i_C συλλέκτη θα έχει και αυτό δύο συνιστώσες, μια I_{CO} ΣΡ που είναι το ρεύμα ηρεμίας του συλλέκτη και μια ΕΡ του σήματος εξόδου, όπου είναι

$$i_C = I_{CO} + i_c \qquad 6.60$$

όπου

$$i_c = I_{cm}\,\eta\mu\omega t \qquad 6.61$$

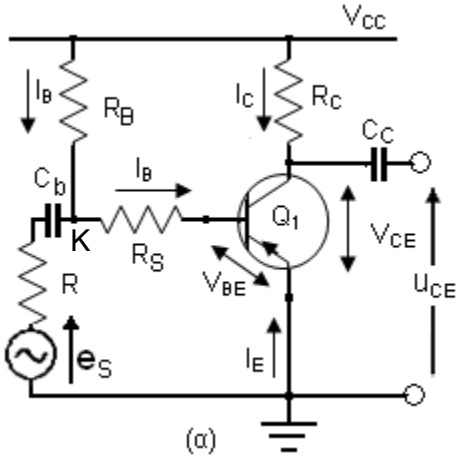
Εξετάζουμε τον ενισχυτή αυτόν σαν θέμα για επίλυση με τα εξής δεδομένα και ζητούμενα.

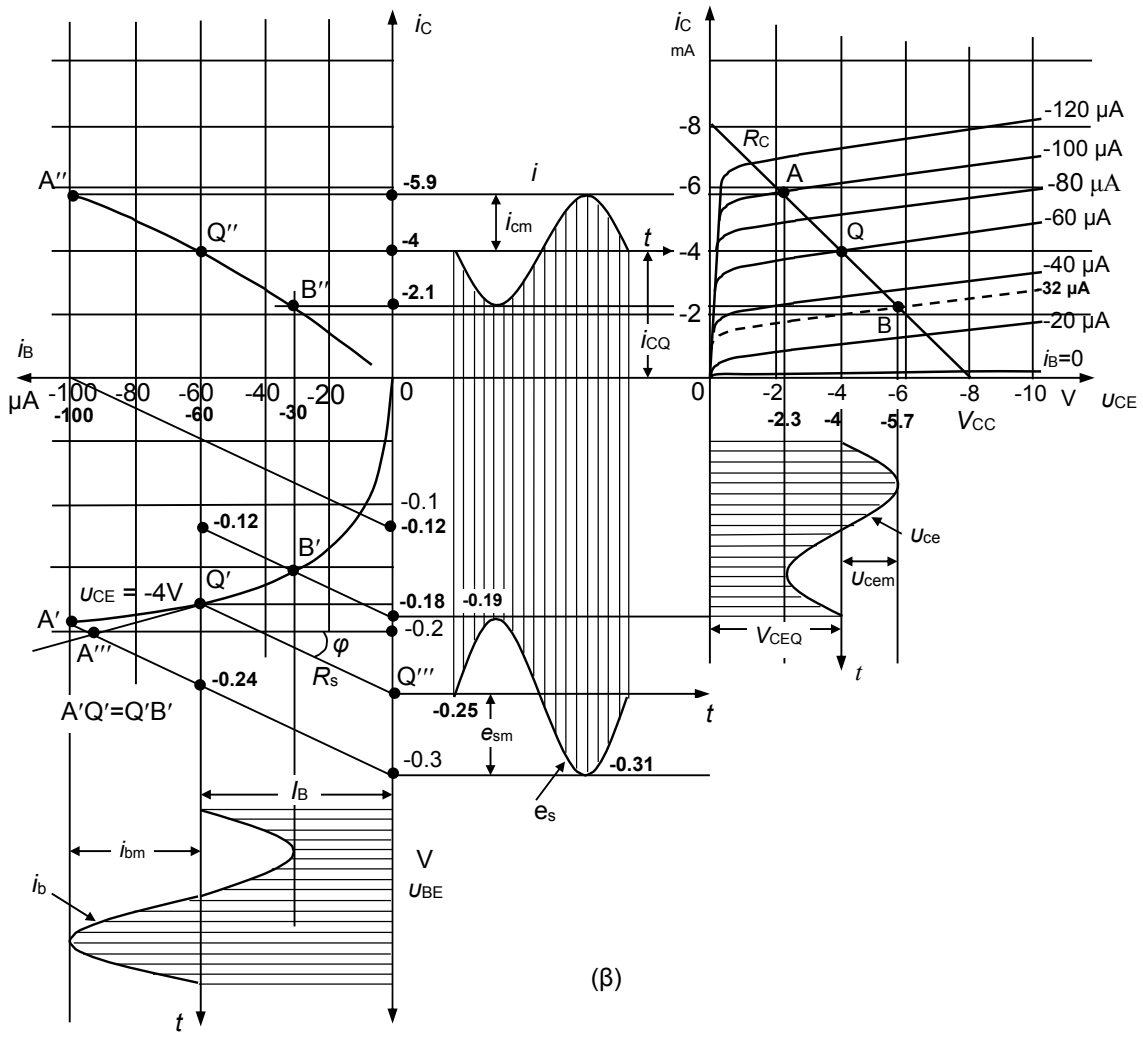
<u>Δίνονται :</u>

α) Οι χαρακτηριστικές καμπύλες του τρανζίστορ, Σχήμα 6.18β.
β) Η αντίσταση φορτίου R_C = 1 ΚΩ.
γ) Η τάση της πηγής του συλλέκτη V_{CC}= -8 V.
δ) Το ρεύμα πόλωσης της βάσης I_B =-60 μA.
ε) Η τάση εξόδου του ενισχυτή όπως φαίνεται στο διάγραμμα
($V_{pk\ to\ pK}$ = 3,4 V).
Πηγή πόλωσης της βάσης είναι η πηγή του κυκλώματος του συλλέκτη.

<u>Ζητούνται:</u>

α) Το σημείο ηρεμίας, η τάση και το ρεύμα ηρεμίας.
β) Η αντίσταση πόλωσης της βάσης R_B .
γ) Η αντίσταση σειράς σήματος R_S.
δ) Το κέρδος τάσης του ενισχυτή, το κέρδος ρεύματος και το κέρδος ισχύος του ενισχυτή.





Σχ. 6.18. α) Ενισχυτής συνδεσμολογίας κοινού εκπομπού. β) Διάγραμμα ανάλυσης λειτουργίας ενισχυτή, [16].

Επίλυση του Προβλήματος

α) Για τη γραφική επίλυση του θέματος χαράζουμε πρώτα την ευθεία φορτίου η οποία κατά τα γνωστά (βλ. ευθεία φορτίου κυκλώματος διόδου) αρχίζει από την τάση της πηγής του συλλέκτη (τάση τροφοδοσίας) -8 V πάνω στον άξονα των τάσεων και καταλήγει στο ρεύμα I_0 όπου $I_0 = V_{CC}/R_C = -8/1000 = -8$ mA.

Η τομή της ευθείας φορτίου με την καμπύλη που έχει παράμετρο το ρεύμα πόλωσης που μας δίνεται, δηλαδή $I_B = -60$ μA δίνει το σημείο ηρεμίας Q. Από αυτό μετράμε την τάση ηρεμίας $V_{CEQ} = -4$ V και το ρεύμα ηρεμίας $I_{CQ} = -4$ mA, προβάλλοντας το Q πάνω στους άξονες της τάσης V_{CE} και του ρεύματος I_C. **Τα αρνητικά πρόσημα σημαίνουν ότι οι φορές είναι αντίθετες προς τις συμβατικές θετικές.**

β) Η αντίσταση πόλωσης υπολογίζεται από το βρόχο του κυκλώματος βάσης που δίνει στην κατάσταση ηρεμίας την εξίσωση

$$V_{CC} = I_B(R_B + R_S) + V_{BE} \qquad 6.62$$

Η V_{BE} είναι η τάση ορθής πόλωσης βάσης εκπομπού και την μετράμε από την καμπύλη $i_B = \varphi(u_{BE})$ (χαρακτηριστική της εισόδου) όπου μεταφέρουμε το σημείο ηρεμίας Q. Η μεταφορά του σημείου ηρεμίας Q από τις χαρακτηριστικές της εξόδου $i_c = \varphi(u_{CE})$ στη χαρακτηριστική της εισόδου, γίνεται με τη βοήθεια της καμπύλης μεταφοράς (άνω αριστερό τεταρτημόριο) και

αντιστοιχεί στο σημείο Q′. Η προβολή του σημείου Q′ στον άξονα V_{BE} μας δίνει V_{BE} = -0,18 V, οπότε από την προηγούμενη σχέση έχουμε

$$(R_S + R_B) = (V_{CC} - V_{BE})/I_B = 130\ K\Omega$$

όπως θα δούμε παρακάτω αυτή είναι περίπου και η τιμή της αντίστασης R_B γιατί η R_S θεωρείται αμελητέα σε σχέση με την R_B .

Για να λύσουμε το θέμα μας προχωρούμε τώρα από το τέλος προς την αρχή, δηλαδή δεχόμαστε ότι θα έχουμε στην έξοδο ένα δεδομένο σήμα τά σης και ρεύματος όπως αυτό που δίδεται από την εκφώνηση της άσκησης, δηλαδή U_{cem} = 1,7 V (βλ. Σχ. 6.18β).

Η εναλλασσόμενη αυτή τάση θα κυμαίνεται γύρω από την τάση ηρεμίας, δηλ. γύρω από τα -4 V, συμμετρικά από -4 μέχρι τα -2,3 V και από -4 μέχρι τα -5,7 V. Προβάλλοντας τα σημεία αυτά (που αντιστοιχούν στα -2,3 και -5,7 V) στην ευθεία φορτίου, ορίζουμε τα σημεία A και B αντίστοιχα. Η προβολή των σημείων αυτών στον άξονα του ρεύματος i_C ορίζει τις αντίστοιχες τιμές του ρεύματος που είναι -5,9 και -2,1 mA. Παρατηρούμε εδώ ότι υπάρχει μια διαφορά φάσης 180^0 ανάμεσα στο ρεύμα και στην τάση του συλλέκτη.

Τέλος σημειώνουμε ότι το σημείο A ευρίσκεται πάνω στην καμπύλη με παράμετρο τα -100 μA ρεύμα βάσης, κάτι που δεν συμβαίνει με το σημείο B. Το B είναι πάνω σε μια καμπύλη που δεν δίδεται στο διάγραμμα, αλλά τη χαράζουμε εμείς και βρίσκουμε -με γραμμική παρεμβολή- ότι της ανήκει η παράμετρος -32 μA.

Έχοντας προσδιορίσει τις διακυμάνσεις του σήματος στην έξοδο, αναζητούμε το σήμα ρεύματος της εισόδου που θα τις προκαλέσει. Προβάλλουμε λοιπόν τα A και B στην καμπύλη μεταφοράς, ορίζοντας τα A′′ και B′′, και στη συνέχεια τα σημεία αυτά τα προβάλλουμε στην καμπύλη $i_B = \varphi(u_{BE})$ ορίζοντας τα A′ και B′. Σχεδιάζοντας την ημιτονοειδή μορφή του ρεύματος εισόδου, όπως αυτή ορίζεται από τα A′, Q′ και B′, βλέπουμε ότι πρέπει το σήμα ρεύματος βάσης να είναι ασύμμετρο για να έχουμε συμμετρικό σήμα εξόδου. Η πηγή τάσης του σήματος e_s είναι όμως όπως υποθέσαμε εξ' αρχής ημιτονοειδής συμμετρική και με πολύ μικρή εσωτερική αντίσταση.

Από τα παραπάνω προκύπτει ότι η μη γραμμικότητα της χαρακτηριστικής καμπύλης της εισόδου προκαλεί παραμόρφωση στο σήμα της εξόδου του ενισχυτή. Αυτό φαίνεται άλλωστε και από το γεγονός ότι τα σημεία A′, Q′ και B′ δεν βρίσκονται σε ευθεία.

γ) Η μεταφορά από την τάση σήματος στο ρεύμα και την τάση του συλλέκτη γίνεται μέσω της καμπύλης βάσης εκπομπού από τη μια και της καμπύλης μεταφοράς από την άλλη, έτσι ώστε η μη γραμμικότητά τους να αλληλοαναιρείται. Αυτή η αλληλοαναίρεση ελέγχεται με την αντίσταση σειράς R_S.

Είναι γνωστό άλλωστε, από την πειραματική χαρακτηριστική καμπύλη μιας κρυσταλλοδιόδου, ότι αν στην πειραματική διάταξη προσθέσουμε μια αντίσταση σε σειρά με τη δίοδο και επαναλάβουμε τις ίδιες ακριβώς μετρήσεις, η γραμμική περιοχή της χαρακτηριστικής καμπύλης αυξάνεται, ενώ ταυτόχρονα αλλάζει και η κλίση της γραμμικής της περιοχής.

Αν υποθέσουμε ότι η R_S είναι γνωστή, τότε στον κόμβο K του κυκλώματος θα πρέπει να προστεθεί εκτός από τα -0,18 V και η πτώση τάσης στην αντίσταση R_S. Αυτή η πτώση τάσης είναι όμως ίση με το γινόμενο του ρεύματος ηρεμίας της βάσης επί την R_S, και παριστάνεται για το σημείο ηρεμίας από την ευθεία Q′Q′′′ που έχει κλίση την τιμή της αντίστασης R_S.

Το άθροισμα αυτό μπορεί να υπολογισθεί γραφικά αν φέρουμε από το Q′ μια ευθεία με κλίση ίση με την τιμή της R_S σε (Ω). Αυτό δίνει το σημείο Q′′′ πάνω στον άξονα της u_{BE}.

Στη συνέχεια φέρνουμε δυο παράλληλες της Q′Q′′′ που να περνούν από τα B′ και A′, και παίρνουμε πάνω στον άξονα των τάσεων το ελάχιστο και το μέγιστο της τάσης στον κόμβο K.

Υποθέσαμε παραπάνω ότι το σήμα τάσης e_S είναι συμμετρικό που σημαίνει ότι οι δύο παράλληλες από τα A′ και B′ πρέπει να απέχουν το ίδιο από την Q′Q′′′. Αυτό είναι ένα δεδομένο με το οποίο μπορούμε να βρούμε γεωμετρικά την κλίση Q′Q′′′ που αρχικά υποθέσαμε γνωστή αλλά δεν την ξέρουμε.

Το γεωμετρικό πρόβλημα είναι τώρα ότι δίνονται τρία σημεία B′, Q′ και A′ και ζητείται να περάσουν απ' αυτά τρεις παράλληλες ευθείες έτσι ώστε να ισαπέχουν μεταξύ τους. Για να γίνει αυτό φέρνουμε την ευθεία B′Q′, την προεκτείνουμε πέρα από το Q′ και παίρνουμε πάνω στην προέκταση ένα σημείο A′′′ τέτοιο ώστε να είναι Q′A′′′ = Q′B′. Ενώνουμε το A′ με το A′′′ και το προεκτείνουμε, οπότε έχουμε τη ζητούμενη κλίση. Η τιμή της R_S βρίσκεται εύκολα αν φέρουμε παράλληλη προς την A′A′′′ από το σημείο -100μA στον άξονα του ρεύματος βάσης (το μέγιστο ρεύμα που θα περάσει από την R_S). Αυτή η παράλληλη κόβει τον άξονα των τάσεων στο σημείο -0,12 V, οπότε η τιμή της R_S είναι

$$R_S = -0{,}12 / -100 \cdot 10^{-6} = 1{,}2\ K\Omega$$

Παρατηρούμε ότι η τιμή αυτή είναι πράγματι μικρότερη από την τιμή της R_B που βρέθηκε παραπάνω με αυτή την παραδοχή.

Η χωρητικότητα του πυκνωτή σειράς υπολογίζεται έτσι ώστε για τη μικρότερη συχνότητα που πρόκειται να ενισχυθεί να έχει ο πυκνωτής αυτός πολύ μικρότερη αντίσταση από την R_S, δηλαδή

$$1/ C\omega_{min} \ll R_S$$

δ) Για να υπολογισθεί και το τρίτο ζητούμενο δηλαδή το κέρδος τάσεων, υπολογίζουμε το λόγο της τάσης του σήματος εξόδου προς την τάση του σήματος εισόδου. Η τάση εξόδου είναι από το διάγραμμα

$$u_{CE} = V_{CEQ} + u_{ce} \qquad 6.63α$$

όπου

$$u_{ce} = u_{cem}ημ(ωt+π) \qquad 6.63β$$

Το κέρδος τάσεων είναι

$$A_U = \frac{u_{cepk\ to\ pk}}{e_{spk\ to\ pk}} = (5{,}7 - 2{,}3)/(0{,}31 - 0{,}19) = 3{,}4 / 0{,}12 = 28{,}3$$

Το κέρδος ρεύματος είναι

$$A_i = \frac{i_{epktopk}}{i_{bpktopk}} = (5{,}9 - 2{,}1)\cdot 1000 / (100 - 32) = 3{,}8\cdot 1000 / 68 = 55{,}9$$

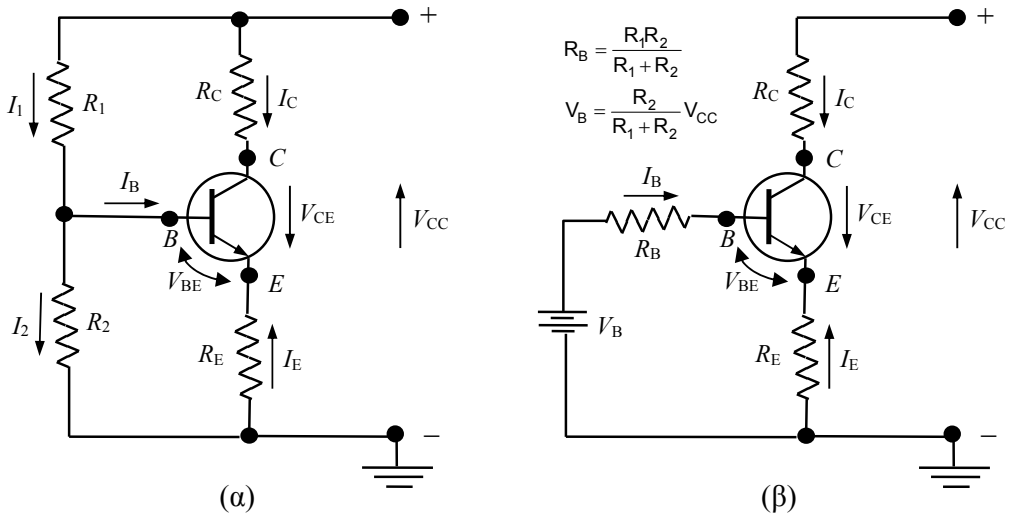
και το κέρδος ισχύος είναι

$$A_p = A_u \cdot A_i = 28{,}3 \cdot 55{,}9 = 1583.$$

6.4.2. Στατική και δυναμική ευθεία φορτίου

Όπως είδαμε παραπάνω, από τη στιγμή που θα επιτύχουμε συγκεκριμένο σημείο λειτουργίας Q, οι μεταβολές του σήματος εισόδου συναρτήσει του χρόνου (δηλ. το ρεύμα βάσης), θα προκαλέσουν πανομοιότυπο σήμα εξόδου (τάση ή ρεύμα συλλέκτη). Εάν το σήμα εξόδου δεν είναι πιστή αναπαραγωγή του σήματος εισόδου, π.χ. εάν είναι ψαλιδισμένο κατά τη μία πλευρά, τότε το σημείο λειτουργίας δεν είναι ικανοποιητικό και απαιτείται επανατοποθέτησή του στις χαρακτηριστικές του συλλέκτη. Επομένως, ο τρόπος επιλογής του σημείου λειτουργίας είναι ιδιαίτερα σημαντικός για τη λειτουργία του ενισχυτή.

Έστω ο ενισχυτής κοινού εκπομπού του Σχ. 6.19α. Με χρήση του θεωρήματος Thevenin, το κύκλωμα μετασχηματίζεται σε αυτό του Σχ. 6.19β.



Σχ. 6.19. α) Κύκλωμα ενισχυτή με αντίσταση εκπομπού. β) Ισοδύναμο κατά Thevenin, [16].

Υποθέτουμε ότι β>>1 και επομένως προσεγγιστικά ισχύει:

$$I_E = -(I_C+I_B) \approx -I_C \qquad 6.64$$

Από τον 2ο κανόνα του Kirchhoff στο βρόχο εξόδου έχουμε:

$$V_{CC} = I_{CQ}\left(R_C + R_E\right) + V_{CEQ} \qquad 6.65$$

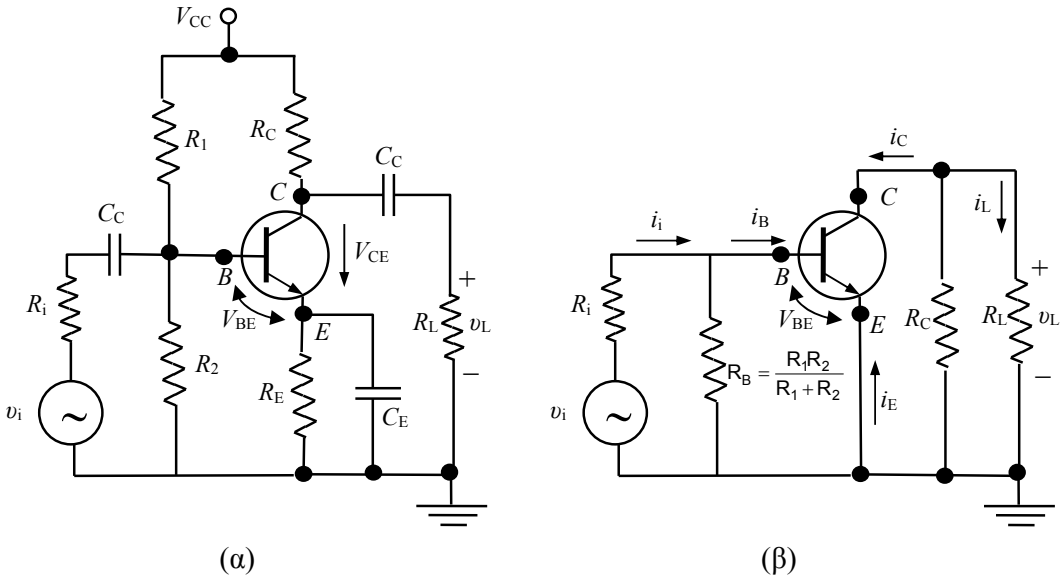
και

$$I_{CQ} = -\frac{1}{\left(R_C + R_E\right)} V_{CEQ} + \frac{V_{CC}}{\left(R_C + R_E\right)} \qquad 6.66$$

Εάν χαράξουμε στους ίδιους άξονες με τις χαρακτηριστικές εξόδου του τρανζίστορ, τη γραφική παράσταση της σχέσης που δίνει την εξάρτηση του I_C από την V_{CE}, προκύπτει μια ευθεία με κλίση $-1/\left(R_C + R_E\right)$ που αναφέρεται ως ευθεία φορτίου στο συνεχές (ή στατική ευθεία φορτίου ή dc ευθεία φορτίου) και καθορίζει την ευθεία στην οποία κινείται το Q για διάφορες τιμές του I_B, το οποίο καθορίζεται από την R_B (με δεδομένα V_{CC}, R_C, R_E). Τα σημεία τομής της dc ευθείας φορτίου με τους άξονες, δίνονται από τις σχέσεις (βλ. Σχ. 6.21):

$$I_C = 0 \Rightarrow V_{CE} = V_{CC}\ ,\ V_{CE} = 0 \Rightarrow I_C = \frac{V_{CC}}{R_C + R_E} \qquad 6.67$$

Ουσιαστικά δηλαδή, η dc ευθεία φορτίου είναι η γραφική παράσταση του 2ου κανόνα του Kirchhoff στο βρόχο εξόδου του κυκλώματος στο συνεχές.



Σχ. 6.20. α) Κύκλωμα ενισχυτή κοινού εκπομπού. β) AC ισοδύναμο του ενισχυτή, [16].

Το πλήρες κύκλωμα ενός ενισχυτή κοινού εκπομπού φαίνεται στο Σχ. 6.20α. Περιλαμβάνει τους πυκνωτές σύζευξης C_C οι οποίοι περιορίζουν τις dc συνιστώσες μόνο στο τρανζίστορ και το κύκλωμα πόλωσής του, έτσι ώστε οι συνιστώσες αυτές να αποκόπτονται και να μην επηρεάζουν την πηγή του σήματος εισόδου u_i και την τυχόν επόμενη βαθμίδα στην έξοδο ή την αντίσταση φορτίου R_L. Επίσης, περιλαμβάνει τον πυκνωτή παρακάμψεως C_E στον εκπομπό, ώστε να μην καταναλώνεται ac ισχύς στην αντίσταση εκπομπού R_E και να μεγιστοποιείται το κέρδος στην έξοδο.

Οι πυκνωτές σύζευξης και παρακάμψεως επιλέγονται συνήθως αρκετά μεγάλοι ώστε οι εμπεδήσεις τους, ακόμα και για τη μικρότερη συχνότητα διεγέρσεως (σήματος) να είναι αρκετά μικρές, ώστε να μπορούν να θεωρηθούν ως βραχυκυκλώματα. Οι πυκνωτές αυτοί, απαγορεύουν τη διέλευση ρεύματος dc, ενώ επιτρέπουν την ελεύθερη διέλευση ρεύματος σήματος. Στο Σχ. 6.20β φαίνεται το ac ισοδύναμο κύκλωμα του ενισχυτή. Η ευθεία φορτίου στο εναλλασσόμενο (ac) προκύπτει με όμοιο τρόπο όπως η ευθεία φορτίου στο συνεχές (dc), από τον βρόχο εξόδου του ac ισοδύναμου κυκλώματος. Στο Σχ. 6.19β, η αντίσταση του κυκλώματος συλλέκτη (εξόδου) που βλέπει το dc ρεύμα πόλωσης I_{CQ} είναι $R_{dc}=R_C+R_E$. Όμως, από το Σχ. 6.20β, είναι φανερό ότι το ρεύμα σήματος συλλέκτη i_c βλέπει μια αντίσταση

συλλέκτη διαφορετική, την $R_{ac}=R_C R_L/(R_C+R_L)$. Αφού $R_{ac}\neq R_{dc}$, η προηγούμενη ανάλυση για την dc ευθεία φορτίου πρέπει να τροποποιηθεί και να οριστεί η έννοια της ac ευθείας φορτίου.

Από τον 2ο κανόνα του Kirchhoff στο βρόχο εξόδου έχουμε:

$$\upsilon_{ce} = -i_C R_{ac} \qquad 6.68$$

Εφόσον, $i_c = i_C - I_{CQ}$ και $\upsilon_{ce} = \upsilon_{CE} - V_{CEQ}$, η παραπάνω εξίσωση γράφεται:

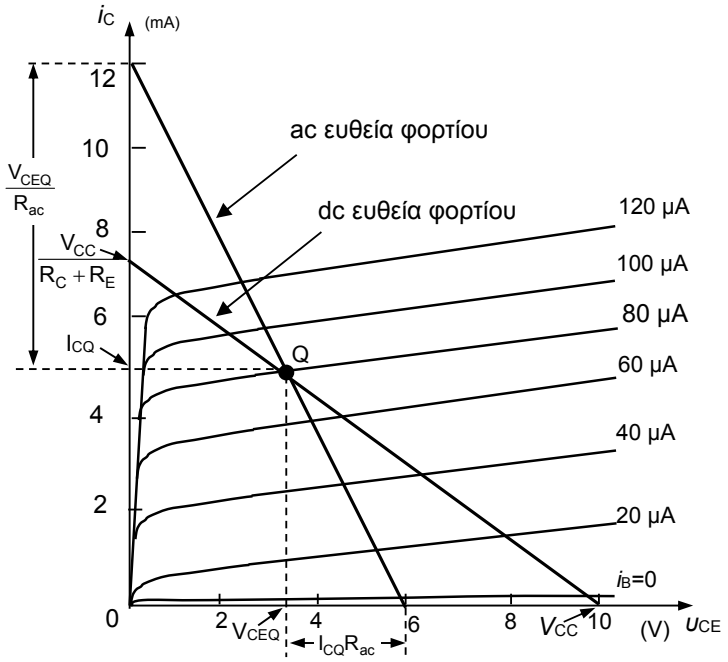
$$i_C = -\frac{\upsilon_{CE}}{R_{ac}} + \frac{V_{CEQ}}{R_{ac}} + I_{CQ} \qquad 6.69$$

Τα σημεία τομής της ac ευθείας φορτίου με τους άξονες, δίνονται από τις σχέσεις:

$$i_C = 0 \Rightarrow \upsilon_{CE} = V_{CEQ} + I_{CQ} R_{ac}\ ,\ \upsilon_{CE} = 0 \Rightarrow i_C = I_{CQ} + \frac{V_{CEQ}}{R_{ac}} \qquad 6.70$$

Στο σχ. 6.21 δείχνουμε την dc και ac ευθεία φορτίου για τον ενισχυτή του Σχ. 6.20α και τυπικές τιμές παραμέτρων: V_{CC}=10 V, R_C=1 kΩ, R_E=0,5 kΩ, R_L=1 kΩ, R_1=R_2=1 kΩ.

Εάν αντικαταστήσουμε την τιμή $i_C=I_{CQ}$ στην εξ. 6.69, βρίσκουμε ότι $\upsilon_{CE}=V_{CEQ}$. Δηλαδή, η ac ευθεία φορτίου τέμνεται με την dc ευθεία φορτίου στο σημείο Q, κάτι που παρατηρούμε και στο Σχ. 6.21.



Σχ. 6.21. DC και AC ευθεία φορτίου ενισχυτή κοινού εκπομπού.

6.4.3. Επίδραση θερμοκρασίας

Τα τρανζίστορ έχουν πολλά πλεονεκτήματα ως προς τις λυχνίες, έχουν όμως και ένα σημαντικό μειονέκτημα, είναι πολύ ευαίσθητα στις μεταβολές της θερμοκρασίας περιβάλλοντος.

Στις λυχνίες οι φορείς του κυκλώματος ανόδου προέρχονται από την κάθοδο που θερμαίνεται στην περιοχή των 1000ο C, οπότε μια μεταβολή της θερμοκρασίας του περιβάλλοντος κατά μερικές δεκάδες βαθμών είναι τελείως αμελητέα.

Στο τρανζίστορ όμως η θερμοκρασία των ενώσεων δεν επιτρέπεται να υπερβεί τους 100ο C για το γερμάνιο και τους 200ο C για το πυρίτιο, η δε θερμοκρασία περιβάλλοντος τους 60ο C και 80ο C αντίστοιχα. Αυτό σημαίνει ότι μια μεταβολή της θερμοκρασίας περιβάλλοντος κατά μερικές δεκάδες βαθμούς αλλάζει σημαντικά τις συνθήκες λειτουργίας των ενώσεων αυτών και μετατοπίζει το σημείο λειτουργίας από την αρχικά υπολογισμένη θέση του. Μια τέτοια μετατόπιση του σημείου λειτουργίας, μπορεί να οδηγήσει το τρανζίστορ στον κόρο ή στην αποκοπή και επομένως να έχουμε παραμόρφωση του σήματος εξόδου.

Αυτό μπορεί να γίνει αντιληπτό από τις σχέσεις που δίνουν το ρεύμα συλλέκτη για τις δύο συνδεσμολογίες του τρανζίστορ.

$$I_C = \alpha I_E + I_{CO} \qquad 6.71$$

$$I_C = \beta I_B + I_{CO}(\beta + 1) \qquad 6.72$$

Όπως είναι γνωστό το I_{CO} είναι το ρεύμα ανάστροφης πόλωσης, ή ρεύμα κόρου, της ένωσης συλλέκτη – βάσης και έχει μικρή τιμή. Αν λάβουμε υπόψη μας ότι συνήθως είναι από τη σχέση 3.55 $n_p << p_n$ το ρεύμα αυτό θα ισούται με

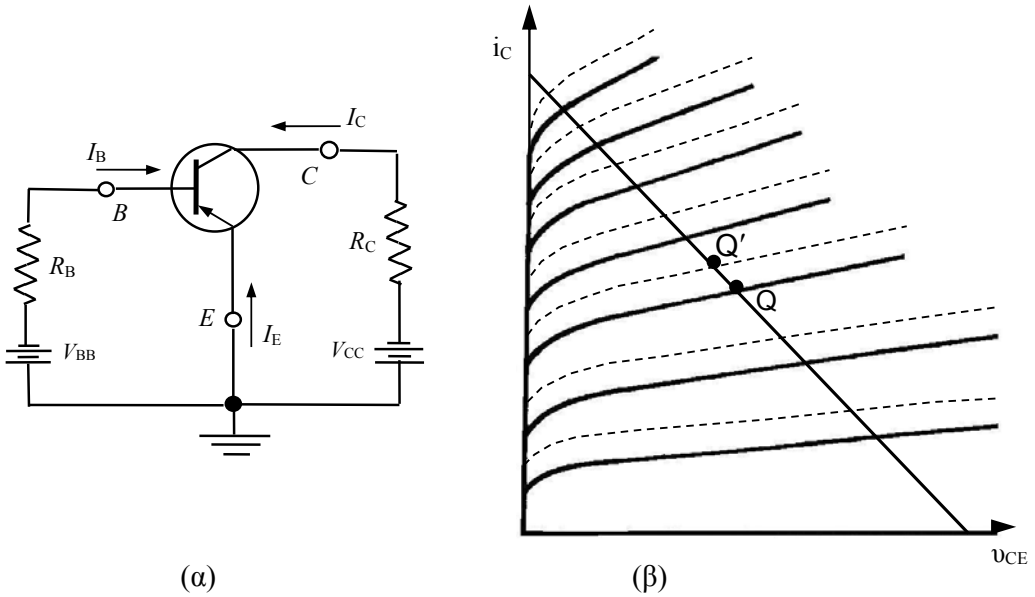
$$I_{CO} \cong Q_e \frac{D_p}{L_p} p_n \qquad 6.73$$

Η πυκνότητα των φορέων μειονότητας p_n είναι σύμφωνα με τις σχέσεις 1.22, 3.15 και 3.34

$$p_n = K_1 T^{3/2} \exp \frac{E_\sigma - E_{Fn}}{kT} \qquad 6.74$$

Αυτή είναι αύξουσα συνάρτηση της θερμοκρασίας, έχει δε βρεθεί ότι το ρεύμα κόρου διπλασιάζεται στο γερμάνιο για αύξηση θερμοκρασίας κατά 10° C και στο πυρίτιο για αύξηση κατά 6° C.

Στη συνδεσμολογία λοιπόν κοινού εκπομπού, το ρεύμα συλλέκτη i_C ισούται, για ρεύμα βάσης i_B = 0, από την 6.72 με $I_{CO}(\beta + 1)$. Συνεπώς για το τρανζίστορ γερμανίου π.χ. με αύξηση θερμοκρασίας 10° C αυτό το ρεύμα θα διπλασιαστεί. Αυτό σημαίνει ότι η πρώτη χαρακτηριστική καμπύλη για i_B = 0 του Σχ. 6.16 μετατοπίζεται για μεταβολή θερμοκρασίας 10° C προς τα πάνω διπλασιάζοντας την απόστασή της από τον άξονα των τάσεων. Παράλληλα, με την καμπύλη αυτή μετατοπίζονται προς τα πάνω όλες οι υπόλοιπες χαρακτηριστικές κατά την ίδια απόσταση όπως προκύπτει από τη σχέση 6.72 και φαίνεται στο Σχ. 6.22β.



Σχ. 6.22. (α) Κύκλωμα ενισχυτή κοινού εκπομπού, (β) μετατόπιση σημείου λειτουργίας λόγω μετατόπισης χαρακτηριστικών εξαιτίας της αύξησης θερμοκρασίας, [16].

Στο σχήμα αυτό οι διακεκομμένες καμπύλες είναι εκείνες που έχουν μετατοπιστεί από την αύξηση της θερμοκρασίας, σ' αυτές φαίνεται και η αντίστοιχη μετατόπιση του σημείου ηρεμίας από το Q στο Q'.

Αυτό σημαίνει ότι ένα κύκλωμα τρανζίστορ και ιδίως σε συνδεσμολογία κοινού εκπομπού όπου το ρεύμα κόρου πολλαπλασιάζεται επί (1+β) χρειάζεται ιδιαίτερη φροντίδα για την αντιστάθμιση της μεταβολής των χαρακτηριστικών από θερμοκρασιακές μεταβολές του περιβάλλοντος. Αλλιώς, κινδυνεύει πολλές φορές να καταστραφεί το τρανζίστορ τελείως από τη συνεχή αύξηση της θερμοκρασίας και του ρεύματος συλλέκτη, μια και το ένα εξαρτάται από το άλλο. Αυτό λέγεται φαινόμενο *θερμικής φυγής*.

Συντελεστής σταθερότητας

Η σταθερότητα του σημείου λειτουργίας ενός τρανζίστορ εξαρτάται από τη σταθερότητα του ρεύματος ηρεμίας I_{CQ} του συλλέκτη. Από το κύκλωμα του Σχ. 6.22α φαίνεται ότι:

$$I_B = \frac{V_{BB} - V_{BE}}{R_B} \qquad 6.75$$

Από την 6.72 έχουμε:

$$I_C = \beta \frac{V_{BB} - V_{BE}}{R_B} + (\beta + 1) I_{CO} \qquad 6.76$$

Από την παραπάνω σχέση είναι φανερό ότι το ρεύμα ηρεμίας του συλλέκτη είναι συνάρτηση της μορφής:

$$I_C = I_C(\beta, V_{BE}, I_{CO}, V_{BB}, R_B) \qquad 6.77$$

Αν δεχθούμε ότι τα R_B και V_{BB} είναι σταθερά τότε οι μεταβολές του I_C θα οφείλονται στις μεταβολές των β, V_{BE}, και I_{CO}. Και τα τρία αυτά χαρακτηριστικά εξαρτώνται από τον τύπο του τρανζίστορ. Το β διαφέρει πολύ από τρανζίστορ σε τρανζίστορ ακόμα και του ιδίου τύπου (μεγάλη διασπορά μέχρι 5:1) και η τιμή του μεταβάλλεται σημαντικά με τη θερμοκρασία (π.χ. για ένα τρανζίστορ στους +25°C β=55 και στους +75°C β=90). Το I_{CO} μεταβάλλεται με τη θερμοκρασία (διπλασιάζεται κάθε 10°C) και το V_{BE} ελαττώνεται κατά 2,5 mV/°C.

Παίρνοντας το ανάπτυγμα κατά Taylor της 6.77 και αγνοώντας τους όρους δεύτερης τάξης, έχουμε:

$$dI_C = \frac{\partial I_C}{\partial \beta} d\beta + \frac{\partial I_C}{\partial I_{CO}} dI_{CO} + \frac{\partial I_C}{\partial V_{BE}} dV_{BE} \qquad 6.78α$$

ή

$$dI_C = S_\beta d\beta + S_I dI_{CO} + S_V dV_{BE} \qquad 6.78β$$

όπου:

$$S_\beta = \left.\frac{\partial I_C}{\partial \beta}\right|_Q \quad \text{συντελεστής σταθερότητας ως προς } \beta \qquad 6.79$$

$$S_I = \left.\frac{\partial I_C}{\partial I_{CO}}\right|_Q \quad \text{συντελεστής σταθερότητας ως προς } I_{CO} \qquad 6.80$$

$$S_V = \left.\frac{\partial I_C}{\partial V_{BE}}\right|_Q \quad \text{συντελεστής σταθερότητας ως προς } V_{BE} \qquad 6.81$$

<u>Υπολογισμός του συντελεστή σταθερότητας</u> S_β

Για να υπολογίσουμε τον συντελεστή σταθερότητας S_β για το κύκλωμα του Σχ. 6.22α, θα θεωρήσουμε τις άλλες παραμέτρους (I_{CO} και V_{BE}) σταθερές με τη θερμοκρασία.

Παραγωγίζοντας την εξ. 6.76 έχουμε:

$$S_\beta = \left.\frac{\partial I_C}{\partial \beta}\right|_Q = \frac{V_{BB} - V_{BE}}{R_B} + I_{CO} = I_B + I_{CO} \qquad 6.82$$

Επειδή στην πράξη ισχύει ότι $\frac{V_{BB} - V_{BE}}{R_B} >> I_{CO}$, καταλήγουμε στην:

$$S_\beta \approx I_B \qquad 6.83$$

Δηλ. ο S_β ισούται αριθμητικά με το ρεύμα βάσης του τρανζίστορ.

Ένας άλλος τρόπος να καταλήξουμε στο ίδιο συμπέρασμα προκύπτει ως εξής:

Έστω ότι αλλάζουμε το τρανζίστορ του κυκλώματος του Σχ. 6.22α με ένα άλλο με διαφορετικό β αλλά με τα ίδια V_{BE} και I_{CO}, και έστω β_1 και β_2 οι αντίστοιχες τιμές του β για το πρώτο και δεύτερο τρανζίστορ και I_{C1}, I_{C2} οι αντίστοιχες τιμές του I_C. Έχουμε λοιπόν για κάθε περίπτωση:

$$I_{C1} = \beta_1 \frac{V_{BB} - V_{BE}}{R_B} + (\beta_1 + 1) I_{CO}$$

$$I_{C2} = \beta_2 \frac{V_{BB} - V_{BE}}{R_B} + (\beta_2 + 1) I_{CO}$$

Οπότε το ποσοστό μεταβολής του I_C θα είναι:

$$\frac{I_{C2} - I_{C1}}{I_{C1}} = \frac{(\beta_2 - \beta_1) \cdot \frac{V_{BB} - V_{BE}}{R_B} + (\beta_2 - \beta_1) I_{CO}}{\beta_1 \cdot \frac{V_{BB} - V_{BE}}{R_B} + (\beta_1 + 1) I_{CO}}$$

Θέτοντας $I_{C2} - I_{C1} = \Delta I_C$ και $\beta_2 - \beta_1 = \Delta\beta$ και επειδή στην πράξη ισχύει για τα τρανζίστορ πυριτίου ότι: $\frac{V_{BB} - V_{BE}}{R_B} >> I_{CO}$, έχουμε: $\frac{\Delta I_C}{I_{C1}} \approx \frac{\Delta\beta}{\beta_1}$,

και επειδή $S_\beta = \frac{\partial I_C}{\partial \beta} \approx \frac{\Delta I_C}{\Delta \beta}$ έχουμε:

$$S_\beta \approx \frac{I_{C1}}{\beta_1}$$

Δηλαδή ο S_β ισούται αριθμητικά με το ρεύμα βάσης του πρώτου τρανζίστορ.

<u>Υπολογισμός του συντελεστή σταθερότητας</u> S_V

Για να υπολογίσουμε τον συντελεστή σταθερότητας S_V για το κύκλωμα του Σχ. 6.22α, θα θεωρήσουμε τις άλλες παραμέτρους (β και I_{CO}) σταθερές με τη θερμοκρασία. Παραγωγίζοντας την εξ. 6.76 έχουμε:

$$S_V = \left.\frac{\partial I_C}{\partial V_{BE}}\right|_Q = -\frac{\beta}{R_B} \qquad 6.84$$

Σε περίπτωση που η R_B είναι μεγάλη (της τάξης του MΩ) ο συντελεστής S_V γίνεται πολύ μικρός. Επίσης, αν $V_{BB} >> V_{BE}$ βλέπουμε από τη σχέση 6.76 ότι ο ρόλος της μεταβολής της V_{BE} στη μεταβολή του I_C είναι μικρός. Στην πράξη, το V_{BE} ελαττώνεται κατά 2,5 mV/°C, δηλ. $\Delta V_{BE} = -2{,}5 \cdot 10^{-3} \cdot \Delta T$, όπου ΔΤ η διαφορά θερμοκρασίας σε βαθμούς °C.

<u>Υπολογισμός του συντελεστή σταθερότητας</u> S_I

Για να υπολογίσουμε τον συντελεστή σταθερότητας S_I για το κύκλωμα του Σχ. 6.22α, θα θεωρήσουμε τις άλλες παραμέτρους (β και V_{BE}) σταθερές με τη θερμοκρασία. Παραγωγίζοντας την εξ. 6.76 έχουμε:

$$S_I = \left.\frac{\partial I_C}{\partial I_{CO}}\right|_Q = (\beta + 1) \qquad 6.85$$

Όπως αναφέρθηκε παραπάνω, $I_{CO2} = I_{CO1} \cdot 2^{\frac{T_2 - T_1}{10}}$ δηλ. το I_{CO} διπλασιάζεται κάθε 10°C.

Έτσι, έχουμε τελικά:

$$dI_C = I_B d\beta - \frac{\beta}{R_B} dV_{BE} + (\beta + 1) dI_{CO} \qquad 6.86$$

Για τους σκοπούς του παρόντος συγγράμματος, θα θεωρούμε ως σημαντικότερο παράγοντα για τη μεταβολή του I_C, την μεταβολή του I_{CO} με τη θερμοκρασία και θα επικεντρωθούμε στη μελέτη της εξάρτησης από αυτήν μόνο την παράμετρο.

6.4.4. Κυκλώματα πόλωσης και αντιστάθμισης

Έχουν εφαρμοστεί πολλά κυκλώματα για την αντιστάθμιση του παραπάνω φαινομένου της θερμικής αστάθειας (φυγής). Το κριτήριο της αποτελεσματικότητας των κυκλωμάτων αυτών είναι ο συντελεστής σταθερότητας S_I (stability factor) που υπολογίσαμε παραπάνω, ο οποίος ισούται με το λόγο της μεταβολής του ρεύματος συλλέκτη i_C προς την αντίστοιχη μεταβολή του ρεύματος κόρου I_{CO} οι οποίες προκύπτουν από την ίδια μεταβολή θερμοκρασίας.

Με τη σύνδεση κυκλωμάτων αντιστάθμισης επιδιώκεται η μείωση του συντελεστή αυτού όσο το δυνατόν περισσότερο. Με τα κυκλώματα αυτά δημιουργείται μια εξάρτηση του ρεύματος πόλωσης βάσης I_B από το ρεύμα του συλλέκτη I_C και έτσι μια μεταβολή του τελευταίου λόγω θερμοκρασίας αντισταθμίζεται από αντίθετη μεταβολή του πρώτου.

Ο συντελεστής S_I εκφράζεται για το λόγο αυτό συναρτήσει της παραγώγου dI_B/dI_C με τη βοήθεια της 6.72 ως εξής:

$$I_C = \beta I_B + I_{CO}(\beta + 1) \qquad 6.87$$

$$S_I = \frac{dI_C}{dI_{CO}} = \beta \frac{dI_B}{dI_{CO}} + (1+\beta) \qquad 6.88$$

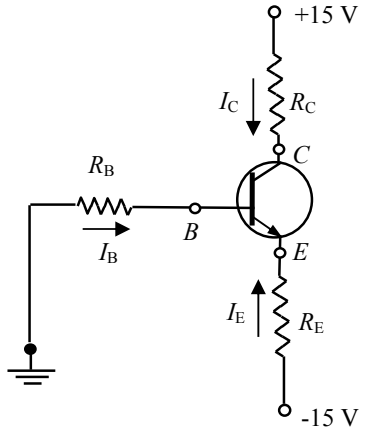
και αν αντικαταστήσουμε το $dI_{CO}=dI_C/S_I$, η 6.88 γίνεται

$$\boxed{S_I = \frac{1+\beta}{1-\beta\left(\frac{dI_B}{dI_C}\right)}} \qquad 6.89$$

Από τη σχέση αυτή μπορούμε να υπολογίσουμε το S_I για οποιοδήποτε κύκλωμα, αρκεί να γνωρίζουμε γι' αυτό τη συνάρτηση $I_B = f(I_C)$.

<u>Κύκλωμα πόλωσης κοινού εκπομπού</u>

Να σχεδιαστεί το παρακάτω κύκλωμα έτσι ώστε στον εκπομπό να έχουμε ρεύμα 1 mA και στο συλλέκτη τάση +5 V. Το τρανζίστορ έχει τιμή β = 100. Ωστόσο, η τιμή του β μπορεί να κυμαίνεται μεταξύ 50 και 150. Η σχεδίασή μας πρέπει να εξασφαλίζει ότι η ζητούμενη τιμή του ρεύματος εκπομπού θα λαμβάνεται για β = 100, αλλά για τις ακραίες τιμές του β δεν θα μεταβάλλεται περισσότερο από 10%. Βρείτε τις τιμές των R_B, R_E και R_C. Ποια είναι η αναμενόμενη περιοχή διακύμανσης του ρεύματος και της τάσης συλλέκτη που αντιστοιχούν στην πλήρη κλίμακα τιμών του β;



Σχ. 6.23. Κύκλωμα πόλωσης σε συνδεσμολογία κοινού εκπομπού.

Γνωρίζουμε ότι β=100, I_E = -1 mA και V_C = 5V. Άρα έχουμε:

$$\alpha = \frac{\beta}{\beta+1} = \frac{100}{101} = 0.99 \qquad 6.90$$

$$I_C = -\alpha I_E = 0.99\text{mA} = \beta I_B \qquad 6.91$$

$$R_C = \frac{15 - V_C}{I_C} = \frac{15-5}{0.99} = 10.1\text{k}\Omega \cong 10\text{k}\Omega \qquad 6.92$$

$$I_E = \frac{0.7-15}{R_E + \frac{R_B}{\beta+1}} \Rightarrow R_E + \frac{R_B}{\beta+1} = 14.3\,\text{k}\Omega \qquad 6.93$$

Καθώς το β μεταβάλλεται από 50 έως 150, θέλουμε το I_E να μεταβάλλεται ±10% γύρω από το 1 mA. Η μεγαλύτερη μεταβολή στο I_E συμβαίνει όταν β=50 και όχι όταν β=150, γιατί στη μεταβολή του β από 100 σε 50 το I_B διπλασιάζεται ενώ στη μεταβολή του β από 100 σε 150 το I_B μειώνεται και έχει τα 2/3 της τιμής που έχει για β=100.
Έτσι, το όριο ±10% τίθεται για β=50:

$$-0.9 = \frac{-14.3}{R_E + \frac{R_B}{51}} \Rightarrow R_E + \frac{R_B}{51} = 15.89\,\text{k}\Omega \qquad 6.94$$

Να σημειωθεί ότι το I_E μεταβάλλεται κατά -10% και γίνεται 0.9 mA γιατί η ποσότητα $R_E+[(R_B/(\beta+1)]$ αυξάνεται όταν μειώνεται το β, οπότε επειδή αυτή η ποσότητα βρίσκεται στον παρονομαστή στη σχέση 6.94, η τιμή του κλάσματος άρα και του I_E μειώνεται. Από τις σχέσεις 6.93 και 6.94 έχουμε:

$$(6.94)-(6.93) \Rightarrow R_B\left(\frac{1}{51} - \frac{1}{101}\right) = 1.59\,\text{k}\Omega \Rightarrow R_B = 163.8\text{k}\Omega \cong 165\text{k}\Omega$$

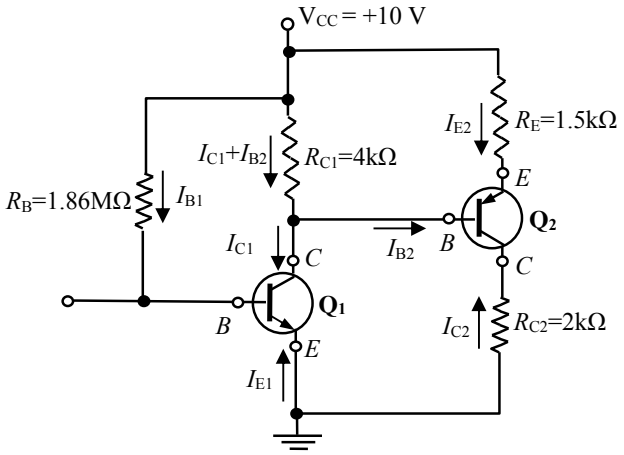
Αντικαθιστώντας την τιμή αυτή στην 6.93 έχουμε R_E = 12.7 kΩ ≈ 13 kΩ. Οι ακραίες τιμές των I_C και V_C προκύπτουν από τις σχέσεις 6.90, 6.91 και 6.92 και είναι:

Για β=50: α=50/51=0.98, $I_C=-\alpha\cdot I_E=(-0.98)\cdot(-0.9)$ mA=0.88 mA,
V_C=15V – 10kΩ·0.88mA=6.176V.

Για β=150: α=150/151=0.993, $I_C=-\alpha\cdot I_E=(-0.993)\cdot(-1.1)$ mA=1.092 mA,
V_C=15V – 10kΩ·1.092mA=4.077V.

<u>Πόλωση ενισχυτή δύο βαθμίδων</u>

Για τον ενισχυτή του σχήματος να προσδιορισθεί το σημείο λειτουργίας, εάν β = 200 και $|V_{BE}|$ =0.7 V. Θεωρήστε ότι β>>1 όπου χρειαστεί.



Σχ. 6.24. Κύκλωμα πόλωσης ενισχυτή δύο βαθμίδων.

Ισχύουν οι εξής εξισώσεις:

$$V_{CC} = I_{B1}R_B + V_{BE1} \Rightarrow I_{B1} = \frac{V_{CC} - V_{BE1}}{R_B} = \frac{10V - 0.7V}{1.86\,M\Omega} = 5\mu A$$

$$I_{C1} = \beta \times I_{B1} \Rightarrow I_{C1} = 200 \times 5\mu A = 1mA$$

$$V_{CC} = (I_{C1} + I_{B2})R_{C1} + V_{CE1} \cong I_{C1}R_{C1} + V_{CE1} \Rightarrow V_{CE1} = V_{CC} - I_{C1}R_{C1} = 10 - 1 \times 4 = 6V$$

$$\beta \gg 1 \Rightarrow \alpha = \frac{\beta}{\beta + 1} \cong 1$$

$$V_{CC} \cong -I_{C2}R_E + V_{EB2} + V_{CE1} \Rightarrow I_{C2} = -\frac{V_{CC} - V_{EB2} - V_{CE1}}{R_E} = -\frac{10 - 0.7 - 6}{1.5} = -2.2mA$$

$$V_{CC} \cong -I_{C2}(R_{C2} + R_E) - V_{CE2} \Rightarrow V_{CE2} = -V_{CC} - I_{C2}(R_{C2} + R_E) = -10 - (-2.2)(2 + 1.5) = -2.3V$$

Αντιστάθμιση με αντίσταση βάσης - συλλέκτη

Στο Σχ. 6.25 φαίνεται ο απλούστερος τρόπος πόλωσης και αντιστάθμισης με μια αντίσταση βάσης R_B, που συνδέεται από το συλλέκτη στη βάση και όχι από την πηγή τάσης του συλλέκτη, όπως στην πόλωση χωρίς αντιστάθμιση του Σχ. 6.18. Μια αύξηση του ρεύματος συλλέκτη I_C που θα προκληθεί από αύξηση της θερμοκρασίας, θα προκαλέσει μείωση της τάσης του συλλέκτη V_{CE} και συνεπώς μείωση του ρεύματος πόλωσης I_B, δηλαδή αντίδραση στην αρχική αύξηση του I_C.

Ο συντελεστής σταθερότητας της παραπάνω διάταξης υπολογίζεται από την 6.89 και από το κύκλωμα 6.25 με εφαρμογή του θεωρήματος Kirchhoff.

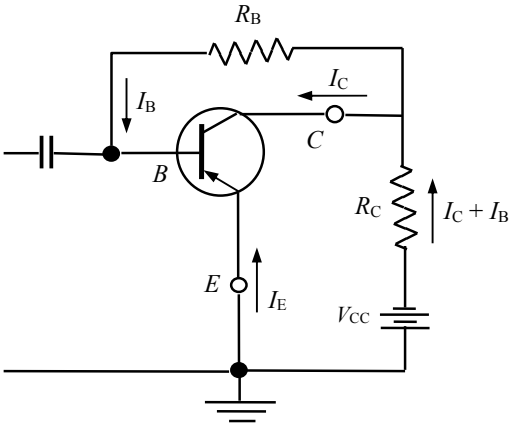
$$V_{CC} = R_C(I_C + I_B) + R_B I_B + V_{BE} \qquad 6.95$$

Επειδή το κύκλωμα βάσης είναι ορθά πολωμένο η V_{BE} είναι σχεδόν σταθερή οπότε λύνουμε ως προς I_B και παραγωγίζουμε

$$I_B = \frac{V_{CC} - I_C R_C - V_{BE}}{R_C + R_B} \qquad 6.96$$

και παραγωγίζοντας

$$\frac{dI_B}{dI_C} = -\frac{R_C}{R_C + R_B} \qquad 6.97$$



Σχ. 6.25. Κύκλωμα αντιστάθμισης με αντίσταση βάσης – συλλέκτη.

Αντικαθιστώντας στην 6.89 παίρνουμε

$$S_I = \frac{1 + \beta}{1 + \beta \dfrac{R_C}{R_C + R_B}} \qquad 6.98$$

Στο παραπάνω κύκλωμα η δυνατότητα μείωσης του S_I είναι περιορισμένη επειδή οι τιμές R_C και R_B καθορίζονται με άλλα κριτήρια, όπως η R_C σαν αντίσταση φορτίου και η R_B σαν αντίσταση πόλωσης.

Αντιστάθμιση και αυτοπόλωση με αντίσταση εκπομπού

Μια πιο αποτελεσματική μέθοδος για αντιστάθμιση και πόλωση συγχρόνως φαίνεται στο κύκλωμα του Σχ. 6.26 όπου έχει παρεμβληθεί στο κύκλωμα εκπομπού μια αντίσταση R_E και η βάση τροφοδοτείται με σταθερή τάση ΣΡ που προέρχεται από ένα διαιρέτη τάσης με τις αντιστάσεις R_1 και R_2 που συνδέονται στους πόλους της πηγής V_{CC}. Μια αύξηση του ρεύματος συλλέκτη I_C λόγω αύξησης του I_{CO}, που θα προκληθεί από αύξηση της θερμοκρασίας, θα προκαλέσει αύξηση της πτώσης τάσης επί της R_E και συνεπώς μείωση του ρεύματος πόλωσης I_B, δηλαδή αντίδραση στην αρχική αύξηση του I_C. Ο συντελεστής σταθερότητας υπολογίζεται στην περίπτωση αυτή ως εξής. Με τη βοήθεια του θεωρήματος του Thevenin μετασχηματίζεται το κύκλωμα του Σχ. 6.26α, αντικαθιστώντας το κύκλωμα αριστερά του σημείου Β, δηλαδή τις αντιστάσεις R_1 και R_2 και την πηγή V_{CC} με μια ισοδύναμη διπολική πηγή τάσης V_B και εσωτερικής αντίστασης R_B. Αυτό δίνει το κύκλωμα 6.26β. Η τάση της ισοδύναμης πηγής βρίσκεται κατά Thevenin αν αποσυνδεθεί το δεξιό μέρος του κυκλώματος στο σημείο Β και υπολογιστεί η τάση εν κενώ που είναι

$$V_B = V_{CC}\frac{R_2}{R_1 + R_2} \qquad 6.99$$

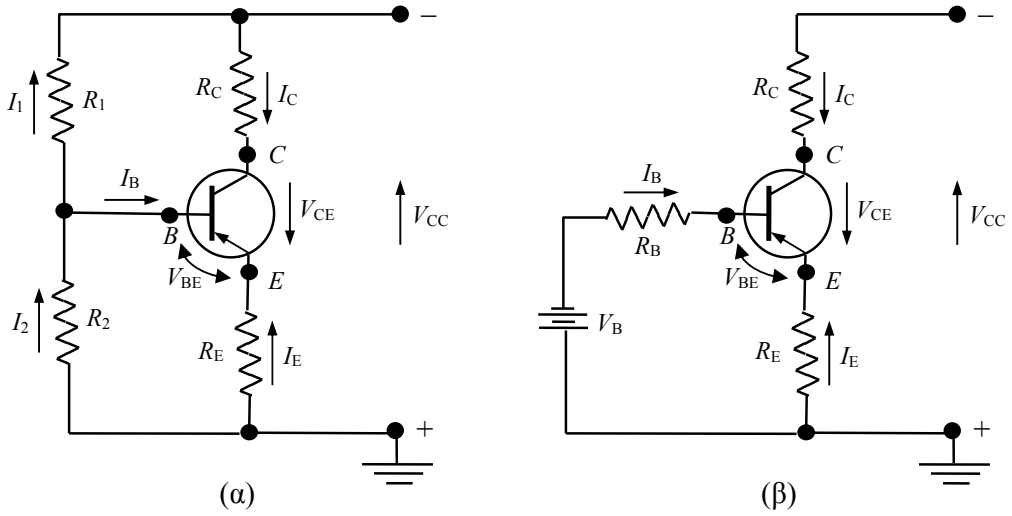
Η εσωτερική αντίσταση R_B βρίσκεται αν αποσυνδεθεί πάλι το δεξιό μέρος στο σημείο Β, βραχυκυκλωθεί η πηγή του αριστερού μέρους και υπολογιστεί η αντίσταση που προκύπτει ανάμεσα στο Β και τη γη που είναι

$$R_B = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \qquad 6.100$$

Από το απλό αυτό κύκλωμα υπολογίζεται η I_B κατά Kirchhoff:

$$V_B = I_B R_B + V_{BE} - I_E R_E \qquad 6.101$$

$$-I_E = I_C + I_B$$



Σχ. 6.26. α) Κύκλωμα αντιστάθμισης με αντίσταση εκπομπού. β) Ισοδύναμο κατά Thevenin.

$$I_B = \frac{V_B - V_{BE} - I_C R_E}{R_B + R_E} \qquad 6.102$$

$$\frac{dI_B}{dI_C} = -\frac{R_E}{R_B + R_E}$$

Και αντικαθιστώντας στην 6.89 παίρνουμε

$$S_I = \frac{1 + R_B / R_E}{1 + \frac{R_B / R_E}{1+\beta}} \qquad 6.103$$

Από την παραπάνω σχέση φαίνεται ότι είναι δυνατή οποιαδήποτε τιμή της S_I αρκεί να διαλέξουμε κατάλληλα την τιμή του λόγου R_B/R_E. Όσο μικρότερη είναι η τιμή της R_B δηλαδή των δύο αντιστάσεων R_1 και R_2 παράλληλα, τόσο η τιμή της S_I τείνει στη μονάδα και βελτιώνεται η σταθερότητα του κυκλώματος. Από την άλλη όμως μεριά η εκλογή πολύ μικρών τιμών για τις αντιστάσεις R_1 και R_2 σημαίνει μεγάλη κατανάλωση ρεύματος αφού αυτές συνδέονται κατευθείαν στην πηγή V_{CC}.

Η συνηθισμένη τιμή για το συντελεστή S_I στα κυκλώματα για συνηθισμένη χρήση είναι μεταξύ 5 και 10.

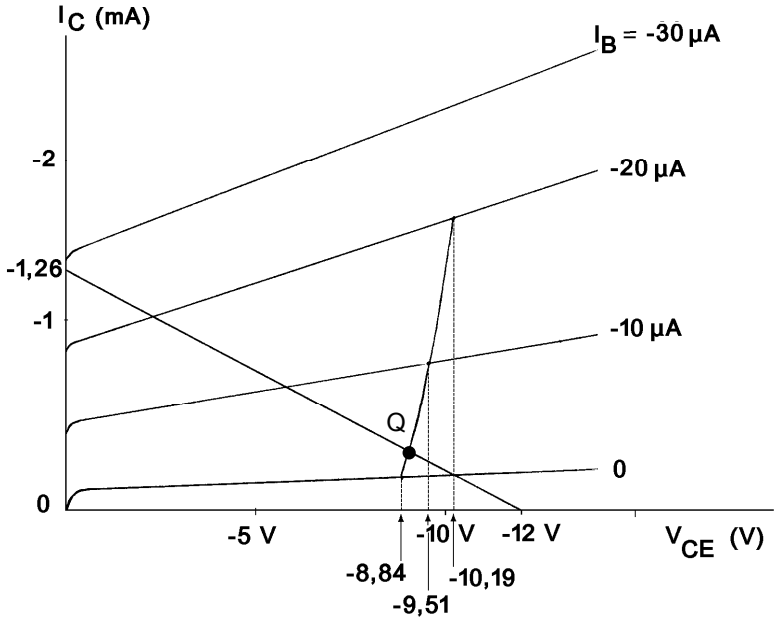
Στα κυκλώματα ενισχυτή με τρανζίστορ δεν επιθυμούμε συνήθως η R_E να παίρνει μέρος στη λειτουργία του κυκλώματος με την εναλλασσόμενη συνιστώσα. Για το λόγο αυτό συνδέουμε παράλληλα με την R_E μια μεγάλη χωρητικότητα παρακάμψεως C_E, τέτοια ώστε για την ελάχιστη συχνότητα που πρόκειται να ενισχυθεί, η αντίσταση του πυκνωτού να είναι πολύ μικρότερη της R_E, δηλαδή

$$C_E >> \frac{1}{\omega_{min} R_E} \qquad 6.104$$

<u>Παράδειγμα υπολογισμού σημείου ηρεμίας με γραφική μέθοδο</u>

Πολλές φορές, σε ενισχυτική διάταξη, ζητάμε να υπολογισθούν τμήματα του κυκλώματος πόλωσης και αντιστάθμισης, πράγμα πού μπορεί να γίνει – και γίνεται - με τη βοήθεια του θεωρήματος Kirchhoff. Το δυσκολότερο ίσως από τα προβλήματα αυτά είναι ο υπολογισμός του σημείου ηρεμίας κυκλώματος, στο οποίο δίνονται όλα τα στοιχεία.

Το παράδειγμα που ακολουθεί παρουσιάζει τον τρόπο με τον οποίο το παραπάνω πρόβλημα είναι δυνατό να επιλυθεί με τη βοήθεια των στατικών χαρακτηριστικών της εξόδου ενός τρανζίστορ, όπως αυτές δίδονται από τον κατασκευαστή του.



Σχ. 6.27. Χαρακτηριστικές τρανζίστορ p-n-p, [16].

Θέμα: Δίνεται κύκλωμα τρανζίστορ p-n-p με τις χαρακτηριστικές του σχήματος 6.27 και τις αντιστάσεις του κυκλώματος 6.26α. Στο κύκλωμα 6.26β έχει γίνει η μετατροπή κατά Thevenin όπως αναπτύξαμε στις αντίστοιχες παραγράφους του κεφαλαίου όπου η ισοδύναμη τάση και η ισοδύναμη αντίσταση δίνονται από τις σχέσεις:

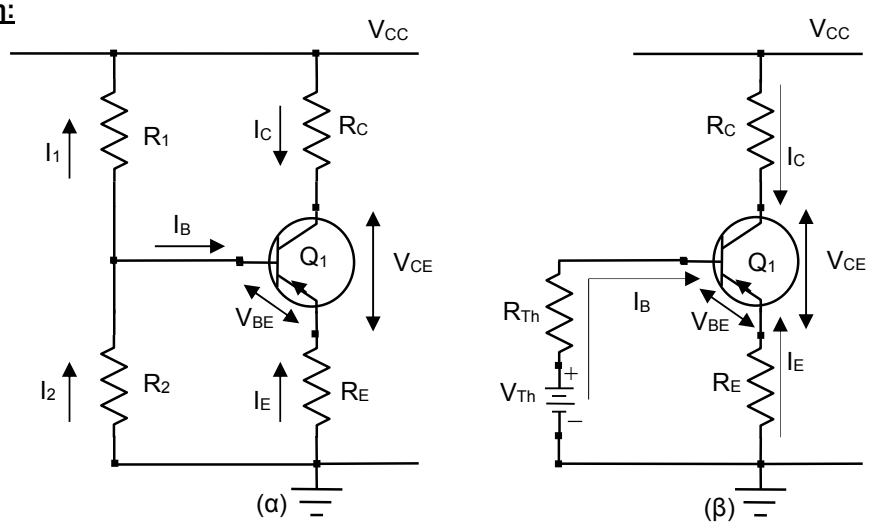
$$V_{Th} = V_{CC}\frac{R_2}{R_1+R_2} \quad , \quad R_{Th} = \frac{R_1 \cdot R_2}{R_1+R_2} \qquad 6.105$$

Τα δεδομένα είναι:

$$V_{CC} = -12V \qquad R_1 = 160K\Omega \qquad R_C = 5{,}6K\Omega$$
$$V_{BE} = -0{,}6V \qquad R_2 = 30K\Omega \qquad R_E = 3{,}9K\Omega$$

Ζητούνται : Να υπολογισθούν οι συντεταγμένες του σημείου ηρεμίας του κυκλώματος.

Λύση:



Σχ. 6.28. α) Κύκλωμα αντιστάθμισης με αντίσταση εκπομπού. β) Ισοδύναμο κατά Thevenin.

Ο υπολογισμός μπορεί να γίνει μόνο γραφικά. Το σημείο ηρεμίας βρίσκεται με τομή δύο γεωμετρικών τόπων, δηλαδή της ευθείας φορτίου και της καμπύλης πόλωσης. Από το κύκλωμα 6.28β παρατηρούμε ότι για κάθε τιμή του ρεύματος πόλωσης I_B είναι δυνατόν να υπολογίσουμε τις αντίστοιχες τάσεις συλλέκτη-εκπομπού V_{CE}. Αυτές αντιστοιχούν σε σημεία πάνω στις καμπύλες $i_C=\varphi(u_{CE})$ που έχουν παραμέτρους ίδιες με τις τιμές που δόθηκαν στο ρεύμα I_B. Ενώνοντας τα σημεία αυτά προκύπτει η καμπύλη πόλωσης του κυκλώματος. Το σημείο ηρεμίας βρίσκεται πάνω στην τομή της ευθείας φορτίου με την καμπύλη πόλωσης.

Εφαρμόζοντας Kirchhoff στο κύκλωμα παίρνουμε τις παρακάτω εξισώσεις:

Κύκλωμα Εξόδου Ισοδυνάμου: $R_C I_C + V_{CE} - I_E R_E = V_{CC}$ 6.106

Κύκλωμα Εισόδου Ισοδυνάμου: $R_{Th} I_B + V_{BE} - R_E I_E = V_{Th}$ 6.107

Τρανζίστορ σαν κόμβος: $I_C + I_B + I_E = 0$ 6.108

Αντικαθιστώντας τα δεδομένα στις εξισώσεις 6.105 προκύπτει ότι:

$$V_{Th} = V_{CC}\frac{R_2}{R_1+R_2} = -1{,}9V \quad \text{και} \quad R_{Th} = \frac{R_1 \cdot R_2}{R_1+R_2} = 25{,}3K\Omega$$

Αντικαθιστώντας αριθμητικές τιμές στις 6.106 και 6.107 παίρνουμε:

$$5{,}6I_C + V_{CE} + 3{,}9I_C + 3{,}9I_B + 12 = 0 \qquad 6.106\alpha$$
$$25{,}3I_B - 0{,}6 + 3{,}9I_C + 3{,}9I_B + 1{,}9 = 0 \qquad 6.107\alpha$$

Απαλείφουμε το I_C μεταξύ των 6.106α και 6.107α και προκύπτει η εξίσωση της καμπύλης πόλωσης:

$$8{,}84 - 67{,}3I_B = -V_{CE}$$

Υπολογίζουμε τρία ζεύγη τιμών, εκφράζοντας το I_B σε mA και τις αντιστάσεις σε ΚΩ:

$I_B = 0\mu A$	$V_{CE} = -8{,}84V$
$I_B = -10\mu A$	$V_{CE} = -9{,}51V$
$I_B = -20\mu A$	$V_{CE} = -10{,}19V$

Με τις τιμές αυτές χαράζουμε την καμπύλη πόλωσης και η τομή της με την ευθεία φορτίου μας δίνει το σημείο ηρεμίας που έχει συντεταγμένες:

V_{CE} = -9,05 V, I_C = -0,26 mA, I_B = -3,1 μA

6.4.5. Ασκήσεις τρανζίστορ και ενισχυτών

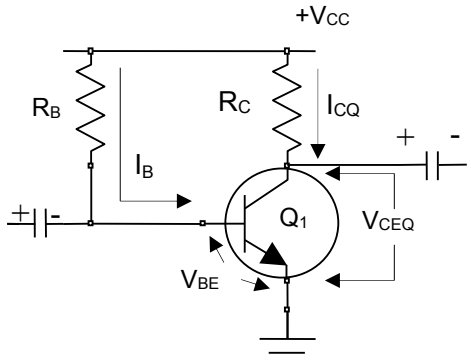
ΑΣΚΗΣΗ 1: Στο κύκλωμα του σχήματος δίδονται: η τάση τροφοδοσίας V_{CC}=24V και το β του transistor που είναι ίσο με 50. Το transistor είναι Ge (γερμανίου).

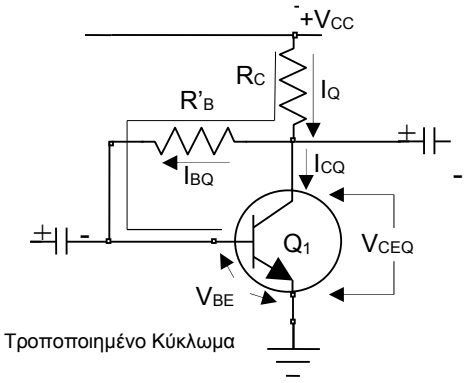
Ζητούνται:

α) Να υπολογιστούν οι τιμές των αντιστάσεων R_B και R_C έτσι ώστε οι συντεταγμένες του σημείου λειτουργίας να ορίζονται από τα : I_{CQ}=10mA και V_{CEQ}=8V.

β) Να τροποποιηθεί κατάλληλα το κύκλωμα έτσι ώστε να γίνει θερμικά σταθερότερο και να υπολογιστούν για τις ίδιες συντεταγμένες του σημείου ηρεμίας (I_{CQ}=10mA, V_{CEQ}=8V) οι τιμές των νέων στοιχείων που τυχόν θα αντικατασταθούν ή θα προστεθούν στο νέο κύκλωμα.

γ) Να υπολογιστεί και για τα δύο κυκλώματα – αρχικό και τροποποιημένο – ο συντελεστής σταθερότητας ρεύματος S_I.





Τροποποιημένο Κύκλωμα

α1) Κύκλωμα Εξόδου

Περιγράφεται από την εξίσωση:

$$V_{CC} = I_{CQ}R_C + V_{CEQ} \qquad 6.109$$

όπου V_{CC}=24V, I_{CQ}=10mA και V_{CEQ}=8V.

Λύνοντας την εξίσωση 6.109 ως προς R_C :

$$R_C = \frac{(V_{CC} - V_{CEQ})}{I_{CQ}} = \frac{(24-8)V}{10\times10^{-3}A} = 1{,}6\times10^3\Omega = 1{,}6K\Omega$$

α2) Κύκλωμα Εισόδου

Περιγράφεται από την εξίσωση:

$$V_{CC} = I_{BQ}R_B + V_{BE} \qquad 6.110$$

όπου V_{BE}=0,2V (transistor Ge).

Το κέρδος ρεύματος του transistor θα είναι:

$$\beta = \frac{I_C}{I_\beta} \Rightarrow I_{BQ} = \frac{I_{CQ}}{\beta} = \frac{10\times10^{-3}A}{50} = 0{,}2mA$$

Λύνοντας την 6.110 ως προς R_B έχουμε:

$$R_B = \frac{(V_{CC} - V_{BE})}{I_{BQ}} = \frac{(24-0{,}2)V}{0{,}2\times10^{-3}A} = 119K\Omega$$

β) Κύκλωμα Εισόδου τροποποιημένο

Περιγράφεται από την εξίσωση:

$$V_{CC} = (I_{BQ} + I_{CQ})R_C + I_{BQ}R'_B + V_{BE} \qquad 6.111$$

Λύνοντας την εξίσωση 6.111 ως προς R'$_B$:

$$R'_B = \frac{(V_{CC} - V_{BE}) - (I_{CQ} + I_{BQ})R_C}{I_{BQ}} = \frac{(24-0{,}2)V - [(10+0{,}2)\times10^{-3}]A\times1{,}6\times10^3\Omega}{0{,}2\times10^{-3}A}$$ και

$$R'_B = 37{,}4k\Omega$$

γ) Συντελεστής Σταθερότητας ρεύματος S_I

Από την εξ. 6.111 έχουμε:

$$I_{BQ}(R'_B + R_C) = V_{CC} - V_{BE} - I_{CQ}R_C \Rightarrow I_{BQ} = \frac{V_{CC} - V_{BE} - I_{CQ}R_C}{R'_B + R_C} \Rightarrow \frac{dI_{BQ}}{dI_{CQ}} = -\frac{R_C}{R_C + R'_B}$$

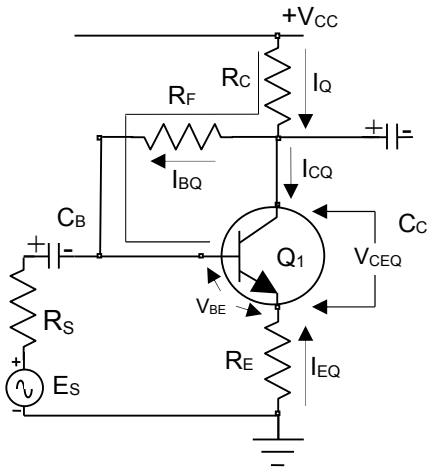
Για τον υπολογισμό του συντελεστή S_I των πιο πάνω κυκλωμάτων έχουμε τις σχέσεις:

$$S_0 = (1+\beta) \quad \text{(βλ. σχέση 6.85)} \qquad 6.112$$

$$S_1 = \frac{1+\beta}{1-\beta\dfrac{dI_{BQ}}{dI_{CQ}}} = \frac{1+\beta}{1+\beta\dfrac{R_C}{R_C + R'_B}} \quad \text{(βλ. σχέση 6.98)} \qquad 6.113$$

Αντικαθιστώντας τιμές στις σχέσεις 6.112 και 6.113 βρίσκουμε αντίστοιχες τιμές S_0=51 και S_1=16,7.

<u>ΣΗΜΕΙΩΣΗ</u>: Η σχέση 6.113 προκύπτει από την γενικευμένη μορφή του S_I (βλ. σχέση 6.89) και μετά από επίλυσή της ως προς I_{BQ} και παραγώγισή της ως προς I_{CQ}.



<u>ΑΣΚΗΣΗ 2:</u> Στο κύκλωμα του σχήματος δίδονται: η τάση τροφοδοσίας V_{CC}=12V και το β του transistor που είναι ίσο με 100. Το transistor είναι Si (πυριτίου). Δίδονται επίσης οι τιμές των αντιστάσεων R_C=10KΩ, R_F=200KΩ και R_E=100Ω.

<u>Ζητούνται:</u>

α) το σημείο ηρεμίας : I_{CQ}, V_{CEQ}.

β) ο συντελεστής σταθερότητας ρεύματος $S_I = dI_C/dI_{CO}$.

α1) Κύκλωμα Εισόδου

Περιγράφεται από την εξίσωση:

$$V_{CC} = (I_{CQ} + I_{BQ})R_C + I_{BQ}R_F + V_{BE} - I_{EQ}R_E \qquad 6.114$$

Όπως φαίνεται από το κύκλωμα τα ρεύματα I_{CQ} και I_{BQ} περνούν και τα δύο μέσα από την αντίσταση R_C. Είναι επίσης γνωστό ότι:

$$I_{EQ} = -(I_{CQ} + I_{BQ}) \quad \text{και} \qquad 6.115$$

$$I_{CQ} = \beta I_{BQ} \qquad 6.116$$

Από τις 6.115 και 6.116 προκύπτει:

$$I_{EQ} = -(1+\beta)I_{BQ} \qquad 6.117$$

Αν αντικατασταθούν τα I_{CQ} και I_{EQ} στην 6.114 τότε

$$V_{CC} - V_{BE} = (1+\beta)I_{BQ}R_C + I_{BQ}R_F + (1+\beta)I_{BQ}R_E \Rightarrow$$

$$I_{BQ} = \frac{V_{CC} - V_{BE}}{[(1+\beta)(R_E + R_C) + R_F]} = \frac{(12-0,7)V}{1220,1\times 10^3\Omega} = 9,26\mu A$$

$$\text{και} \quad \boxed{I_{CQ} = \beta I_{BQ} = 100\times 9,26\times 10^{-6} = 0,926mA}$$

α2) Κύκλωμα Εξόδου

Περιγράφεται από την εξίσωση: $V_{CC} = (I_{CQ} + I_{BQ})R_C + V_{CEQ} - I_{EQ}R_E$ 6.118

η οποία με τη βοήθεια των 6.115 και 6.116 γράφεται:

$$V_{CC} = (I_{BQ} + I_{CQ})R_C + V_{CEQ} + (I_{BQ} + I_{CQ})R_E = (I_{BQ} + \beta I_{BQ})R_C + V_{CEQ} + (I_{BQ} + \beta I_{BQ})R_E \Rightarrow$$

$$V_{CC} = (1+\beta)(R_C + R_E)I_{BQ} + V_{CEQ}$$

Λύνοντας ως προς V_{CEQ} :

$$\boxed{V_{CEQ} = V_{CC} - (1+\beta)[R_C + R_E]I_{BQ} = 12 - 1020,1\times 10^3 \times 9,26\times 10^{-6} = 2,55V}$$

Άρα το σημείο λειτουργίας του κυκλώματος έχει συντεταγμένες **I_{CQ}=0,926mA** και **V_{CEQ}=2,55V**.

β) Συντελεστής Σταθερότητας ρεύματος S_I

Ο Συντελεστής Σταθερότητας ρεύματος S_I συνδεσμολογίας κοινού εκπομπού δίδεται από τη σχέση:

$$S_I = \frac{1+\beta}{1-\beta(\frac{dI_B}{dI_C})} \qquad 6.119$$

Το ζητούμενο λοιπόν είναι να υπολογιστεί ο λόγος dI_B/dI_C. Τα δύο ρεύματα I_B και I_C περιλαμβάνονται στο κύκλωμα εισόδου που περιγράφεται από την εξίσωση 6.114:

$V_{CC} = (I_{CQ} + I_{BQ})R_C + I_{BQ}R_F + V_{BE} - I_{EQ}R_E$, και αν αντικαταστήσουμε το I_E με την 6.115 έχουμε:

$$V_{CC} = (I_{CQ} + I_{BQ})R_C + I_{BQ}R_F + V_{BE} + (I_{CQ} + I_{BQ})R_E \Rightarrow (V_{CC} - V_{BE}) = (R_C + R_F + R_E)I_{BQ} + (R_C + R_E)I_{CQ}$$

Λύνοντας ως προς I_{BQ} : $$I_{BQ} = \frac{(V_{CC} - V_{BE}) - (R_C + R_E)I_{CQ}}{(R_C + R_F + R_E)} \qquad 6.120$$

Και παραγωγίζοντας ως προς I_{CQ} την σχέση 6.120 : $$\frac{dI_B}{dI_C} = -\frac{(R_C + R_E)}{(R_C + R_F + R_E)} \qquad 6.121$$

Αντικαθιστώντας την 6.121 στην 6.119 προκύπτει :

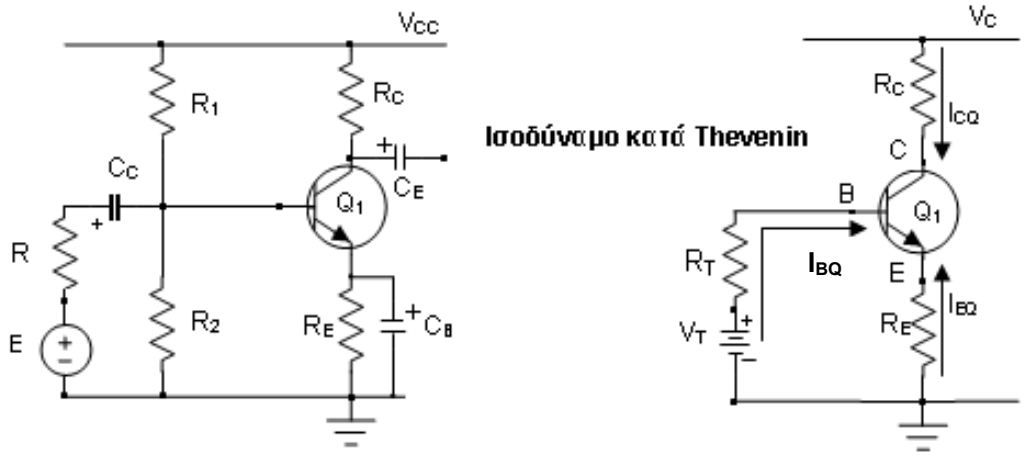
$$\boxed{S_I = \frac{1+\beta}{1+\beta\frac{(R_C + R_E)}{(R_C + R_F + R_E)}} = \frac{101}{1+100\frac{10100}{210100}} = 17,4}$$

<u>ΑΣΚΗΣΗ 3:</u> Στο κύκλωμα του σχήματος δίδονται: η τάση τροφοδοσίας V_{CC}=15V και το β του transistor που είναι ίσο με 40. Το transistor είναι Si. Δίδονται επίσης οι τιμές των αντιστάσεων R_C=1,2KΩ, R_E=1KΩ, R_1=30KΩ και R_2=15KΩ.

<u>Ζητούνται:</u>

α) το σημείο ηρεμίας : I_{CQ}, V_{CEQ}

β) ο συντελεστής σταθερότητας ρεύματος $S_I = dI_C/dI_{C0}$.



Από το ισοδύναμο κατά Thevenin (για τις D.C. συνιστώσες) βρίσκουμε τις τιμές των R_{Th} και V_{Th}:

Έτσι $$R_{Th} = \frac{R_1R_2}{R_1 + R_2} = \frac{(30 \times 15) \times 10^6}{(30 + 15) \times 10^3} = \frac{450 \times 10^3}{45} = 10K\Omega$$

και: $$V_{Th} = V_{CC}\frac{R_2}{R_1+R_2} = 15V\frac{15\times10^3\Omega}{(30+15)\times10^3\Omega} = \frac{225}{45}V = 5V$$

Αναλύοντας το ισοδύναμο κατά Thevenin έχουμε:

α1) Κύκλωμα Εισόδου του ισοδύναμου

Περιγράφεται από την εξίσωση: $V_{Th} = I_{BQ}R_{Th} + V_{BE} - I_{EQ}R_E$ 6.122

Είναι επίσης γνωστό ότι:

$I_{EQ} = -(I_{CQ} + I_{BQ})$ και 6.123

$I_{CQ} = \beta I_{BQ}$ 6.124

Από τις 6.123 και 6.124 προκύπτει: $I_{EQ} = -(1+\beta)I_{BQ}$ 6.125

Αντικαθιστώντας την 6.124 στην 6.122 προκύπτει

$$V_{Th} = I_{BQ}R_{Th} + V_{BE} - I_{EQ}R_E = I_{BQ}R_{Th} + V_{BE} + (1+\beta)I_{BQ}R_E = V_{BE} + [R_{Th} + (1+\beta)R_E]I_{BQ}$$

Λύνοντας ως προς I_{BQ}

$$I_{BQ} = \frac{V_{Th} - V_{BE}}{[R_{Th} + (1+\beta)R_E]} = \frac{(5-0,7)V}{(10+41\times1)\times10^3\Omega} = \frac{4,3V}{51\times10^3\Omega} = 0,0843\times10^{-3}A = 84,3\mu A$$

Αντικαθιστώντας το I_{BQ} στην 6.124 προκύπτει

$$\boxed{I_{CQ} = \beta I_{BQ} = 40\times84,3\mu A = 3372\times10^{-6}A = 3,372mA}$$

α2) Κύκλωμα Εξόδου του ισοδύναμου

Περιγράφεται από την εξίσωση:

$V_{CC} = I_{CQ}R_C + V_{CEQ} - I_{EQ}R_E$ 6.126

Αντικαθιστώντας την 6.125 στην 6.126 προκύπτει:

$$V_{CC} = I_{CQ}R_C + V_{CEQ} + (I_{CQ} + I_{BQ})R_E = V_{CEQ} + \left[I_{CQ}(R_C + R_E) + I_{BQ}R_E\right]$$

από την οποία λύνοντας ως προς V_{CEQ} έχουμε:

$$\boxed{\begin{aligned} &V_{CEQ} = V_{CC} - \left[I_{CQ}(R_C + R_E) + I_{BQ}R_E\right] = 15V - [3,372\times10^{-3}A\cdot(2,2\times10^3)\Omega + 84,3\times10^{-6}A\cdot1\times10^3\Omega] = \\ &= 15V - (7,4184 + 0,0843)V \quad\Rightarrow\quad V_{CEQ} = 7,5V \end{aligned}}$$

Άρα το σημείο λειτουργίας του κυκλώματος έχει συντεταγμένες **I_{CQ}=3,372mA** και **V_{CEQ}=7,5V**.

β) Συντελεστής Σταθερότητας ρεύματος S_I

Ο Συντελεστής Σταθερότητας ρεύματος S_I συνδεσμολογίας κοινού εκπομπού δίδεται από τη σχέση:

$$S_I = \frac{1+\beta}{1-\beta(\frac{dI_B}{dI_C})} \qquad 6.127$$

Το ζητούμενο στη σχέση 6.127 είναι να υπολογιστεί ο λόγος dI_B/dI_C. Τα δύο ρεύματα I_B και I_C όπως και τα στοιχεία της ανάδρασης περιλαμβάνονται στο κύκλωμα εισόδου που περιγράφεται από την εξίσωση 6.122, όπου αν αντικαταστήσουμε το I_E με την 6.123 γίνεται:

$$V_{Th} = I_{BQ}R_{Th} + V_{BE} + (I_{CQ} + I_{BQ})R_E \quad\Rightarrow\quad (V_{Th} - V_{BE}) = I_{BQ}(R_{Th} + R_E) + I_{CQ}R_E$$

Λύνοντας ως προς I_{BQ}: $$I_{BQ} = \frac{(V_{Th} - V_{BE}) - I_{CQ}R_E}{(R_{Th} + R_E)} \qquad 6.128$$

Και παραγωγίζοντας την σχέση 6.128 ως προς I_{CQ}: $$\frac{dI_B}{dI_C} = -\frac{R_E}{(R_{Th} + R_E)} \qquad 6.129$$

Αντικαθιστώντας την 6.129 στην 6.127 προκύπτει: $$\boxed{S_I = \frac{1+\beta}{1+\beta\frac{R_E}{(R_{Th}+R_E)}} = \frac{1+40}{1+40\frac{1000}{11000}} = 8,84}$$

6.4.6. Ισοζύγιο ισχύος ενισχυτού

Κατά τη λειτουργία του ενισχυτή με σήμα μικρού πλάτους σε τάξη Α και αν θεωρηθούν ιδανικές οι στατικές χαρακτηριστικές του τρανζίστορ, η ισχύς $\mathbf{P_{cc}}$ που προσδίδεται από την πηγή του κυκλώματος συλλέκτη είναι σταθερή και ανεξάρτητη του πλάτους του σήματος εισόδου, επειδή είναι

$$P_{cc} = V_{cc}\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} i_C d\omega t = V_{cc}I_{CQ}$$

όπου $\mathbf{I_{CQ}}$ είναι το ρεύμα ηρεμίας (δηλ. του σημείου λειτουργίας) του τρανζίστορ. Από την ισχύ αυτή ένα μέρος μετατρέπεται σε θερμότητα μέσα στο τρανζίστορ και είναι η λεγόμενη ισχύς απωλειών $\mathbf{P_\alpha}$ όπου

$$P_\alpha = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} \upsilon_{CE} i_C d\omega t$$

Το υπόλοιπο της ισχύος $\mathbf{P_L}$ καταναλώνεται στην αντίσταση φορτίου και είναι

$$P_L = R_C I_{CQ}^2 + R_C I_c^2$$

όπου $\mathbf{I_c}$ είναι η ενδεικνύμενη τιμή της εναλλασσόμενης συνιστώσας. Δηλαδή πάνω στο φορτίο ένα μέρος γίνεται πάλι απώλεια, το πρώτο, και το υπόλοιπο γίνεται ωφέλιμη ισχύς $P_{AC} = R_C I_c^2$. Δηλαδή τελικά η κατανομή της ισχύος $\mathbf{P_{cc}}$ είναι

$$P_{cc} = P_\alpha + R_C I_{CQ}^2 + P_{AC}$$

Τούτο σημαίνει ότι όταν το πλάτος του σήματος είναι 0, η ωφέλιμη ισχύς $\mathbf{P_{AC}}$ μηδενίζεται και τότε, επειδή είναι σταθερή η $\mathbf{P_{cc}}$ όπως και η $\mathbf{I_{CQ}}$, γίνεται μέγιστη η απώλεια $\mathbf{P_\alpha}$ και επομένως και η θέρμανση του τρανζίστορ

$$P_{\alpha max} = P_{cc} - R_C I_{CQ}^2 = I_{CQ}\left(V_{cc} - R_C I_{CQ}\right)$$

Ο βαθμός απόδοσης του ενισχυτή θα είναι τότε: $\eta = \dfrac{P_{AC}}{P_{cc}}$

7. Υβριδικά Κυκλώματα – Απόκριση Ενισχυτών

7.1. AC Ανάλυση

Το υβριδικό μοντέλο είναι ένα μαθηματικό πρότυπο με κυκλωματικά στοιχεία το οποίο μπορεί να εφαρμοστεί με επιτυχία στην ανάλυση κυκλωμάτων ασθενών (μικρών) σημάτων για τρανζίστορ, φίλτρα, κυκλώματα προσαρμογής, ενισχυτές κ.α. κατά τη μελέτη του AC σήματος, δηλαδή στην **AC ανάλυση**. Για την AC ανάλυση, χρησιμοποιούμε τις μεταβλητές των ρευμάτων και των τάσεων οι οποίες είναι χρήσιμες σε χαμηλές έως μεσαίες συχνότητες. Σε πολύ υψηλές συχνότητες (μικροκυματικές) είναι περισσότερο κατάλληλη η χρήση της ισχύος και της ενέργειας. Τότε, η προσέγγιση των κυκλωμάτων με μεταβλητές τάση και ρεύμα, αντικαθίσταται από τις παραμέτρους σκέδασης.

Το AC σήμα ή RF είναι το σήμα το οποίο επιδέχεται επεξεργασία από το κύκλωμα και μπορεί να είναι χαμηλής συχνότητας (σχεδόν DC) ή υψηλής συχνότητας (για την ακρίβεια, μεσαίας, της τάξης του MHz). Το σήμα αυτό λέγεται **μικρό σήμα** ή **χαμηλό σήμα** ή **ασθενές σήμα**, όχι λόγω της συχνότητάς του, αλλά λόγω του πλάτους του. Τα AC σήματα που θα τα επεξεργαστεί ένας ενισχυτής είναι μικρά αφού θα ενισχυθούν και δεν πρέπει να υπεροδηγηθούν και να προκαλέσουν παραμόρφωση (overdriving). Γι' αυτό το λόγο, πολύ συχνά θα αναφερόμαστε στην "AC ανάλυση ασθενών ή μικρών σημάτων".

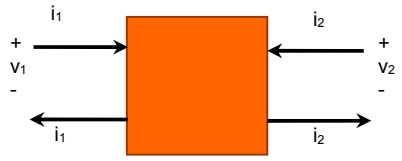
Η ανάλυση DC σήματος έχει γίνει σε προηγούμενο κεφάλαιο. Τα DC σήματα που τροφοδοτούν τα κυκλωματικά στοιχεία, στην AC ανάλυση αγνοούνται όπως θα δούμε στη συνέχεια. Η μελέτη αυτών έχει γίνει κατά τη DC ανάλυση με την οποία έχουμε βρεί τα δεδομένα για τη σωστή λειτουργία του κυκλώματος. Τα δεδομένα αυτά χρησιμοποιούνται στην AC ανάλυση αλλά δεν την επηρεάζουν.

Πιο συγκεκριμένα - για τους ενισχυτές - οι πυκνωτές αποσύζευξης (coupling capacitors) αγνούνται (τους θεωρούμε βραχυκυκλώματα). Ο coupling capacitor της εισόδου είναι ο πυκνωτής που τοποθετείται στην είσοδο του κυκλώματος προκειμένου να προστατευτεί το κύκλωμα από τυχόν διαρρέον DC σήμα (μη επιτρεπτή κατάσταση αλλά όχι απίθανη). Ο αντίστοιχος πυκνωτής στην έξοδο προστατεύει τις επόμενες βαθμίδες ή πιθανή διαρροή σήματος DC από την έξοδο. Προφανώς, τους bypass capacitors δεν μπορούμε να τους αγνοήσουμε αφού αυτοί οι πυκνωτές θέτουν την απόκριση του κυκλώματος να εξαρτάται από τη συχνότητα το οποίο είναι και το ζητούμενο στην AC ανάλυση.

7.2. Αναπαράσταση διθύρων

Ένα δίθυρο είναι ένα ηλεκτρικό κύκλωμα με δύο ζεύγη τερματισμών, δύο τερματισμοί για την είσοδο και δύο τερματισμοί για την έξοδο. Οι τερματισμοί εσωτερικά συνδέονται μεταξύ τους μέσω ηλεκτρικού δικτυώματος.Δύο τερματισμοί συνιστούν τη μία θύρα αν ικανοποιείται η ακόλουθη συνθήκη (συνθήκη θύρας): **Το ρεύμα που εισέρχεται στη θύρα είναι ίσο με το ρεύμα που εξέρχεται από αυτή**. Με ένα δίθυρο μπορούμε να αναπαραστήσουμε επιτυχώς μοντέλα ασθενών σημάτων για τρανζίστορ, φίλτρα, κυκλώματα προσαρμογής, ενισχυτές κ.α. όπως προαναφέρθηκε.

Ο λόγος για τον οποίο καταφεύγουμε στην αναπαράσταση διθύρων είναι ότι μπορούμε μέσω αυτής να απομονώσουμε είτε το συνολικό κύκλωμα είτε μέρος αυτού χρησιμοποιώντας τις χαρακτηριστικές του παραμέτρους. Από τη στιγμή που αυτό είναι επιτεύξιμο, το απομονωμένο κομμάτι του κυκλώματος γίνεται ένα «μαύρο κουτί» με εξαιρετικά διακριτές ιδιότητες που μας επιτρέπει να εξαιρέσουμε από την ανάλυση οποιεσδήποτε φυσικές λεπτομέρειες της δομής του και να έχουμε μια απλοποιημένη ανάλυση. Οποιοδήποτε γραμμικό κύκλωμα με τέσσερις τερματισμούς μπορεί να μετατραπεί σε δίθυρο δεδομένου ότι **δεν εμπεριέχεται ανεξάρτητη πηγή** και ικανοποιείται η συνθήκη θύρας.



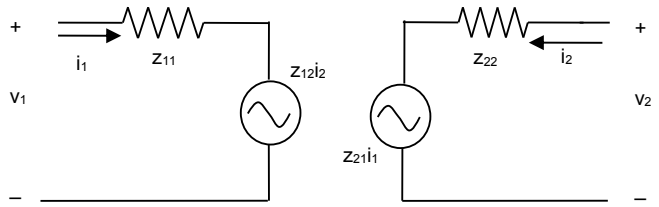
Σχήμα 7.1. Το δίθυρο με τους τέσσερις τερματισμούς.

Υπάρχουν εναλλακτικές προτάσεις παραμέτρων που μπορούν να χρησιμοποιηθούν για να περιγράψουμε ένα γραμμικό δίθυρο. Αυτές οι αναπαραστάσεις είναι οι Z, Y, H, G και ABCD. Συνήθως εκφράζονται σε μορφή πίνακα. Οι παράμετροι z, y, h, g και ABCD εκφράζουν σχέσεις μεταξύ των μεταβλητών v_1, v_2, i_1 και i_2, που είναι οι τάσεις και τα ρεύματα εισόδου και εξόδου και φαίνονται στο σχήμα 7.1.

Οι μεταβλητές των ρευμάτων και των τάσεων είναι χρήσιμες σε χαμηλές έως μεσαίες συχνότητες. Σε πολύ υψηλές συχνότητες (μικροκυματικές) είναι περισσότερο κατάλληλη η χρήση της ισχύος και της ενέργειας και η προσέγγιση των διθύρων με μεταβλητές τάση και ρεύμα, αντικαθίσταται από τις παραμέτρους σκέδασης όπως αναφέρθηκε στην εισαγωγή για την AC ανάλυση.

7.3. Οι πίνακες Z, Y, H και ABCD

7.3.1. Ο πίνακας z παραμέτρων



Σχήμα 7.2. Το ισοδύναμο Z δίθυρο.

Στο σχήμα 7.2 φαίνονται οι **εξαρτημένες** μεταβλητές v_1 και v_2 οι οποίες εξαρτώνται από τις ανεξάρτητες μεταβλητές i_1 και i_2. Παρόλο που έχουν σχεδιαστεί αντιστάσεις, στη θέση τους μπορούν να χρησιμοποιηθούν σύνθετες αντιστάσεις. Οι πηγές του σχήματος είναι πηγές τάσης εξαρτημένες από ρεύμα. Ο πίνακας Z προκύπτει:

$$\begin{bmatrix} v_1 \\ v_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} z_{11} & z_{12} \\ z_{21} & z_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} i_1 \\ i_2 \end{bmatrix} \qquad \textbf{7.1}$$

Παρατηρούμε ότι οι z παράμετροι έχουν διαστάσεις αντίστασης (Ω). Για αμοιβαία (reciprocal) δίκτυα ισχύει $z_{12}=z_{21}$. Για συμμετρικά δίκτυα $z_{11}=z_{22}$. Για δίκτυα άνευ απωλειών, όλες οι παράμετροι z_{mn} έχουν μόνο φανταστικό μέρος.

Ο πίνακας σύνθετων αντιστάσεων Z είναι μία αναπαράσταση δικτύου με εξαρτημένες μεταβλητές τις τάσεις και ανεξάρτητες τα ρεύματα. Για ένα δίθυρο, ο πίνακας Z είναι ένας 2x2 πίνακας. Συνοπτικά, θα μπορούσαμε να γράψουμε:

$$\begin{bmatrix} v_1 \\ v_2 \end{bmatrix} = Z \begin{bmatrix} i_1 \\ i_2 \end{bmatrix} \qquad \textbf{7.2}$$

Σημειώνουμε ότι αμοιβαίο δίκτυο είναι αυτό όπου οι απώλειες ισχύος είναι ίδιες μεταξύ οποιονδήποτε δύο θυρών, ανεξάρτητα της κατεύθυνσης διάδοσης (σε παραμέτρους σκέδασης $S_{21}=S_{12}$, $S_{13}=S_{31}$, κλπ.) Ένα δίκτυο είναι αμοιβαίο όταν είναι παθητικό και περιέχει μόνο ισοτροπικά υλικά. Παραδείγματα τέτοιων δικτύων είναι τα καλώδια, οι εξασθενητές, όλοι οι παθητικοί splitters και couplers.

Από την εξίσωση (7.1) προκύπτουν οι ακόλουθοι ορισμοί για τις z παραμέτρους:

$$\left.\begin{matrix} v_1=z_{11}\cdot i_1+z_{12}\cdot i_2 \\ v_2=z_{21}\cdot i_1+z_{22}\cdot i_2 \end{matrix}\right\} \Rightarrow \begin{cases} z_{11}\equiv \left.\dfrac{v_1}{i_1}\right|_{i_2=0} & z_{12}\equiv \left.\dfrac{v_1}{i_2}\right|_{i_1=0} \\ z_{21}\equiv \left.\dfrac{v_2}{i_1}\right|_{i_2=0} & z_{22}\equiv \left.\dfrac{v_2}{i_2}\right|_{i_1=0} \end{cases} \qquad \textbf{7.3}$$

Για παράδειγμα αναφέρουμε ότι η z_{11} είναι ο λόγος της τάσης εισόδου προς το ρεύμα εισόδου όταν το ρεύμα εξόδου είναι μηδέν, δηλαδή η z_{11} ορίζεται για ανοικτοκυκλωμένη έξοδο. Η z_{11} έχει φυσική σημασία: Είναι η σύνθετη αντίσταση εισόδου του διθύρου όταν η έξοδος είναι ανοικτή. Ομοίως, μπορούμε να πούμε ότι η z_{12} είναι ο λόγος της τάσης εισόδου προς το ρεύμα εξόδου με ανοικτοκυκλωμένη την είσοδο. Έχει διαστάσεις αντίστασης αλλά τα μέγεθος αυτό δεν έχει φυσική σημασία. Γιαυτό το λόγο η μήτρα Z δεν χρησιμοποιείται πολύ σε πρακτικές εφαρμογές.

7.3.2. Ο πίνακας y παραμέτρων

Ομοίως, για τον πίνακα σύνθετων αγωγιμοτήτων Y μπορούμε να γράψουμε την εξίσωση (7.4). Παρατηρούμε ότι δεν έχουν όλες οι y παράμετροι φυσική σημασία. Για την y_{11} μπορούμε να πούμε ότι είναι η σύνθετη αγωγιμότητα εισόδου με βραχυκυκλωμένη την έξοδο. Όμως, την y_{21} μπορούμε απλά να την εκφράσουμε ως λόγο, χωρίς φυσική σημασία.

$$\begin{bmatrix} i_1 \\ i_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} y_{11} & y_{12} \\ y_{21} & y_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} v_1 \\ v_2 \end{bmatrix} \qquad \textbf{7.4}$$

7.3.3. Ο πίνακας h παραμέτρων

Η αναπαράσταση με τον πίνακα υβριδικών παραμέτρων H, θέτει ως **εξαρτημένες μεταβλητές** την τάση εισόδου και το ρεύμα εξόδου. Οι ανεξάρτητες μεταβλητές είναι προφανώς, η τάση εξόδου και το ρεύμα εισόδου.

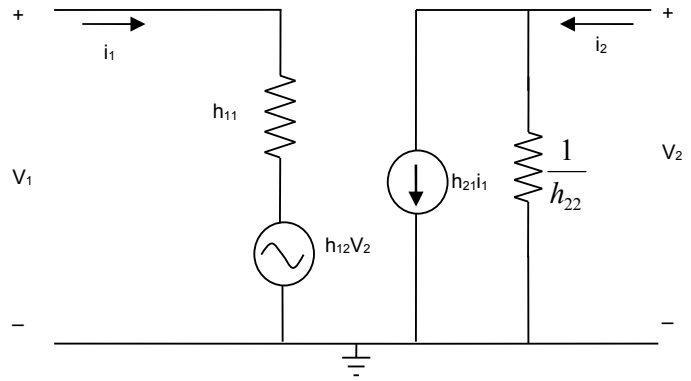
$$\begin{bmatrix} v_1 \\ i_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} h_{11} & h_{12} \\ h_{21} & h_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} i_1 \\ v_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} h_i & h_r \\ h_f & h_o \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} i_1 \\ v_2 \end{bmatrix} \qquad \textbf{7.5}$$

Από την (7.5) προκύπτουν οι ακόλουθες δύο εξισώσεις:

$$v_1 = h_{11} \cdot i_1 + h_{12} \cdot v_2 \qquad \textbf{7.6}$$

$$i_2 = h_{21} \cdot i_1 + h_{22} \cdot v_2 \qquad \textbf{7.7}$$

Επομένως, για να σχεδιάσουμε το υβριδικό ισοδύναμο κύκλωμα, πρέπει στην είσοδο (εξίσωση 7.6) να τοποθετήσουμε έναν διαιρέτη τάσης της v_1 σε μία τάση $h_{11}i_1$ και μία τάση $h_{12}v_2$. Η πρώτη τάση εφαρμόζεται πάνω σε μία αντίσταση h_{11} η οποία διαρρέεται από ρεύμα i_1 ενώ η δεύτερη τάση $h_{12}v_2$ φαίνεται να είναι μία εξαρτημένη πηγή τάσης από την v_2. Η τάση εξόδου δηλαδή πολλαπλασιάζεται με τον παράγοντα h_{12}.



Σχήμα 7.3. Το ισοδύναμο H δίθυρο.

Με όμοιο τρόπο σκεφτόμαστε ότι στην έξοδο (εξίσωση 7.7) πρέπει να τοποθετήσουμε έναν διαιρέτη ρεύματος του ρεύματος εξόδου i_2 σε δύο ρεύματα: (α) Το $h_{21}i_1$ το οποίο είναι μία

εξαρτημένη πηγή ρεύματος του i_2 από το i_1 και (β) το $h_{22}v_2$ το οποίο είναι ένα ρεύμα που διαρρέει μια αντίσταση με αγωγιμότητα h_{22}.

Αν παραγωγίσουμε την εξίσωση (7.6) ως προς i_1 και θεωρώντας ότι η τάση εξόδου v_2 είναι σταθερή (δεν εξαρτάται από το i_1) θα προκύψει ο τρόπος μέτρησης της υβριδικής παραμέτρου h_{11}. Ομοίως, αν παραγωγίσουμε την ίδια εξίσωση ως προς v_2 θεωρώντας το ρεύμα εισόδου i_1 σταθερό (ανεξάρτητο του v_2) τότε θα προκύψει ο τρόπος που θα μετρήσουμε την h_{12}. Παρόμοια αποτελέσματα για τις μετρήσεις των h_{21} και h_{22} θα προκύψουν αν παραγωγίσουμε την εξίσωση (7.7) ως προς i_1 και v_2 αντίστοιχα:
Με παρόμοιο τρόπο προκύπτουν οι εξισώσεις (7.8) για τις παραμέτρους h_{21} και h_{22}.

$$h_{11} = \left.\frac{dv_1}{di_1}\right|_{v_2=\text{σταθερό}} \qquad h_{12} = \left.\frac{dv_1}{dv_2}\right|_{i_1=\text{σταθερό}}$$
$$h_{21} = \left.\frac{di_2}{di_1}\right|_{v_2=\text{σταθερό}} \qquad h_{22} = \left.\frac{di_2}{dv_2}\right|_{i_1=\text{σταθερό}} \tag{7.8}$$

Μία απλοποιημένη έκφραση των τεσσάρων προηγούμενων σχέσεων της (7.8) θα δώσει σε απλοποιημένη μορφή τους ορισμούς των υβριδικών παραμέτρων οι οποίες παρουσιάζονται στην (7.9). Μια φυσική εξήγηση είναι η ακόλουθη:

Αν βραχυκυκλώσουμε την έξοδο, δηλαδή αν θέσουμε $v_2=0$, τότε από την (7.6) προκύπτει ο ορισμός για την παράμετρο h_{11} και από την (7.7) προκύπτει ο ορισμός για την παράμετρο h_{21}. Ομοίως, αν ανοικτοκυκλώσουμε την είσοδο, δηλαδή αν θέσουμε $i_1=0$, προκύπτουν οι ορισμοί για τις παραμέτρους h_{12} και h_{22} από τις εξισώσεις (7.6) και (7.7) αντίσοιχα:

$$h_{11} = \left.\frac{v_1}{i_1}\right|_{v_2=0} \qquad h_{12} = \left.\frac{v_1}{v_2}\right|_{i_1=0}$$
$$h_{21} = \left.\frac{i_2}{i_1}\right|_{v_2=0} \qquad h_{22} = \left.\frac{i_2}{v_2}\right|_{i_1=0} \tag{7.9}$$

Από τις σχέσεις (7.9) είναι κατανοητό ότι το πρότυπο ονομάζεται υβριδικό επειδή οι h-παράμετροι έχουν διαφορετικές διαστάσεις. Η παράμετρος h_{11} έχει διαστάσεις αντίστασης. Η παράμετρος h_{12} είναι καθαρός αριθμός. Η παράμετρος h_{21} είναι καθαρός αριθμός. Η παράμετρος h_{22} έχει διαστάσεις αγωγιμότητας. Όλες οι παράμετροι έχουν φυσική σημασία:

Η παράμετρος h_{11} είναι ο λόγος της τάσης εισόδου προς το ρεύμα εισόδου όταν η τάση εξόδου είναι μηδέν. Αλλιώς, είναι η σύνθετη αντίσταση εισόδου (input) με βραχυκυκλωμένη την έξοδο. Γι' αυτό την ονομάζουμε h input.

Η παράμετρος h_{12} είναι ο λόγος της τάσης εισόδου προς την τάση εισόδου όταν το ρεύμα εξόδου είναι μηδέν. Αλλιώς, είναι το ανάστροφο (reverse) κέρδος τάσης με ανοικτοκυκλωμένη την έξοδο. Γι' αυτό την ονομάζουμε h reverse. Η έννοια του ανάστροφου κέρδους έχει να κάνει με το λόγο είσοδος/έξοδος.

Η παράμετρος h_{21} είναι ο λόγος του ρεύματος εξόδου προς το ρεύμα εισόδου όταν η τάση εξόδου είναι μηδέν. Αλλιώς, είναι το κέρδος (ευθύ = forward) ρεύματος βραχυκυκλωμένη την έξοδο. Γι' αυτό την ονομάζουμε h forward.

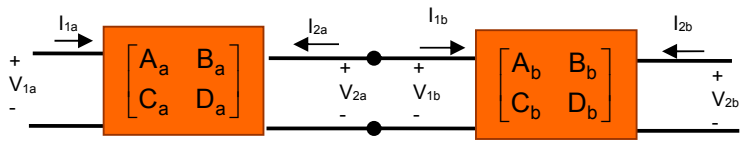
Η παράμετρος h_{22} είναι ο λόγος του ρεύματος εξόδου προς την τάση εξόδου όταν το ρεύμα εξόδου είναι μηδέν. Αλλιώς, είναι η αγωγιμότητα εξόδου με ανοικτοκυκλωμένη την έξοδο. Γι' αυτό την ονομάζουμε h output.

$$h_{11} = \left.\frac{v_1}{i_1}\right|_{v_2=0} = h_i \quad h_{12} = \left.\frac{v_1}{v_2}\right|_{i_1=0} = h_r$$
$$h_{21} = \left.\frac{i_2}{i_1}\right|_{v_2=0} = h_f \quad h_{22} = \left.\frac{i_2}{v_2}\right|_{i_1=0} = h_o \tag{7.10}$$

7.3.4. Ο πίνακας ABCD παραμέτρων

Η αναπαράσταση ABCD θεωρεί ως εξαρτημένες μεταβλητές το ρεύμα και την τάση εισόδου. Ως ανεξάρτητες μεταβλητές θεωρούνται το ρεύμα και η τάση εξόδου.

$$\begin{bmatrix} v_1 \\ i_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} v_2 \\ i_2 \end{bmatrix} \qquad 7.11$$



Σχήμα 7.4. Δίθυρα ABCD συνδεδεμένα σε σειρά.

Από το σχήμα 7.4 φαίνεται ότι $V_{2a}=V_{1b}$ και $i_{2a}=-i_{2b}$. Οι παράμετροι A,B,C,D δεν έχουν όλες φυσική σημασία. Παρατηρούμε όμως ότι η αναπαράσταση ABCD είναι πολύ χρήσιμη όταν θέλουμε να βρούμε τον ολικό πίνακα ABCD σε μία συνδεσμολογία N διθύρων συνδεδεμένων σε σειρά. Αυτό μπορεί να γίνει αν τροποποιήσουμε τη σχέση (7.5) στην ακόλουθη:

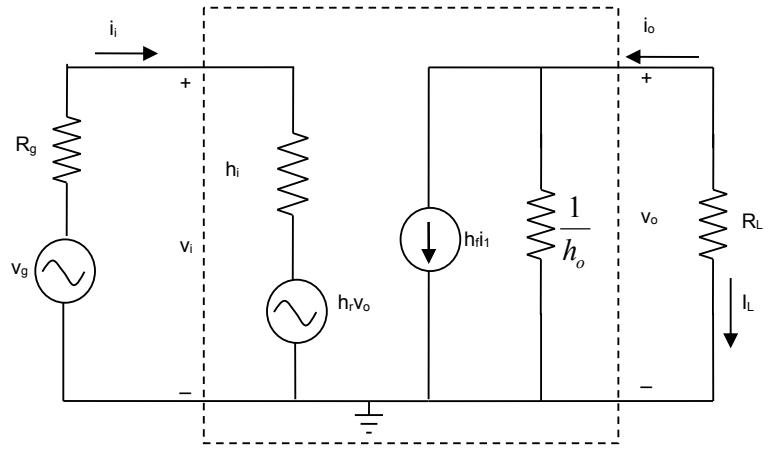
$$\begin{bmatrix} v_1 \\ i_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} v_2 \\ -i_2 \end{bmatrix} \qquad 7.12$$

Τότε, ο ισοδύναμος ABCD πίνακας βρίσκεται με πολλαπλασιασμό πινάκων.

$$\begin{bmatrix} v_{1a} \\ i_{1a} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_a & B_a \\ C_a & D_a \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} v_{2a} \\ -i_{2a} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_a & B_a \\ C_a & D_a \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} v_{1b} \\ i_{1b} \end{bmatrix} = \\ = \begin{bmatrix} A_a & B_a \\ C_a & D_a \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_b & B_b \\ C_b & D_b \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} v_{2b} \\ -i_{2b} \end{bmatrix} \qquad 7.13$$

7.4. Γενικευμένο υβριδικό πρότυπο

Χρησιμοποιώντας τις σχέσεις (7.10) και το κύκλωμα του σχήματος 7.3 σχεδιάζουμε το γενικευμένο υβριδικό πρότυπο του σχήματος 7.5. Το κύκλωμα αυτό τερματίζεται με την αντίσταση φορτίου R_L αφού κάθε δίθυρο συνδέεται με ένα άλλο δίθυρο στην έξοδο, το οποίο εδώ το ονομάζουμε φορτίο και έχει σύνθετη αντίσταση εισόδου R_L η οποία για το δίθυρό μας θα τοποθετηθεί στην έξοδο. Ομοίως, στην είσοδο συνδέουμε μία πηγή v_g με εσωτερική αντίσταση R_g. Η πηγή αυτή θα δώσει το σήμα επεξεργασίας (το AC σήμα) από το δίθυρο. Συνήθως την εσωτερική της αντίσταση τη θεωρούμε μηδενική.



Σχήμα 7.5. Το ισοδύναμο γενικευμένο κύκλωμα.

Εφαρμόζοντας το νόμο τάσεων του Kirchhoff για την τάση εισόδου και το νόμο του Ohm, λαμβάνουμε την εξίσωση (7.14) η οποία προκύπτει και από την (7.6).

$$v_i = h_i \cdot i_i + h_r \cdot v_o \qquad \textbf{7.14}$$

Εφαρμόζοντας το νόμο ρευμάτων του Kirchhoff για το ρεύμα εξόδου και το νόμο του Ohm για την αγωγιμότητα, λαμβάνουμε την (7.15) η οποία προκύπτει και από την (7.7).

$$i_o = h_f \cdot i_i + h_o \cdot v_o \qquad \textbf{7.15}$$

Εφαρμόζοντας το νόμο του Ohm για το φορτίο προκύπτει:

$$v_o = i_L \cdot R_L = -i_o \cdot R_L \qquad \textbf{7.16}$$

Παρατηρούμε ότι το ρεύμα στο φορτίο έχει φορά προς τη γή και αυτή είναι αντίθετη από τη φορά το ρεύματος εξόδου του διθύρου που πάντα το θεωρούμε να εισέρχετε στο δίθυρο.

7.4.1. Κέρδος Ρεύματος

Διαιρώντας την (7.15) με i_i και αντικαθιστώντας στη v_o την (7.15), προκύπτει:

$$\frac{i_o}{i_i} = h_f + h_o \frac{v_o}{i_i} \Rightarrow \frac{i_o}{i_i} = h_f - h_o \frac{i_o}{i_i} R_L \Rightarrow \frac{i_o}{i_i}(1 + h_o \cdot R_L) = h_f \Rightarrow$$

$$A_I = \frac{i_o}{i_i} = \frac{h_f}{1 + h_o \cdot R_L} \qquad \textbf{7.17}$$

Αν R_L>>1/h_o τότε h_o R_L>>1 και η (7.17) γίνεται:

$$A_I = \frac{i_o}{i_i} = \frac{h_f}{h_o \cdot R_L} \qquad \textbf{7.18}$$

Αν $h_o \to 0$ τότε η αντίσταση 1/h_o είναι άπειρη και επομένως δεν διαρρέεται από ρεύμα και μπορούμε να θεωρήσουμε τα άκρα της ανοικτοκυκλωμένα (δεν υπάρχει αντίσταση). Τότε η (7.17) γίνεται:

$$A_I = \frac{i_o}{i_i} = h_f \qquad \textbf{7.19}$$

Αν R_L=0 τότε προκύπτει πάλι η σχέση (7.19). Αυτή η σχέση ταυτίζεται με τον ορισμό της h_f ως κέρδος ρεύματος με βραχυκυκλωμένη την έξοδο (R_L=0).

7.4.2. Κέρδος Τάσης

Διαιρώντας την (7.14) με v_o και αντικαθιστώντας την (7.16), προκύπτει:

$$\frac{v_i}{v_o} = h_i \cdot \frac{i_i}{v_o} + h_r \Rightarrow \frac{v_i}{v_o} = -h_i \cdot \frac{i_i}{i_o \cdot R_L} + h_r$$

Αντικαθιστώντας την (7.17) έχουμε

$$\frac{v_i}{v_o} = -h_i \cdot \frac{1 + h_o \cdot R_L}{h_f \cdot R_L} + h_r \Rightarrow \frac{v_i}{v_o} = \frac{-h_i - h_i \cdot h_o \cdot R_L + h_r \cdot h_f \cdot R_L}{h_f \cdot R_L} \Rightarrow$$

$$A_v = \frac{v_o}{v_i} = -\frac{h_f \cdot R_L}{h_i + (h_i \cdot h_o - h_r \cdot h_f) \cdot R_L}$$

Θέτουμε

$$\Delta h = h_i \cdot h_o - h_r \cdot h_f \qquad \textbf{7.20}$$

και το κέρδος τάσης είναι:

$$A_v = \frac{v_o}{v_i} = -\frac{h_f \cdot R_L}{h_i + \Delta h \cdot R_L} = -\frac{h_f}{\frac{h_i}{R_L} + h_i \cdot h_o - h_r \cdot h_f} \qquad \textbf{7.21}$$

που ισοδύναμα γράφεται:

Αν $R_L \to \infty$ η (7.21) γίνεται:

$$A_v = \frac{v_o}{v_i} = -\frac{h_f}{h_i \cdot h_o - h_r \cdot h_f}$$

Αν h_r=0 η (7.21) γίνεται:

$$A_v = \frac{v_o}{v_i} = -\frac{h_f \cdot R_L}{h_i(1 + h_o \cdot R_L)} \qquad \textbf{7.22}$$

Αν $h_r = 0$ και $h_o = 0$ η (7.22) γίνεται:

$$A_v = \frac{v_o}{v_i} = -\frac{h_f \cdot R_L}{h_i} \qquad \textbf{7.23}$$

Αν $h_r = 0$ και $R_L \to \infty$ $\left(R_L >> \frac{1}{h_o}\right)$ η (7.21) ή η (7.22) γίνεται:

$$A_v = \frac{v_o}{v_i} = -\frac{h_f}{h_i \cdot h_o} \qquad \textbf{7.24}$$

Όπως παρατηρούμε, οι (7.23) και (7.24) ταυτίζονται.

7.4.3. Σύνθετη αντίσταση εισόδου

Έχουμε ορίσει την $h_i = h_{11}$ ως αντίσταση εισόδου του τρανζίστορ με βραχυκυκλωμένη την έξοδο. Αναζητάμε τώρα τη σύνθετη αντίσταση εισόδου όταν στην έξοδο δεν έχουμε μηδενικό φορτίο, αλλά φορτίο R_L. Την πηγή v_g την αγνοούμε αφού ψάχνουμε την αντίσταση εισόδου του διθύρου. Δηλαδή «βλέπουμε» από το σημείο που εφαρμόζεται η v_i προς την έξοδο. Από την είσοδο «βλέπουμε» την R_L.

Από την (7.14) διαιρώντας με i_i, και αντικαθιστώντας το v_o από την (7.16) προκύπτει:

$$R_i = \frac{v_i}{i_i} = h_i + h_r \cdot \frac{v_o}{i_i} \Rightarrow R_i = \frac{v_i}{i_i} = h_i - h_r \cdot \frac{i_o \cdot R_L}{i_i}$$

Αντικαθιστώντας την (7.17)

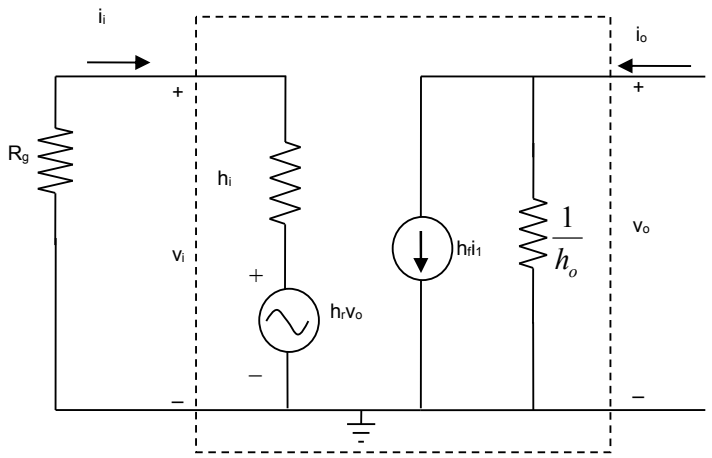
$$R_i = \frac{v_i}{i_i} = h_i - h_r \cdot \frac{h_f}{1 + h_o \cdot R_L} \cdot R_L$$

$$R_i = \frac{v_i}{i_i} = \frac{h_i + \Delta h \cdot R_L}{1 + h_o \cdot R_L} \qquad \textbf{7.25}$$

Αν R_L είναι μηδενική, δηλαδή αν βραχυκυκλώσουμε την έξοδο, τότε θα προκύψει ο ορισμός για την h_i.

7.4.4. Σύνθετη αντίσταση εξόδου

Έχουμε ορίσει την $h_o = h_{22}$ ως σύνθετη αγωγιμότητα εξόδου, με ανοικτοκυκλωμένη την είσοδο, δηλαδή άνευ πηγής. Αν τοποθετήσουμε την πηγή, τότε «βλέποντας» από τα άκρα όπου εφαρμόζεται η v_o προς τα πίσω, θα δούμε την αντίσταση εξόδου να εξαρτάται από την εσωτερική αντίσταση της πηγής, αλλά όχι από το φορτίο.



Σχήμα 7.6. Υπολογισμός σύνθετης αντίστασης εξόδου.

Οι εξισώσεις που προκύπτουν εφαρμόζοντας τους κανόνες Kirchhoff στο σχήμα 7.6 είναι οι ακόλουθες:

$$h_r \cdot v_o = -i_i\left(R_g + h_i\right) \qquad \textbf{7.26}$$

$$i_o = h_f \cdot i_i + h_o \cdot v_o \qquad \textbf{7.27}$$

Για να βρούμε την αντίσταση εξόδου, βραχυκυκλώνουμε την πηγή, αφού είναι ανεξάρτητη από το είδος του σήματος αλλά εξαρτάται από την εσωτερική αντίσταση της πηγής. Διαιρώντας την (7.27) με i_o και αντικαθιστώντας την (7.26), θα προκύψει:

$$1 = h_f \cdot \frac{i_i}{i_o} + h_o \cdot \frac{v_o}{i_o} \Rightarrow 1 = -h_f \cdot \frac{h_r}{R_g + h_i} \cdot \frac{v_o}{i_o} + h_o \cdot \frac{v_o}{i_o} \Rightarrow \frac{v_o}{i_o} = \frac{1}{h_o - \dfrac{h_f \cdot h_r}{h_i + R_g}}$$

$$R_o = \frac{v_o}{i_o} = \frac{h_i + R_g}{h_o\left(h_i + R_g\right) - h_f \cdot h_r} = \frac{h_i + R_g}{h_o \cdot R_g + \Delta h} \qquad \textbf{7.28}$$

Παρατηρούμε ότι η σύνθετη αντίσταση εξόδου, ταυτίζεται με τη σύνθετη αντίσταση εξόδου με ανοικτοκυκλωμένη την είσοδο: $1/h_o$, αν $h_r=0$.

7.5. Ισοδύναμο Ενισχυτή Κοινής Βάσης

Σε ένα κύκλωμα ενισχυτή με τρανζίστορ, οι DC πηγές τάσης έχουν μοναδικό προορισμό να καθορίσουν το σημείο ηρεμίας πάνω στις χαρακτηριστικές του τρανζίστορ και να παρέχουν τις σωστές DC τιμές ρεύματος (IB, IC) και τάσης (VCE) για τη λειτουργία του ενισχυτή.

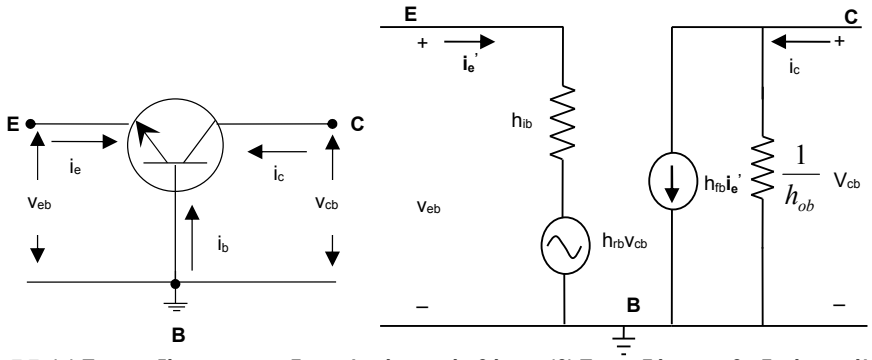
7.5.1. Ισοδύναμο Ενισχυτή Κοινής Βάσης σε πολύ χαμηλές συχνότητες

Ας ξεκινήσουμε με το ισοδύναμο μοντέλο ενός τρανζίστορ σε συνδεσμολογία κοινής βάσης όπως φαίνεται στο σχήμα 7.7(α).

Αν συγκρίνουμε το σχήμα (7.5) με το (7.7β), παρατηρούμε ότι το μόνο που αλλάζει είναι οι δείκτες. Η τάση εισόδου (input) έγινε τάση μεταξύ εκπομπού και βάσης (Emmiter-Base), το ρεύμα εισόδου (input) έγινε ρεύμα εκπομπού (emmiter), η τάση εξόδου (output) έγινε τάση μεταξύ συλλέκτη και βάσης (Collector-Base) και το ρεύμα εξόδου (output) έγινε ρεύμα συλλέκτη (C). Παρατηρούμε επίσης, ότι όλες οι υβριδικές παράμετροι συνοδεύονται από το δείκτη b για να δηλώσουμε ότι ο κατασκευαστής πρέπει να μας δώσει τις υβριδικές παραμέτρους για συνδεσμολογία κοινής βάσης, προκειμένου να αναλύσουμε το κύκλωμα με τη βοήθεια του υβριδικού μοντέλου. Ο κατασκευαστής δίνει αυτές τις παραμέτρους και γιαυτό θεωρούνται γνωστές: h_{ib}, h_{rb}, h_{fb}, h_{ob}. Οι σχέσεις (7.6) και (7.7) γίνονται:

$$v_{eb} = h_{ib} \cdot i_e + h_{rb} \cdot v_{cb} \qquad \textbf{7.29}$$

$$i_c = h_{fb} \cdot i_e + h_{ob} \cdot v_{cb} \qquad \textbf{7.30}$$



Σχήμα 7.7. (α) Το τρανζίστορ σε συνδεσμολογία κοινής βάσης, (β) Το ισοδύναμο υβριδικό μοντέλο.

Από τις σχέσεις (7.29) και (7.30) προκύπτουν με παραγώγιση οι ορισμοί και ο τρόπος μέτρησης των παραμέτρων του υβριδικού κυκλώματος οι οποίες ακολουθούν:

$$h_{ib} = \left.\frac{v_{eb}}{i_c}\right|_{v_{cb}=\sigma\tau\alpha\theta.} \qquad h_{rb} = \left.\frac{v_{eb}}{v_{cb}}\right|_{i_e=\sigma\tau\alpha\theta.}$$
$$h_{fb} = \left.\frac{i_c}{i_e}\right|_{v_{cb}=\sigma\tau\alpha\theta.} \qquad h_{ob} = \left.\frac{i_c}{v_{cb}}\right|_{i_c=\sigma\tau\alpha\theta.} \qquad \textbf{7.31}$$

Για τη μέτρηση των παραμέτρων μπορούμε στη θέση των μικρών μεταβολών να χρησιμοποιήσουμε εναλλασσόμενες τάσεις και ρεύματα μικρού πλάτους που υπερθέτουμε σε ένα κύκλωμα που είναι σε κατάσταση ηρεμίας. Αυτό σημαίνει ότι οι τιμές που θα προκύψουν είναι σωστές μόνο για την κατάσταση ηρεμίας με την οποία μετρήσθηκαν. Παράδειγμα εφαρμογής αυτής της συνθήκης παρουσιάζεται στην παράγραφο 7.6.1.

Οι (7.17) και (7.21) ισχύουν και γράφονται:

$$A_I = \frac{h_{fb}}{1 + h_{ob} \cdot R_L} \qquad \textbf{7.17}$$

$$A_V = -\frac{h_{fb} \cdot R_L}{h_{ib} + \Delta h \cdot R_L} \qquad \textbf{7.21}$$

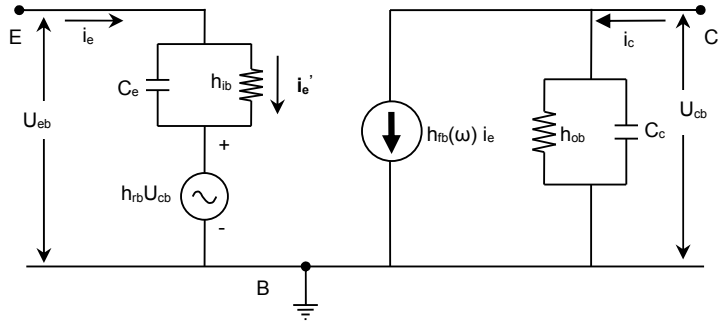
όπου $\Delta h = h_{ib} \cdot h_{ob} - h_{rb} \cdot h_{fb}$

7.5.2. Ισοδύναμο Ενισχυτή Κοινής Βάσης με την επίδραση των πυκνωτών

Γνωρίζουμε ότι ένας ενισχυτής δεν έχει σταθερό κέρδος. Το κέρδος ρεύματος για παράδειγμα εξαρτάται από τη συχνότητα. Ας υποθέσουμε ότι το ρεύμα εξόδου είναι 10πλάσιο από το ρεύμα εισόδου για τη συχνότητα των 1KHz. Αυτό δεν συμβαίνει για οποιαδήποτε συχνότητα. Υπάρχει λοιπόν κάτι, που κάνει τη συμπεριφορά του τρανζίστορ να εξαρτάται από τη συχνότητα. Στο σχήμα 7.7(β) δεν υπάρχει κανένα στοιχείο του κυκλώματος που εξαρτάται από τη συχνότητα. Στο σχήμα 7.8, υπάρχουν! Πράγματι, αν μετρήσουμε την είσοδο του κυκλώματος 7.7(α) με ένα καπασιτόμετρο, θα μετρήσουμε μία χωρητικότητα ίση με C_e. Αντίστοιχα, η χωρητικότητα εξόδου ισούται με C_c. Έτσι, λοιπόν, προκύπτει το σχήμα 7.8, όπου παρατηρούμε ότι η εξαρτημένη πηγή ρεύματος στο κύκλωμα εξόδου δεν είναι σταθερή $h_{fe}\mathbf{i_e}'$ αλλά εξαρτάται από τη συχνότητα $h_{fe}(\omega)i_e$. Προσοχή εδώ, το πρώτο ρεύμα $\mathbf{i_e}'$ είναι αυτό του σχήματος 7.7 το οποίο διαρρέεει την h_{ib} ενώ το δεύτερο ρεύμα i_e είναι αυτό του σχήματος 7.8 το οποίο διαρρέει τον παράλληλο συνδυασμό h_{ib}, C_e. Και τα δύο όμως, είναι ρεύματα εισόδου για τα αντίστοιχα κυκλώματα.

$$\left.\begin{aligned} h_{fb} &= \frac{i_c}{i'_e} \\ h_{fb}(\omega) &= \frac{i_c}{i_e} \end{aligned}\right\} \Rightarrow h_{fb}(\omega)\cdot i_e = h_{fb}\cdot i'_e \Rightarrow \frac{h_{fb}(\omega)}{h_{fb}} = \frac{i'_e}{i_e} \qquad \textbf{7.32}$$

Στα στοιχεία C_e και h_{ib} εφαρμόζεται το ίδιο δυναμικό. Αυτό μας επιτρέπει να εφαρμόσουμε διαιρέτη ρεύματος (λόγος αγωγιμοτήτων):



Σχήμα 7.8. Λαμβάνοντας υπ' όψην τις εσωτερικές χωρητικότητες, το ισοδύναμο υβριδικό κύκλωμα του τρανζίστορ σε συνδεσμολογία κοινής βάσης.

$$\frac{i'_e}{i_e} = \frac{\dfrac{1}{h_{ib}}}{\dfrac{1}{h_{ib}} + j\omega\cdot C_e} \qquad \textbf{7.33}$$

Εξισώνοντας τις (7.32) και (7.33) προκύπτει:

$$h_{fb}(\omega) = \frac{h_{fb}}{1 + j\dfrac{\omega}{\omega_\alpha}} \qquad \textbf{7.34}$$

όπου

$$\omega_\alpha = \frac{1}{h_{ib}\cdot C_e} \qquad \textbf{7.35}$$

Η σχέση (7.34) είναι η συνάρτηση μεταφοράς ενός ενεργού βαθυπερατού φίλτρου με μέγιστο κέρδος (DC κέρδος) h_{fb} και συχνότητα αποκοπής (συχνότητα -3dB) ίση με ω_α.
Αν αντικαταστήσουμε την (7.32) στην (7.17) θα προκύψει επίσης η συνάρτηση μεταφοράς ενός ενεργού βαθυπερατού φίλτρου της οποίας η γραφική παράσταση παρουσιάζεται στο σχήμα 7.14.

$$A_I = \frac{i_c}{i_e} = \frac{\dfrac{h_{fb}}{1 + h_{ob}\cdot R_L}}{1 + j\dfrac{\omega}{\omega_\alpha}} \qquad \textbf{7.36}$$

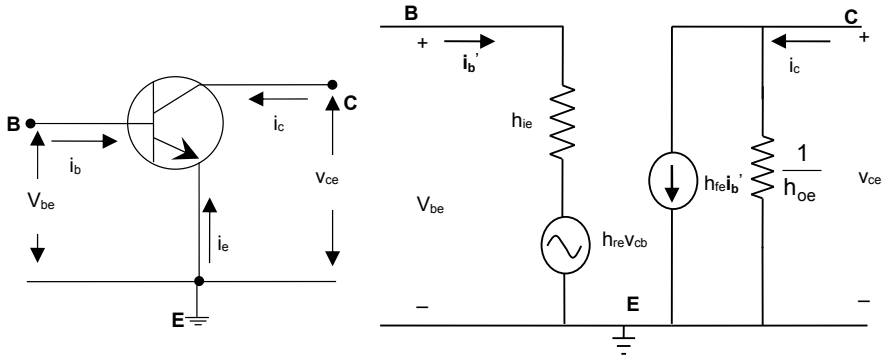
Ομοίως αν αντικαταστήσουμε την (7.34) στην (7.24), με τις προσεγγίσεις $h_r \approx 0$ και $R_L >> \dfrac{1}{h_o}$ προκύπτει η συνάρτηση μεταφοράς:

$$A_v = \frac{v_c}{v_e} = -\frac{\dfrac{h_{fb}}{h_{ib}\cdot h_{ob}}}{1 + j\dfrac{\omega}{\omega_\alpha}} = -\frac{\dfrac{h_{fb}\cdot R_L}{h_{ib}}}{1 + j\dfrac{\omega}{\omega_\alpha}} \qquad \textbf{7.37}$$

7.6. Ισοδύναμο Ενισχυτή Κοινού Εκπομπού

7.6.1. Ισοδύναμο Ενισχυτή σε πολύ χαμηλές συχνότητες

Σε αντιστοιχία με την παράγραφο 7.4, στο σχήμα 7.9 παρουσιάζεται ένα BJT σε συνδεσμολογία κοινού εκπομπού, με το ισοδύναμο μοντέλο του το οποίο δεν έχει εξάρτηση από τη συχνότητα αφού θεωρούμε ότι η συχνότητα του σήματος εισόδου είναι πολύ χαμηλή, σχεδόν DC (όχι DC).



Σχήμα 7.9. (α) Το τρανζίστορ σε συνδεσμολογία κοινού εκπομπού, (β) Το ισοδύναμο υβριδικό μοντέλο.

Οι υβριδικές παράμετροι τώρα συνοδεύονται από το δείκτη e για να δηλώσουμε ότι ο κατασκευαστής πρέπει να μας δώσει τις υβριδικές παραμέτρους για συνδεσμολογία κοινού εκπομπού, προκειμένου να αναλύσουμε το κύκλωμα με τη βοήθεια του υβριδικού μοντέλου. Ο κατασκευαστής δίνει αυτές τις παραμέτρους και γι' αυτό θεωρούνται γνωστές: h_{ie}, h_{re}, h_{fe}, h_{oe}.

$$v_{be} = h_{ie} \cdot i_b + h_{re} \cdot v_{ce} \qquad \textbf{7.38}$$

$$i_c = h_{fe} \cdot i_b + h_{oe} \cdot v_{ce} \qquad \textbf{7.39}$$

Από τις σχέσεις (7.38) και (7.39) προκύπτουν με παραγώγιση οι ορισμοί και ο τρόπος μέτρησης των παραμέτρων του υβριδικού κυκλώματος, που είναι:

$$h_{ie} = \left.\frac{v_{be}}{i_b}\right|_{v_{ce}=\sigma\tau\alpha\theta.} \qquad h_{re} = \left.\frac{v_{be}}{v_{cb}}\right|_{i_b=\sigma\tau\alpha\theta.}$$
$$h_{fe} = \left.\frac{i_c}{i_b}\right|_{v_{ce}=\sigma\tau\alpha\theta.} \qquad h_{oe} = \left.\frac{i_c}{v_{ce}}\right|_{i_b=\sigma\tau\alpha\theta.} \qquad \textbf{7.40}$$

Στο σχήμα 7.10 δίνονται οι στατικές χαρακτηριστικές κοινού εκπομπού ενός τρανζίστορ. Το τρανζίστορ αυτό είανι συνδεδεμένο σε κύκλωμα ενισχυτή κοινού εκπομπού με αντίσταση φορτίου R_C με σημείο ηρεμίας I_{CQ}, V_{CEQ}.

Οι (7.17) και (7.21) ισχύουν και γράφονται:

$$A_I = \frac{h_{fe}}{1 + h_{oe} \cdot R_L} \qquad \textbf{7.17}$$

$$A_v = -\frac{h_{fe} \cdot R_L}{h_{be} + \Delta h \cdot R_L} \qquad \textbf{7.21}$$

όπου $\Delta h = h_{ie} \cdot h_{oe} - h_{re} \cdot h_{fe}$

Υβριδικές Παράμετροι.

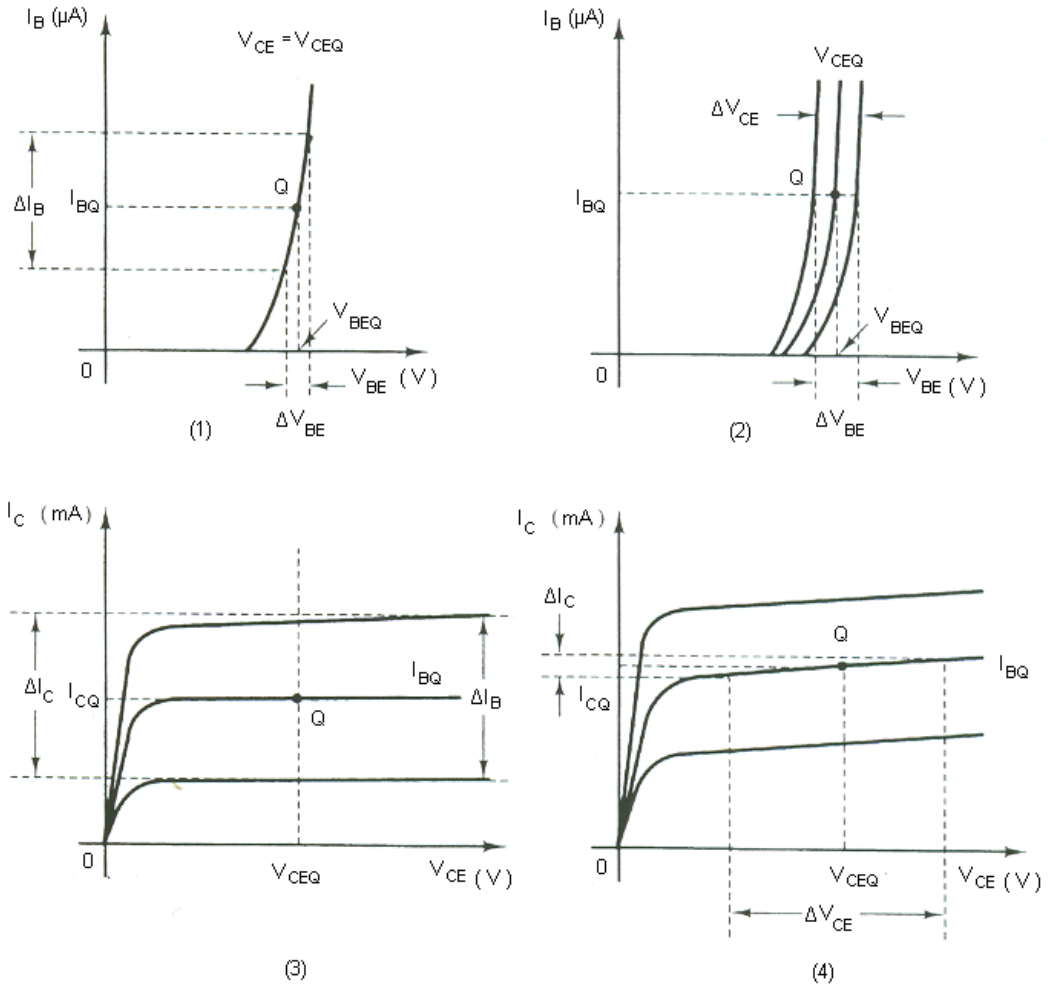
Συνδεσμολογία Κοινού Εκπομπού

Α) Εσωτερική Αντίσταση εισόδου: $h_{ie} = \frac{\Delta V_{be}}{\Delta I_b}$ με V_{ce} σταθ. (**Διάγραμμα 1**)

Β) Εσωτερική Αγωγιμότητα εξόδου: $h_{oe} = \frac{\Delta I_c}{\Delta V_{ce}}$ με I_b σταθ. (**Διάγραμμα 4**)

Γ) Ανάστροφο Κέρδος Τάσης: $h_{re} = \frac{\Delta V_{be}}{\Delta V_{ce}}$ με I_b σταθ. (**Διάγραμμα 2**)

Δ) Κανονικό Κέρδος Ρεύματος: $h_{fe} = \frac{\Delta I_c}{\Delta I_b}$ με V_{ce} σταθ. (**Διάγραμμα 3**)



Σχήμα 7.10. Υπολογισμός υβριδικών παραμέτρων. Συνδεσμολογία κοινού εκπομπού.

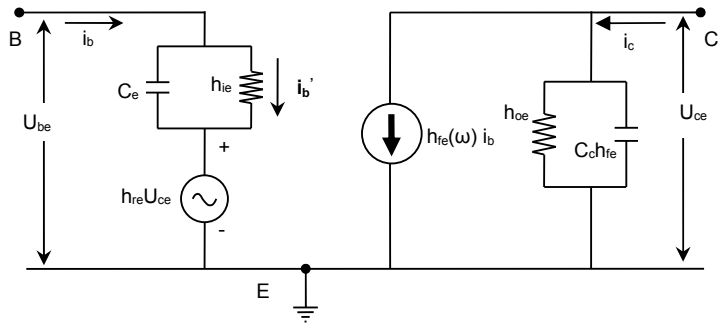
7.6.2. Ισοδύναμο Ενισχυτή σε υψηλές συχνότητες

Το υβριδικό ισοδύναμο του σχήματος 7.9 δεν είναι γενικά εξαρτώμενο από τη συχνότητα. Το ισοδύναμο κύκλωμα του σχήματος 7.11 έχει συμπεριφορά η οποία εξαρτάται από τη συχνότητα λόγω των εισερχόμενων χωρητικοτήτων.

$$\left.\begin{aligned} h_{fe} &= \frac{i_c}{i_b'} \\ h_{fb}(\omega) &= \frac{i_c}{i_b} \end{aligned}\right\} \Rightarrow h_{fe}(\omega)\cdot i_b = h_{fe}\cdot i_b' \Rightarrow \frac{h_{fe}(\omega)}{h_{fe}} = \frac{i_b'}{i_b} \qquad \textbf{7.41}$$

Στα στοιχεία C_e και h_{ie} εφαρμόζεται το ίδιο δυναμικό. Αυτό μας επιτρέπει να εφαρμόσουμε διαιρέτη ρεύματος (λόγος αγωγιμοτήτων):

$$\frac{i_b'}{i_b} = \frac{\dfrac{1}{h_{ie}}}{\dfrac{1}{h_{ie}} + j\omega\cdot C_e} \qquad \textbf{7.42}$$



Σχήμα 7.11. Λαμβάνοντας υπ' όψην τις εσωτερικές χωρητικότητες, το ισοδύναμο υβριδικό κύκλωμα του τρανζίστορ σε συνδεσμολογία κοινού εκπομπού.

Εξισώνοντας τις (7.41) και (7.42) προκύπτει:

$$h_{fe}(\omega) = \frac{h_{fe}}{1 + j\dfrac{\omega}{\omega_\beta}} \qquad \textbf{7.43}$$

όπου

$$\omega_\beta = \frac{1}{h_{ie}\cdot C_e} \qquad \textbf{7.44}$$

Η σχέση (7.43) είναι η συνάρτηση μεταφοράς ενός ενεργού βαθυπερατού φίλτρου με μέγιστο κέρδος (DC κέρδος) h_{fe} και συχνότητα αποκοπής (συχνότητα -3dB) ίση με ω_β.
Οι (7.17) και (7.21) ισχύουν και γράφονται:

$$A_I = \frac{h_{fe}(\omega)}{1 + h_{oe}\cdot R_L} = \frac{\dfrac{h_{fe}}{1 + h_{oe}\cdot R_L}}{1 + j\dfrac{\omega}{\omega_\beta}}$$

$$A_v = -\frac{h_{fe}(\omega)\cdot R_L}{h_{be} + \Delta h\cdot R_L} = -\frac{\dfrac{h_{fe}\cdot R_L}{h_{be} + \Delta h\cdot R_L}}{1 + j\dfrac{\omega}{\omega_\beta}}$$

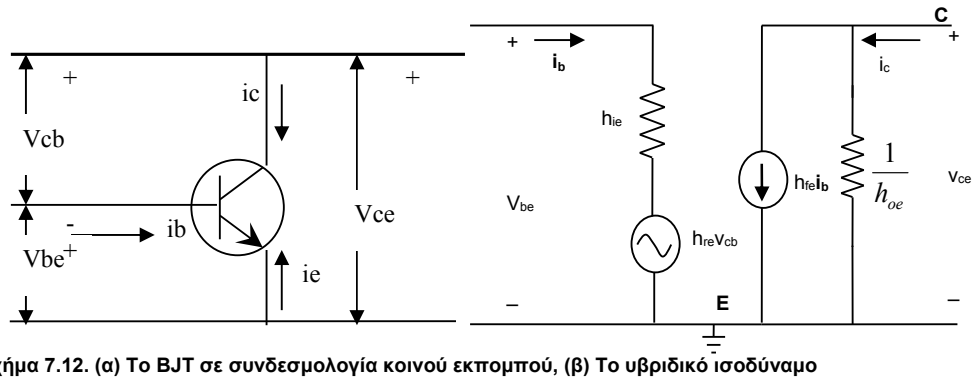
όπου $\Delta h = h_{ie}\cdot h_{oe} - h_{re}\cdot h_{fe}$

Στο σχήμα (7.15) βλέπουμε τη συνάρτηση μεταφοράς για το κέρδος ρεύματος A_I και συμπεραίνουμε ότι το κύκλωμα συμπεριφέρεται σαν ένα ενεργό βαθυπερατό φίλτρο.

7.7. Μετατροπές h παραμέτρων

Στο σχήμα 7.12 παρουσιάζεται ένα τρανζίστορ σε συνδεσμολογία κοινού εκπομπού με τα δυναμικά μεταξύ των ακροδεκτών και τα ρεύματα που εισέρχονται στους 3 ακροδέκτες C, B και E.

Εφαρμόζουμε τους νόμους ρευμάτων και τάσεων του Kirchhoff:



Σχήμα 7.12. (α) Το BJT σε συνδεσμολογία κοινού εκπομπού, (β) Το υβριδικό ισοδύναμο

$$i_c + i_b + i_e = 0 \qquad \textbf{7.45}$$

$$v_{ce} = v_{cb} + v_{be} \qquad \textbf{7.46}$$

Οι εξισώσεις του υβριδικού μοντέλου σύμφωνα με το σχήμα 7.12(β) είναι:

$$v_{be} = h_{ie} \cdot i_b + h_{re} \cdot v_{ce} \qquad \textbf{7.47}$$

$$i_c = h_{fe} \cdot i_b + h_{oe} \cdot v_{ce} \qquad \textbf{7.48}$$

Αντικαθιστώντας το i_b από την (7.41) και το v_{ce} από την (7.42) στις (7.43) και (7.44) προκύπτουν οι ακόλουθες εξισώσεις

$$v_{be} = -h_{ie} \cdot i_c - h_{ie} \cdot i_e + h_{re} \cdot v_{cb} + h_{re} \cdot v_{be} \Rightarrow v_{be}(1 - h_{re}) = -h_{ie} \cdot i_c - h_{ie} \cdot i_e + h_{re} \cdot v_{cb}$$

$$i_c = -h_{fe} \cdot i_c - h_{fe} \cdot i_e + h_{oe} \cdot v_{cb} + h_{oe} \cdot v_{be} \Rightarrow h_{oe} \cdot v_{be} = i_c + h_{fe} \cdot i_c + h_{fe} \cdot i_e - h_{oe} \cdot v_{cb}$$

$$\frac{i_c + h_{fe} \cdot i_c + h_{fe} \cdot i_e - h_{oe} \cdot v_{cb}}{h_{oe}} = \frac{-h_{ie} \cdot i_c - h_{ie} \cdot i_e + h_{re} \cdot v_{cb}}{1 - h_{re}}$$

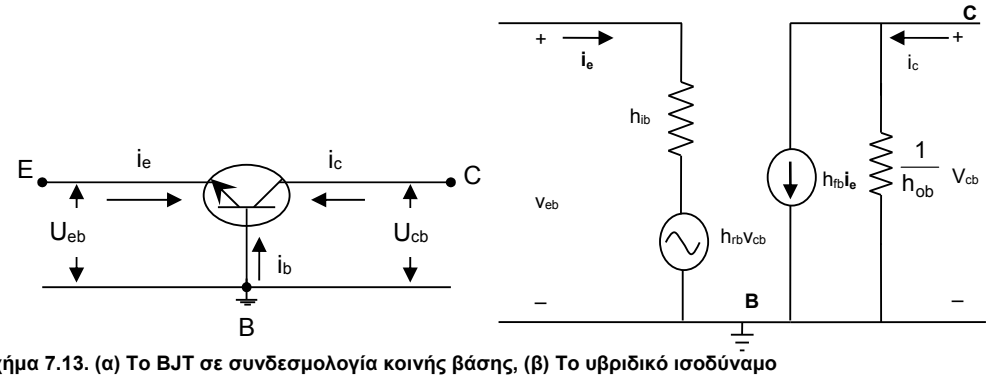
$$i_c + h_{fe} \cdot i_c + h_{fe} \cdot i_e - h_{oe} \cdot v_{cb} - h_{re} \cdot i_c - h_{re} \cdot h_{fe} \cdot i_c - h_{re} \cdot h_{fe} \cdot i_e + h_{re} \cdot h_{oe} \cdot v_{cb} =$$
$$= -h_{oe} \cdot h_{ie} \cdot i_c - h_{oe} \cdot h_{ie} \cdot i_e + h_{oe} \cdot h_{re} \cdot v_{cb}$$

$$i_c(1 + h_{fe} - h_{re} - h_{re} \cdot h_{fe} + h_{oe} \cdot h_{ie}) =$$
$$i_e(-h_{fe} + h_{re} \cdot h_{fe} - h_{oe} \cdot h_{ie}) + v_{cb}(h_{oe} - h_{re} \cdot h_{oe} + h_{oe} \cdot h_{re})$$

Θεωρώντας ότι $h_{re} << 1$ και $h_{oe}h_{ie} << 1$

$$i_c(1 + h_{fe} - h_{re} - h_{re} \cdot h_{fe} + h_{oe} \cdot h_{ie}) =$$
$$i_e(-h_{fe} + h_{re} \cdot h_{fe} - h_{oe} \cdot h_{ie}) + v_{cb}(h_{oe} - h_{re} \cdot h_{oe} + h_{oe} \cdot h_{re})$$
$$i_c(1 + h_{fe}) = i_e(-h_{fe}) + v_{cb}(h_{oe})$$

$$i_c = -\frac{h_{fe}}{1 + h_{fe}} \cdot i_e + \frac{h_{oe}}{1 + h_{fe}} \cdot v_{cb} \qquad \textbf{7.49}$$



Σχήμα 7.13. (α) Το BJT σε συνδεσμολογία κοινής βάσης, (β) Το υβριδικό ισοδύναμο

Οι εξισώσεις του υβριδικού μοντέλου για το τρανζίστορ σε συνδεσμολογία κοινής βάσης από το σχήμα 7.13(β) είναι:

$$v_{eb} = h_{ib} \cdot i_e + h_{rb} \cdot v_{cb} \qquad \textbf{7.50}$$

$$i_c = h_{fb} \cdot i_e + h_{ob} \cdot v_{cb} \qquad \textbf{7.51}$$

Συγκρίνοντας τις (7.49) και (7.51) προκύπτουν οι ακόλουθοι μετασχηματισμοί:

$$h_{fb} = -\frac{h_{fe}}{1+h_{fe}} \text{ και } h_{ob} = \frac{h_{oe}}{1+h_{fe}} \qquad \textbf{7.52}$$

Στη συνέχεια θα ασχοληθούμε με την (7.50), δηλαδή τον προσδιορισμό των h_{ib} και h_{rb}. Δεδομένης της (7.51) η οποία δίνει την v_{be} συναρτήσει των i_b και v_{ce} θα προσπαθήσουμε να δώσουμε την v_{eb} συναρτήσει των i_e και v_{cb} με τη βοήθεια των (7.45) και (7.46).

Στην (7.47) αντικαθιστούμε το i_b από την (7.45) και αντικαθιστούμε το i_c με τη βοήθεια της (7.49)

$$v_{be} = h_{ie} \cdot i_b + h_{re} \cdot (v_{cb} + v_{be})$$

$$v_{be}(1-h_{re}) = \frac{h_{ie}h_{fe}}{h_{fe}+1} i_e - \frac{h_{ie}h_{oe}}{h_{fe}+1} v_{cb} - h_{ie} i_e + h_{re} \cdot v_{cb}$$

$$v_{be}(1-h_{re}) = \left(\frac{h_{ie}h_{fe}}{h_{fe}+1} - h_{ie}\right) i_e + \left(-\frac{h_{ie}h_{oe}}{h_{fe}+1} + h_{re}\right) v_{cb}$$

$$v_{be}(1-h_{re}) = \left(\frac{-h_{ie}}{h_{fe}+1}\right) i_e + \left(\frac{-h_{ie}h_{oe} + h_{re}h_{fe} + h_{re}}{h_{fe}+1}\right) v_{cb}$$

$$v_{eb} = -v_{be} = \left(\frac{h_{ie}}{h_{fe}+1}\right) i_e + \left(\frac{h_{ie}h_{oe}}{h_{fe}+1} - h_{re}\right) v_{cb} \qquad \textbf{7.53}$$

Συγκρίνοντας την (7.49) με την (7.46) προκύπτει

$$h_{ib} \cong \frac{h_{ie}}{1+h_{fe}} \text{ και } h_{rb} \cong \frac{h_{ie}h_{oe}}{1+h_{fe}} - h_{re} \qquad \textbf{7.54}$$

Οι εξισώσεις (7.52) και (7.54) προέκυψαν ξεκινώντας από τη συνδεσμολογία κοινού εκπομπού και καταλήγοντας στη συνδεσμολογία κοινής βάσης. Αν κάνουμε ακριβώς την αντίστροφη διαδικασία των εξισώσεων (7.45) έως (7.54), δηλαδή να ξεκινήσουμε από τη συνδεσμολογία κοινής βάσης, θα προκύψουν οι παράμετροι h_{ie}, h_{oe}, h_{re} και h_{fe} συναρτήσει των υβριδικών παραμέτρων της συνδεσμολογίας κοινής βάσης. Συνοπτικά οι μετασχηματισμοί παρουσιάζονται στον ακόλουθο πίνακα.

$$h_{ie} \cong \frac{h_{ib}}{1+h_{fb}} \qquad h_{ib} \cong \frac{h_{ie}}{1+h_{fe}}$$
$$h_{oe} \cong \frac{h_{ob}}{1+h_{fb}} \qquad h_{ob} \cong \frac{h_{oe}}{1+h_{fe}}$$
$$h_{re} \cong \frac{h_{ib}h_{ob}}{1+h_{fb}} - h_{rb} \qquad h_{rb} \cong \frac{h_{ie}h_{oe}}{1+h_{fe}} - h_{re} \qquad \textbf{7.55}$$
$$h_{fe} \cong \frac{-h_{fb}}{1+h_{fb}} \qquad h_{fb} \cong \frac{-h_{fe}}{1+h_{fe}}$$

7.8. Φύλλα Δεδομένων – Συχνότητα Μεταβάσεως

Ο κατασκευαστής ενός τρανζίστορ μέσω των φύλλων δεδομένων αυτού, μας δίνει τις υβριδικές παραμέτρους. Ενδεικτικές τιμές αυτών παρουσιάζονται στον πίνακα 7.14.

Συνδεσμολογία / Παράμετρος	Κοινού Εκπομπού	Κοινής Βάσης
h_i (Ω)	10^3	10
h_r	10^{-6}	10^{-6}
h_f	10^2	-1
h_o (Ω^{-1})	10^{-4}	10^{-4}

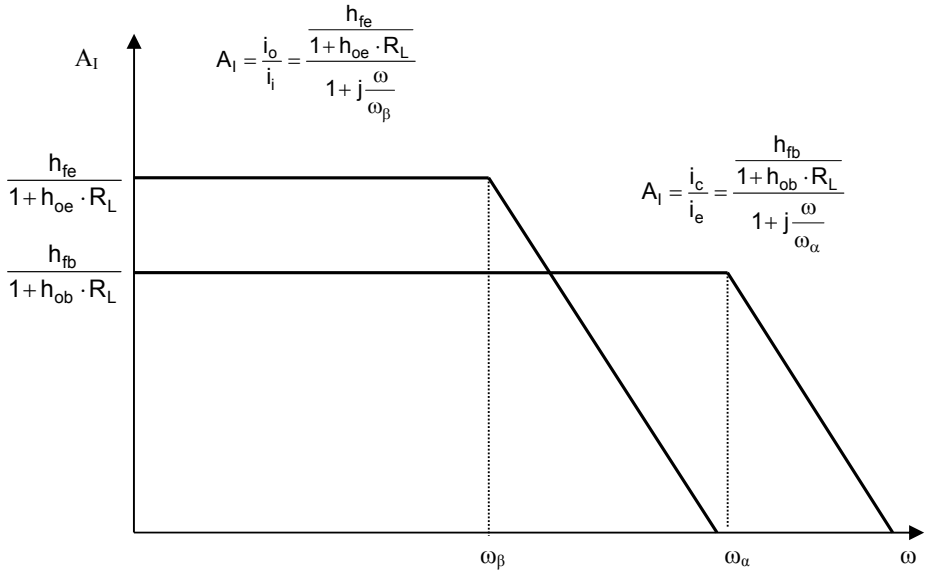
Σχήμα 7.14. Πίνακας υβριδικών παραμέτρων.

Παρατηρούμε ότι οι προσεγγίσεις που μπορούμε να κάνουμε με ασφάλεια είναι h_r=0 και h_o=0. Επίσης, παρατηρούμε ότι h_{fe}>>h_{fb}.

Ο κατασκευαστής θα μας δώσει και μία σταθερά που την ονομάζει συχνότητα μεταβάσεως ω_T (transition) γιατί έχει διαστάσεις συχνότητας. Ισούται με το γινόμενο του εύρους ζώνης επί το μέγιστο κέρδος. Επομένως, το μέγιστο κέρδος είναι αντιστρόφως ανάλογο του εύρους ζώνης, όπως φαίνεται στο σχήμα 7.14. Η ακόλουθη εξίσωση δίνει τον ορισμό που περιγράψαμε, θεωρώντας ότι h_{oe}=h_{ob}=0. Στην εξίσωση αυτή έχουμε χρησιμοποιήσει τους ορισμούς (7.33), (7.48) και (7.55).

$$\omega_T = \omega_\alpha \cdot h_{fb} = \frac{1}{C_e \cdot h_{ib}} \cdot h_{fb} = \frac{1+h_{fe}}{C_e \cdot h_{ie}} \cdot h_{fb} = -\frac{h_{fe}}{C_e \cdot h_{ie}} = -\omega_\beta \cdot h_{fe} \qquad \textbf{7.56}$$

Για τα τρανζίστορ, το γινόμενο κέρδος (ρεύματος) Χ εύρος ζώνης είναι γνωστό ως η συχνότητα μεταβάσεως f_T. Στην πράξη, υπολογίζεται από το κέρδος ρεύματος χαμηλών συχνοτήτων (λίγα kilohertz) κάτω από συγκεκριμένες συνθήκες δοκιμής, καθώς και από τη συχνότητα αποκοπής στην οποία το κέρδος ρεύματος μειώνεται κατά 3 ντεσιμπέλ (70% του πλάτους). Το γινόμενο αυτών των δύο τιμών μπορεί να θεωρηθεί ως η συχνότητα με την οποία το κέρδος ρεύματος θα μειωθεί σε 1, και το κέρδος ρεύματος του τρανζίστορ μεταξύ της συχνότητας αποκοπής και της συχνότητας μετάβασης μπορεί να υπολογιστεί διαιρώντας την f_T με τη συχνότητα. Συνήθως, τα τρανζίστορ πρέπει να λειτουργούν σε συχνότητες πολύ κάτω από την f_T έτσι ώστε να είναι λειτουργικά ως ενισχυτές και ταλαντωτές. Σε ένα διπολικό τρανζίστορ (BJT), η απόκριση συχνότητας μειώνεται λόγω της εσωτερικής χωρητικότητας των κόμβων, όπως αποδείξαμε με το σχήμα 7.15. Η συχνότητα ποικίλλει ανάλογα με το ρεύμα συλλέκτη, φθάνοντας στο μέγιστο για κάποια τιμή και μειώνεται για μικρότερο ή μεγαλύτερο ρεύμα συλλέκτη.

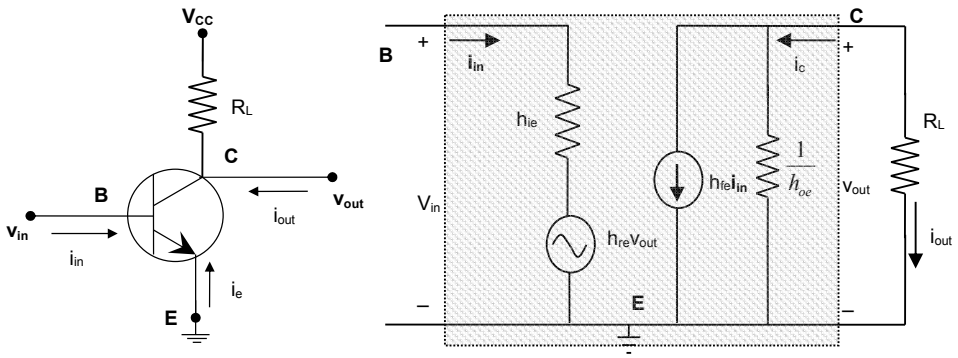


Σχήμα 7.15. Απόκριση συχνότητας ενισχυτή κοινού εκπομπού και ενισχυτή κοινής βάσης

7.9. Ενισχυτής BJT με αντίσταση πόλωσης στη βάση

Κατά τη δημιουργία του ισοδύναμου κυκλώματος μικρού σήματος, οι πηγές σταθερής τάσης και οι πυκνωτές αντιμετωπίζονται ως **βραχυκυκλώματα** ενώ οι πηγές σταθερού ρεύματος ως ανοικτοκυκλώματα.

Στο σχήμα 7.16 παρουσιάζεται μια απλή συνδεσμολογία αναστρέφοντος ενισχυτή χρησιμοποιώντας ένα τρανζίστορ BJT σε συνδεσμολογία κοινού εκπομπού. Η DC τροφοδοσία για να λειτουργήσει σωστά το τρανζίστορ έρχεται από το συλλέκτη μέσω της αντίστασης R_L. Όλα τα ρεύματα εισέρχονται στο τρανζίστορ. Η τάση AC που θέλουμε να ενισχυθεί εισέρχεται από τη βάση.



Σχήμα 7.16. (α) Ένας ενισχυτής BJT κοινού εκπομπού (β) Το υβριδικό ισοδύναμό του.

Για να σχεδιάσουμε το υβριδικό ισοδύναμο, σχεδιάζουμε πρώτα το αντίστοιχο υβριδικό του τρανζίστορ σε συνδεσμολογία κοινού εκπομπού (στις υβριδικές παραμέτρους υπάρχει ο δείκτη e) και φαίνεται γραμμοσκιασμένο στο σχήμα 7.15(β). Στη συνέχεια, βραχυκυκλώνοντας την σταθερή πηγή DC V_{CC}, αυτόματα γειώνουμε το πάνω άκρο της αντίστασης R_L, η οποία προκύπτει ότι θα συνδέεται μεταξύ συλλέκτη και γής. Πρατηρούμε ότι η τάση εξόδου του τρανζίστορ v_{ce} ταυτίζεται με την τάση εξόδου του κυκλώματος v_{out}.

Από το κύκλωμα 7.15(β), γράφουμε τις ακόλουθες εξισώσεις:

$$i_{out} = -i_c = -h_{fe}\cdot i_{in} - h_{oe}\cdot v_{out} \Rightarrow \frac{i_{out}}{i_{in}} = -h_{fe} - h_{oe}\cdot\frac{i_{out}\cdot R_L}{i_{in}} \Rightarrow \frac{i_{out}}{i_{in}}\left(1+h_{oe}\cdot R_L\right) = -h_{fe} \Rightarrow$$

$$A_I = -\frac{h_{fe}}{1 + h_{oe} \cdot R_L}$$

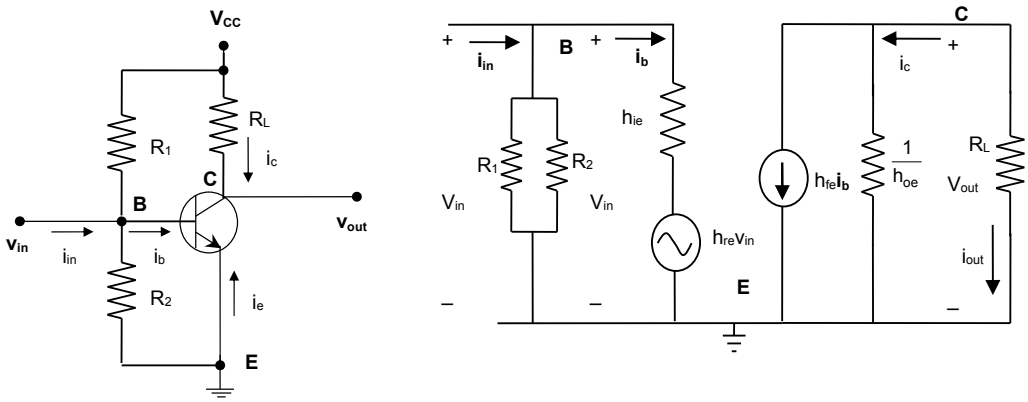
$$v_{in} = h_{ie} \cdot i_{in} + h_{re} \cdot v_{out} \Rightarrow \frac{v_{in}}{v_{out}} = h_{ie} \cdot \frac{i_{in}}{v_{out}} + h_{re} \overset{h_{re}=0}{\Rightarrow} \frac{v_{in}}{v_{out}} = h_{ie} \cdot \frac{i_{in}}{i_{out} \cdot R_L}$$

$$A_V = \frac{-h_{fe} \cdot R_L}{h_{ie}\left(1 + h_{oe} \cdot R_L\right)}$$

Αν θεωρήσουμε h_{oe}=0 τότε το κέρδος τάσης είναι:

$$A_V = \frac{-h_{fe} \cdot R_L}{h_{ie}}$$

Το – που εμφανίζεται στο κέρδος ρεύματος και στο κέρδος τάσης εξηγεί τη λειτουργία της αναστροφής. Το σήμα εξόδου έχει καθυστέρυση φάσης 180^0.



Σχήμα 7.17. (α) Το τρανζίστορ σε συνδεσμολογία κοινού εκπομπού με αντιστάσεις πόλωσης βάσης και (β) Το ισοδύναμο υβριδικό μοντέλο.

Στο σχήμα 7.17 παρουσιάζεται το ίδιο κύκλωμα με αντιστάσεις πόλωσης της βάσης. Προσθέσαμε δηλαδή τις αντιστάσεις R_1 και R_2 στην ακόλουθη τοπολογία

Παρατηρώντας το σχήμα 7.17(β) προκύπτουν τα ακόλουθα:

$$i_{out} = -i_c = -h_{fe} \cdot i_b - h_{oe} \cdot v_{out} \Rightarrow \frac{i_{out}}{i_b} = -h_{fe} - h_{oe} \cdot \frac{i_{out} \cdot R_L}{i_b} \Rightarrow$$

$$\frac{i_{out}}{i_b}\left(1 + h_{oe} \cdot R_L\right) = -h_{fe} \Rightarrow \frac{i_{out}}{i_b} = -\frac{h_{fe}}{1 + h_{oe} \cdot R_L}$$

Εφαρμόζοντας διαιρέτη ρεύματος στην είσοδο του κυκλώματος, ισχύει:

$$\frac{i_b}{i_{in}} = \frac{\frac{1}{h_{ie}}}{\frac{1}{h_{ie}} + \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}} = \frac{R_1 \cdot R_2}{R_1 \cdot R_2 + h_{ie} \cdot R_2 + R_1 \cdot h_{ie}} \qquad \textbf{7.57}$$

$$A_I = \frac{i_{out}}{i_{in}} = -\frac{h_{fe}}{\left(1 + h_{oe} \cdot R_L\right) \cdot \left(1 + h_{ie} \cdot \frac{R_1 + R_2}{R_1 \cdot R_2}\right)}$$

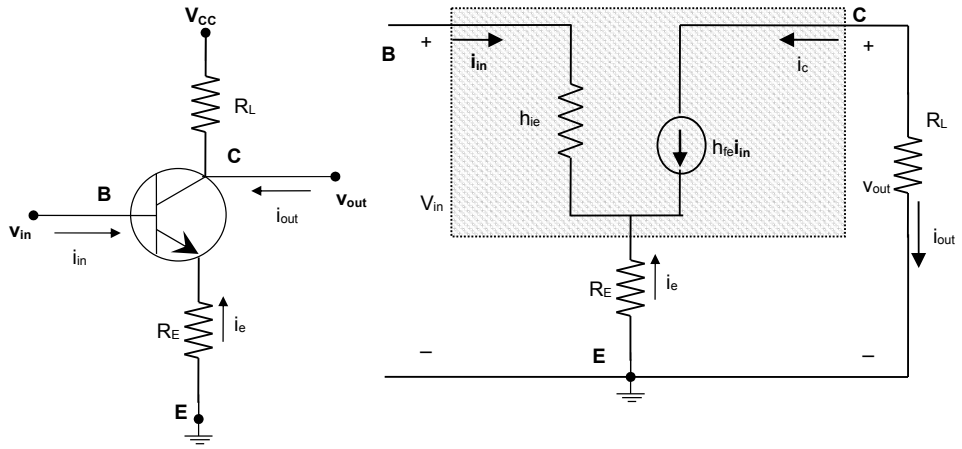
Παρατηρούμε ότι το κέρδος ρεύματος μειώθηκε. Όσον αφορά στο κέρδος τάσης, αυτό παραμένει σταθερό. Παρατηρούμε ότι η τάση εισόδου με αντιστάσεις πόλωσης στη βάση ταυτίζεται με την τάση εισόδου χωρίς τις αντιστάσεις αυτές. Επομένως:

$$A_V = \frac{-h_{fe} \cdot R_L}{h_{ie}\left(1 + h_{oe} \cdot R_L\right)}$$

7.10. Ενισχυτής BJT με ανάδραση στον εκπομπό

Στο σχήμα 7.18 παρουσιάζουμε έναν ενισχυτή με BJT σε συνδεσμολογία κοινού εκπομπού, με αντίσταση στον εκπομπό που αλλιώς την καλούμε αντίσταση ανάδρασης. Η ανάδραση στην συγκεκριμένη περίπτωση είναι αρνητική ανάδραση.

Όπως ακριβώς στην παράγραφο 7.7, σχεδιάζουμε το υβριδικό για το τρανζίστορ. Παρατηρούμε ότι τώρα ο εκπομπός δεν γειώνεται, αλλά μεσολαβεί η αντίσταση R_E. Παρατηρούμε επίσης ότι η τάση εξόδου του τρανζίστορ, v_{ce} δεν ταυτίζεται με την τάση εξόδου του κυκλώματος v_{out}.



Σχήμα 7.18. (α) Ένας ενισχυτής BJT κοινού εκπομπού αντίσταση στον εκπομπό (β) Το υβριδικό ισοδύναμό του.

Στο σχήμα 7.17 παρατηρούμε ότι θεωρήσαμε h_{oe}=0, δηλαδή την αντίσταση εξόδου του τρανζίστορ με ανοικτοκυκλωμένη την είσοδο, τη θεωρούμε άπειρη και επομένως την αγνοούμε. Επίσης, θεωρούμε ότι h_{re}=0. Οι εξισώσεις που προκύπτουν εφαρμόζοντας νόμους Ohm και Kirchhoff στο σχήμα 7.17(β) είναι:

$$\left.\begin{array}{c} i_{in} + h_{fe} i_{in} = -i_e \Rightarrow i_{in}\left(1 + h_{fe}\right) = -i_e \\ V_{out} = -h_{fe} R_L i_{in} \\ V_{in} = i_b h_{ie} - i_e R_E = i_{in} h_{ie} + i_{in}\left(1 + h_{fe}\right) R_E \overset{h_{fe} >> 1}{=\!=} \left(h_{ie} + h_{fe} R_E\right) i_{in} \end{array}\right\} \Rightarrow$$

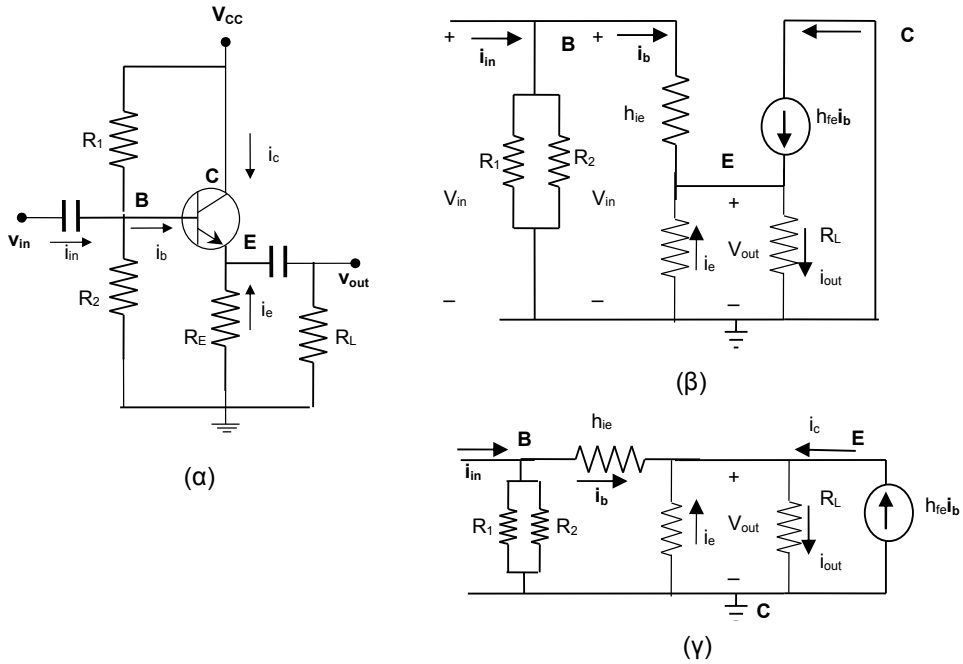
$$A_f = \frac{V_{out}}{V_{in}} = -\frac{h_{fe} R_L}{h_{ie} + h_{fe} R_E} = -\frac{\frac{h_{fe} R_L}{h_{ie}}}{1 + \frac{R_E h_{fe}}{h_{ie}}} = \frac{A}{1 - \frac{R_E}{R_L} A}$$

Ο λόγος της τάσης που επιστρέφει στην είσοδο από την έξοδο, προς την τάση εξόδου είναι:

$$\frac{v_f}{v_o} = \frac{i_e \times R_E}{-i_c \times R_C} \underset{i_b \,»\, 0}{\overset{i_e = -i_c}{=}} \frac{R_E}{R_C}$$

7.11. Ακόλουθος εκπομπού

Στο κύκλωμα του σχήματος 7.19 η είσοδος είναι στη βάση και η έξοδος στον εκπομπό. Γιαυτό καλείται και **ενισχυτής κοινού συλλέκτη** (CC – Common Collector).



Σχήμα 7.19. (α) Ο ακόλουθος εκπομπού (β) Το υβριδικό ισοδύναμό του (γ) Το απλοποιημένο υβριδικό ισοδύναμό του.

$$\left.\begin{aligned} i_e &= -(i_b + i_c) \\ i_c &= h_{fe} i_b = i_b \end{aligned}\right\} \Rightarrow i_e = -(1+h_{fe}) i_b$$

$$V_{out} = -R_E i_e \xrightarrow{(1)} V_{out} = R_E(1+h_{fe}) i_b$$

$$V_{in} = h_{ie} i_b + V_{out} = \left[h_{ie} + R_E(1+h_{fe})\right] i_b$$

$$\frac{V_{out}}{V_{in}} = \frac{R_E(1+h_{fe})}{h_{ie} + R_E(1+h_{fe})} \approx 1 \qquad \textbf{7.58}$$

$$Z_{if} = \frac{V_{in}}{i_b} \xrightarrow{(3)} Z_{if} = h_{ie} + R_E(1+h_{fe}) > Z_i$$

$$Z_i = h_{ie}$$

Από την εξίσωση (7.58) παρατηρούμε ότι το κύκλωμα λέγεται ακόλουθος συνδεσμολογίας κοινού εκπομπού εφόσον η έξοδος στο συλλέκτη ακολουθεί την είσοδο στη βάση.

7.12. Απόκριση Συχνότητας Ενισχυτή

7.12.1. Ισοδύναμο Χαμηλών Συχνοτήτων

Στο κύκλωμα του σχήματος 7.16 υποθέτουμε ότι $R_L >> 1/h_o$ και $h_r=0$. Εφαρμόζοντας την (7.24) προκύπτει

$$A_V = -\frac{h_f}{h_i \cdot h_o} = -h_f \frac{Z_2}{Z_1} = -h_f \frac{R_2}{R_1 + \frac{1}{j\omega C}} = -h_f \frac{j\omega R_2 C}{1 + j\omega R_1 C} = -\frac{h_f \cdot j\omega R_2 C}{1 + j\omega R_1 C}$$

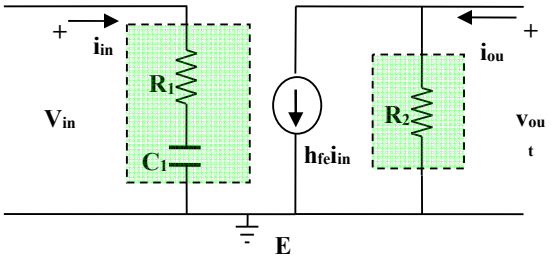
$$A_V = -\frac{h_f \frac{R_2}{R_1} \cdot j\omega R_1 C}{1 + j\omega R_1 C} = \frac{A_{V0} j \frac{\omega}{\omega_1}}{1 + j\frac{\omega}{\omega_1}} \qquad \textbf{7.59}$$

Η σχέση (7.59) είναι η συνάρτηση μεταφοράς ενός ενεργού υψιπερατού φίλτρου με κέρδος υψηλών συχνοτήτων (μέγιστο κέρδος):

$$A_{V0} = h_f \frac{R_2}{R_1} \qquad \textbf{7.60}$$

και συχνότητα αποκοπής:

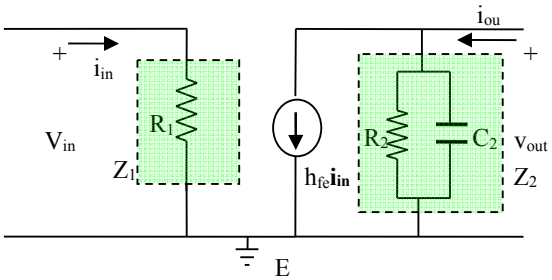
$$\omega_1 = \frac{1}{R_1 C} \qquad \textbf{7.61}$$



Σχήμα 7.20. Ένα ενεργό υψιπερατό φίλτρο.

Στο σχήμα 7.22 παρουσιάζεται η απόκριση συχνότητας και φάσης.

7.12.2. Ισοδύναμο Υψηλών Συχνοτήτων



Σχήμα 7.21. Ένα ενεργό βαθυπερατό φίλτρο.

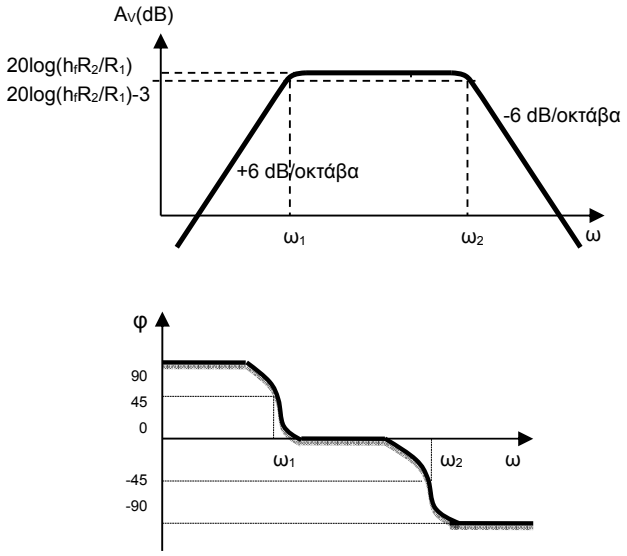
$$A_V = \frac{v_{out}}{v_{in}} = \frac{-i_{out} R_L}{i_{in} R_1} = -A_I \frac{R_L}{R_1} \qquad \textbf{7.62}$$

$$A_I = \frac{i_{out}}{i_{in}} = \frac{h_f i_{in} + Y_2 v_{out}}{i_{in}} = h_f + \left(\frac{1}{R_2} + j\omega C_2\right)\frac{-i_{out} R_L}{i_{in}} = h_f - \left(1 + j\omega R_2 C_2\right)\frac{R_L}{R_2} A_I$$

$$A_I\left(1 + \left(1 + j\omega R_2 C_2\right)\frac{R_L}{R_2}\right) = h_f \Rightarrow A_I = \frac{h_f R_2}{R_2 + R_L + j\omega R_2 R_L C_2} \qquad \textbf{7.63}$$

Αντικαθιστώντας την (7639) στην (7.62) προκύπτει το κέρδος τάσης

$$A_V = -\frac{h_f \frac{R_2}{R_1}}{\frac{R_2}{R_L} + 1 + j\omega R_2 C_2} \quad \overset{R_L \to \infty}{\Rightarrow} \quad A_V = \frac{-h_f \frac{R_2}{R_1}}{1 + j\omega R_2 C_2 R_2} \qquad \textbf{7.64}$$



Σχήμα 7.22. Απόκριση συχνότητας και φάσης ενός ενισχυτή (συνήθως η ω_1 είναι πολύ χαμηλή).

Πρόκειται για ένα ενεργό βαθυπερατό φίλτρο σε αναστράφουσα συνδεσμολογία με μέγιστο κέρδος (κέρδος χαμηλών συχνοτήτων) ίσο με A_{V0} και συχνότητα αποκοπής ω_2.

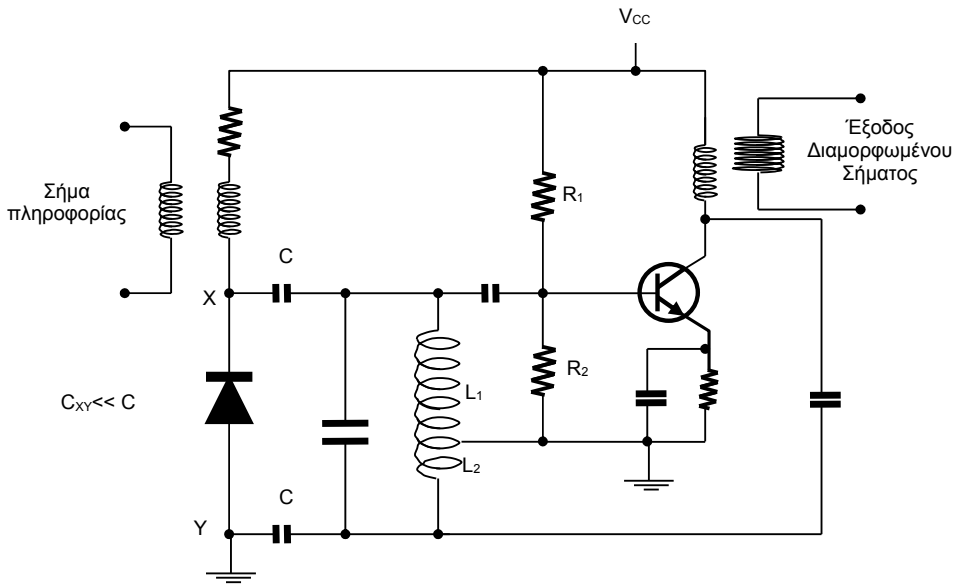
$$A_V = -\frac{A_{V0}}{1 + j\frac{\omega}{\omega_2}} \qquad \textbf{7.65}$$

$$A_{V0} = h_f \frac{R_2}{R_1} \qquad \textbf{7.66}$$

$$\omega_2 = \frac{1}{R_2 C_2} \qquad \textbf{7.67}$$

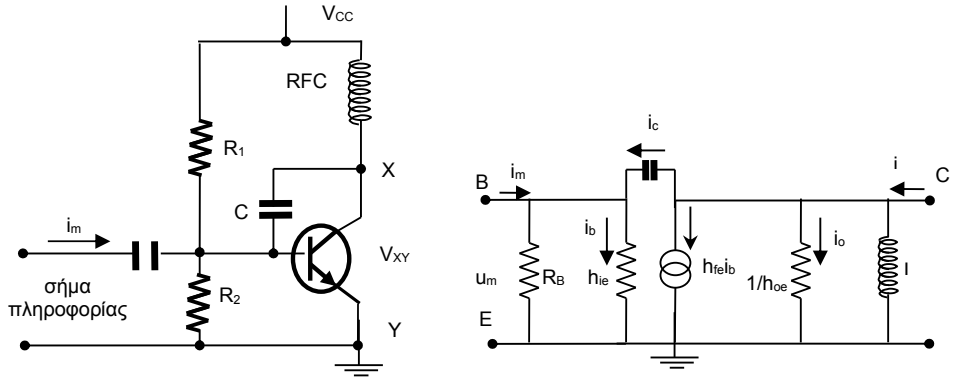
7.13. Ο Διαμορφωτής Αντιδράσεως

Διαμορφωτές είναι τα κυκλώματα στον πομπό ενός τηλεπικοινωνιακού συστήματος που κάνουν τη διαδικασία της διαμόρφωσης προκειμένου το σήμα πληροφορίας να ταξιδέψει με ασφάλεια «πάνω» στο φέρον σήμα. Το φέρον σήμα είναι ένα σήμα που παράγεται από έναν ταλαντωτή όπως αυτός που φαίνεται στο σχήμα 7.23 στο πλαίσιο με τη διακεκομένη γραμμή και αποτελείται από έναν ενισχυτή σε αναστρέφουσα συνδεσμολογία και έναν συνδυασμό κατάλληλα τοποθετημένων πηνίων και πυκνωτών. Η συχνότητα εξόδου ενός ταλαντωτή που χρησιμοποιεί συντονισμένο κύκλωμα LC εξαρτάται από την χωρητικότητα. (Αν μεταβληθεί το C μεταβάλλεται και η συχνότητα ταλάντωσης).



Σχήμα 7.23. Διαμορφωτής Varicap.

Η έννοια της διαμόρφωσης ξεφεύγει από τους σκοπούς του παρόντος, παρόλα αυτά, παρουσιάζουμε αυτή για να δείξουμε μια επιπλέον εφαρμογή του υβριδικού κυκλώματος.
Το σήμα πληροφορίας εισάγεται στον ταλαντωτή από τον οποίο πηγάζει η συχνότητα του φέροντος κύματος. Ο διαμορφωτής του σχήματος χρησιμοποιεί μια δίοδο Varactor ή Varicap και είναι διαμορφωτής σύχνότητας.
Το κύκλωμα του σχήματος 7.23 αντικαθιστά στο σχήμα 7.22 το κύκλωμα της διόδου στα σημεία XY και VCC. Το κύκλωμα του σχήματος 7.23 στους ακροδέκτες του XY συμπεριφέρεται σαν πυκνωτής του οποίου η χωρητικότητα είναι συνάρτηση της πόλωσης βάσης του BJT.



Σχήμα 7.23. Διαμορφωτής Αντιδράσεως (σε συνδυασμό με το διαμορφωτή Varactor).

Θεωρώντας την V_C ως τάση στους ακροδέκτες του πυκνωτή, καθώς και την προσέγγιση $i_m \approx 0 \Rightarrow i_C = i_b$, τότε η τάση εξόδου θα είναι:

$$V_{XY} = V_C + V_{h_{ie}} \rightarrow V_{XY} = I_c \frac{1}{j\omega c} + I_b h_{ie} \Rightarrow \frac{I_c}{V_{XY}} = \frac{1}{h_{ie} + \frac{1}{j\omega c}} \qquad \textbf{7.68}$$

Εφαρμόζοντας τον κανόνα Kirchhoff στην έξοδο, καθώς και την προσσέγγιση $L\omega >> \frac{1}{h_{oe}} \Rightarrow I_L << 1$

$$I = I_L + I_c + I_b h_{fe} + I_o \Rightarrow I = I_c + I_b h_{fe} + I_o \Rightarrow I = I_c(1 + h_{fe}) + I_o \qquad \textbf{7.69}$$

Για την αγωγιμότητα εξόδου, αντικαθιστούμε τις (7.69) και (7.68) στον ορισμό:

$$Y_{out} = \frac{I}{V_{XY}} = \frac{I_c}{V_{XY}}\left(1+h_{fe}\right) + \frac{I_o}{V_{XY}} \Rightarrow Y_{out} = \frac{1+h_{fe}}{h_{ie}+\frac{1}{j\omega c}} + h_{oe} \rightarrow Y_{out} = \frac{j\omega c\left(1+h_{fe}\right)}{j\omega c h_{ie}+1} + h_{oe}$$

Θεωρώντας $h_{oe}=0$, $h_{fe}>>1$ και $h_{ie} << \frac{1}{C\omega}$ προκύπτει:

$$Y_{out} \cong j\omega c h_{fe}$$

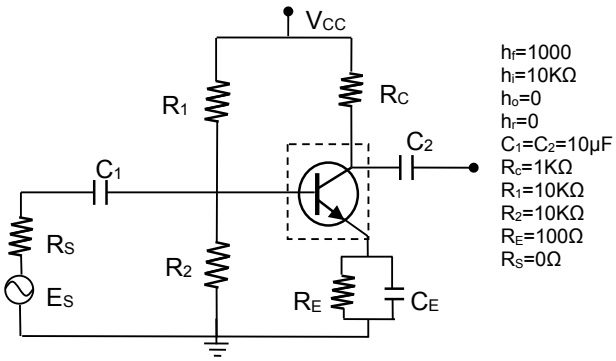
Η τελευταία σχέση αποδεικνύει ότι η τάση V_{XY} με το ρεύμα I έχουν διαφορά φάσης επιπορείας. Από το ισοδύναμο του ενισχυτή προέκυψε ότι η αγωγιμότητα εξόδου είναι χωρητική και ανάλογη του κέρδους ρεύματος του BJT.

Αποδείξαμε ότι το κύκλωμα του σχήματος 7.24 στους ακροδέκτες του XY συμπεριφέρεται σαν πυκνωτής του οποίου η χωρητικότητα είναι συνάρτηση της πόλωσης βάσης του BJT.

7.14. Λυμένα Παραδείγματα

7.14.1. Παράδειγμα ενισχυτή με αντίσταση στον εκπομπό

Στο κύκλωμα του σχήματος, αγνοείστε τις εσωτερικές χωρητικότητες του transistor.
A) Να βρεθεί το κέρδος σε πάρα πολύ υψηλές συχνότητες.
B) Να βρεθεί η τιμή του πυκνωτή C_E, ώστε για τη συχνότητα 800 Hz το κέρδος τάσης (μέτρο) να είναι 24,4 dB.

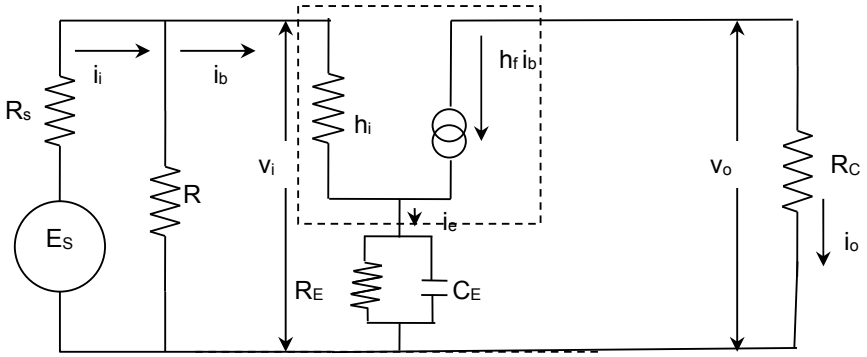


Ενδεικτική Λύση:

A) Σε πολύ υψηλές συχνότητες η αντίσταση του πυκνωτή είναι μηδενική, όλο το ρεύμα του εκπομπού περνάει από αυτή η οποία είναι βραχυκύκλωμα. Επομένως, γειώνουμε τον εκπομπό.
Χωρίς $R_E//C_E$:

$$A = \frac{v_0}{v_i} = \frac{i_0 \cdot R_C}{i_b \cdot h_i} = \frac{-h_f i_b R_C}{i_b \cdot h_i} = -h_f \frac{R_C}{h_i} = -1000 \cdot \frac{1000}{10000} = -100$$

B) Με $R_E//C_E$:



$$i_e = i_b + h_f i_b \approx h_f i_b$$

$$Z_E = \frac{\frac{1}{j\omega C}R_E}{\frac{1}{j\omega C}+R_E} = \frac{R_E}{1+j\omega C R_E} = \frac{100}{1+j5\cdot 10^5 \cdot C}$$

$$A=\frac{v_0}{v_i}=\frac{i_0\cdot R_C}{i_b\cdot h_i+i_eZ_E}=\frac{-h_fi_bR_C}{i_b\cdot h_i+h_fi_bZ_E}=-h_f\frac{R_C}{h_i+h_fZ_E}\Rightarrow$$

$$A=-1000\cdot\frac{1000}{10000+\frac{100000}{1+j5\cdot10^5\cdot C}}=-\frac{10^2\left(1+j5\cdot10^5\cdot C\right)}{\left(1+j5\cdot10^5\cdot C\right)+10}=-\frac{10^2+j5\cdot10^7\cdot C}{11+j5\cdot10^5\cdot C}$$

$$|A|=100\sqrt{\frac{1+25\cdot10^{10}\cdot C^2}{121+25\cdot10^{10}\cdot C^2}}$$

Από τα δεδομένα $24{,}4=20\cdot\log A\Rightarrow A=10^{1{,}22}=16{,}6=\frac{100}{6}$, ισχύει η ακόλουθη εξίσωση

$$\frac{100}{6}=100\sqrt{\frac{1+25\cdot10^{10}\cdot C^2}{121+25\cdot10^{10}\cdot C^2}}\Rightarrow 36+36\cdot25\cdot10^{10}\cdot C^2=121+25\cdot10^{10}\cdot C^2$$

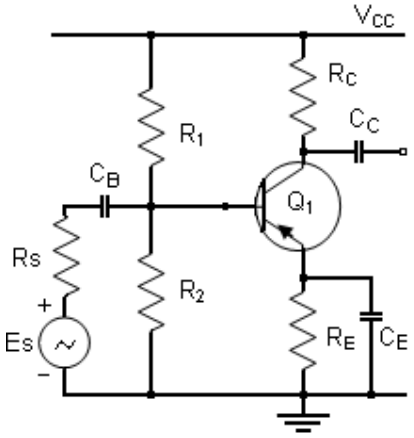
$$\Rightarrow 35\cdot25\cdot10^{10}\cdot C^2=85\Rightarrow C=3{,}12\mu F$$

Αν από την αρχή χρησιμοποιήσουμε το μέτρο του Z_E τότε η τιμή του πυκνωτή θα προκύψει 5μF.

7.14.2. Παράδειγμα ενισχυτή με αντίσταση πόλωσης στη βάση

Στο κύκλωμα του ενισχυτή του παρακάτω σχήματος δίδονται:

h_f=40
h_i=10KΩ
h_o=0
h_r=0
R_c=1,2KΩ
R_E=1KΩ
R_1=30KΩ
R_2=15KΩ
$R_s=0$
C_i=10nF
$C_B=C_C=C_E$=10μF



Να σχεδιαστεί το AC υβριδικό ισοδύναμο κύκλωμα (f>>1,6KHz), για δύο περιπτώσεις: (i) Χωρίς αντίσταση πόλωσης της βάσης και (ii) Με αντίσταση πόλωσης της βάσης). Στη συνέχεια να αποδειχθεί ότι το κέρδος ρεύματος είναι:

Χωρίς αντίσταση πόλωσης βάσης $A=\frac{A_0}{1+j\frac{f}{f_0}}$ όπου $A_0=-h_f$ και $f_0=\frac{1}{2\pi h_iC_i}$

Με αντίσταση πόλωσης βάσης $A'=\frac{A_0'}{1+j\frac{f}{f_0'}}$ όπου $A_0'=-\frac{h_fR_{TH}}{h_i+R_{TH}}$ και $f_0'=\frac{h_i+R_{TH}}{2\pi h_iC_iR_{TH}}$

και τέλος, αφού βρεθούν αριθμητικές τιμές, να σχεδιαστούν τα διαγράμματα κέρδους συναρτήσει της συχνότητας. Τι παρατηρείτε;

<u>Υποδείξεις</u>

(i) Αποδεικνύεται ότι για συχνότητες f>1,6 KHz θεωρούμε τον εκπομπό γειωμένο.

(ii) Σε υψηλές συχνότητες η τιμή του h_f δεν είναι σταθερή αλλά εξαρτάται - μεταξύ άλλων και - από την τιμή του πυκνωτή C_i (ο οποίος είναι παράλληλα συνδεδεμένος στην εσωτερική αντίσταση εισόδου):

$$h_f(\omega)=\frac{h_f}{1+j\omega C_ih_i}$$

(iii) Θεωρείστε $\frac{10}{2\pi}\cong1{,}6$ *και* $\sqrt{26}\cong5$

Ενδεικτική Αναλυτική Λύση (Περιέχει Θεωρία)

Η τιμή της αντίστασης του πυκνωτή είναι $|Z_C| = \frac{1}{\omega C}$

Στο DC (ω=0), η αντίστασή του είναι άπειρη, και επομένως τον αγνοούμε θεωρώντας τον ανοικτοκύκλωμα. Επομένως, στο DC υπάρχει μόνο η αντίσταση R_E.

Στο AC, σε πολύ υψηλές συχνότητες ο πυκνωτής έχει μηδενική αντίσταση και επομένως θεωρείται βραχυκύκλωμα. Παράλληλος συνδυασμός αντιστάσεων δίνει συνολική αντίσταση με τιμή πολύ κοντά στην τιμή της μικτότερης αντίστασης. Το ρεύμα περνάει από τη μηδενική αντίσταση, δηλαδή από το βραχυκύκλωμα και η αντίσταση R_E αγνοείται. Ο εκπομπός γειώνεται.

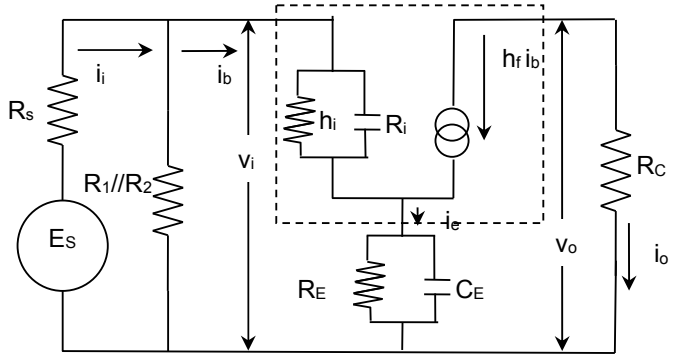
Στο AC, σε μεσαίες συχνότητες, ο παράλληλος συνδυασμός των R_E και C_E δίνει μία συνολική αντίσταση $Z_E \approx \frac{R_E}{1+\omega R_E C_E}$.

1η παρατήρηση: Αν f>>1,6KHz τότε $|Z_C| << \frac{1}{2\pi \cdot 1{,}6 \cdot 10^3 \cdot C} = \frac{1}{10^4 C}$

2η παρατήρηση: Αν $\frac{1}{2\pi \cdot f \cdot C} << R_E \Rightarrow C >> \frac{1}{2\pi \cdot f \cdot R_E}$ τότε μπορούμε να γειώσουμε τον εκπομπό. Για παράδειγμα, για συχνότητα 1,6 KHz και τη δεδομένη R_E=1KΩ, για να γειωθεί ο εκπομπός (να γίνει βραχυκύκλωμα η χωρητικότητα), θα πρέπει C_E>>0,1μF.

Αν f>>1,6KHz και $Z_E \approx \frac{R_E}{1+\omega R_E C_E} = \frac{1000}{1+2\pi f 10^{-2}}$ τότε $Z_E << 10\Omega$

Το υβριδικό ισοδύναμο του κυκλώματος, χωρίς καμία προσέγγιση είναι το ακόλουθο.

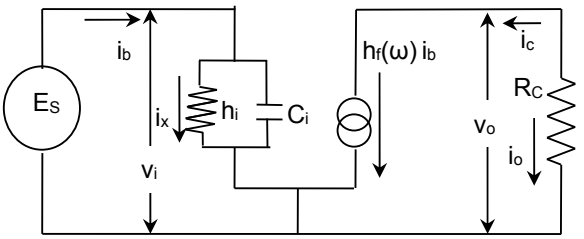


$$Z_i \approx \frac{R_i}{1+\omega h_i C_i} = \frac{10^4}{1+\omega 10^{-4}}$$

Δεδομένου ότι f>>1,6KHz προκύπτει $Z_i << \frac{10^4}{1+2\pi 1{,}6 10^{-1}} \approx 1K\Omega$

Θεωρώντας όμως ότι Z_E<<10Ω, μπορούμε να γειώσουμε τον εκπομπό και τα αντίστοιχα υβριδικά που ζητούνται είναι:

(i) Χωρίς αντίσταση πόλωσης της βάσης

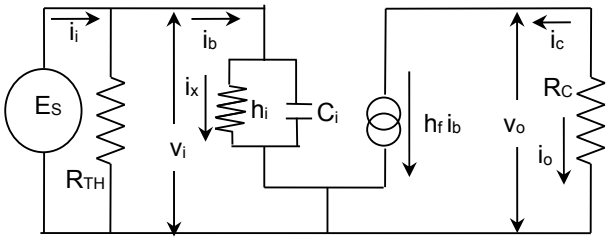


Ορισμοί: Κέρδος ρεύματος με C_i: $h_f(\omega)=\frac{i_o}{i_b}$, Κέρδος ρεύματος χωρίς C_i : $h_f=\frac{i_o}{i_x}$ όπου το i_x είναι το ρεύμα που περνάει από την h_i. Διαιρώντας κατά μέλη αυτούς του δύο ορισμούς, προκύπτει ο ακόλουθος λόγος ρευμάτων στον οποίο εφαρμόζουμε διαιρέτη ρεύματος.

$$\frac{h_f(\omega)}{h_f}=\frac{i_x}{i_b}=\frac{\frac{1}{h_i}}{\frac{1}{h_i}+j\omega C_i}=\frac{1}{1+j\omega h_i C_i}\Rightarrow h_f(\omega)=\frac{h_f}{1+j\omega h_i C_i} \quad (1)$$

$$A_I=\frac{i_o}{i_b}=-\frac{h_f(\omega)i_b}{i_b}=-h_f(\omega)=-\frac{h_{fe}}{1+j\frac{\omega}{\omega_{C1}}} \quad \text{με} \quad \omega_{C1}=\frac{1}{h_i C_i}$$

(ii) Με αντίσταση πόλωσης της βάσης



Διαιρέτης ρεύματος στην είσοδο του κυκλώματος:

$$\frac{i_b}{i_i}=\frac{\frac{1}{h_i}+j\omega C}{\frac{1}{R_{TH}}+\frac{1}{h_i}+j\omega C}=\frac{(1+j\omega h_i C_i)R_{TH}}{h_i+R_{TH}+j\omega h_i R_{TH} C_i}=\frac{(1+j\omega h_i C_i)\frac{R_{TH}}{h_i+R_{TH}}}{1+j\omega h_i\frac{R_{TH}}{h_i+R_{TH}}C_i} \quad (2)$$

Ορισμοί: Κέρδος ρεύματος με C_i: $h_f(\omega)=\frac{i_o}{i_b}$, Κέρδος ρεύματος χωρίς C_i : $h_f=\frac{i_o}{i_x}$ όπου το i_x είναι το ρεύμα που περνάει από την h_i. Διαιρώντας κατά μέλη αυτούς τους δύο ορισμούς, προκύπτει ο ακόλουθος λόγος ρευμάτων στον οποίο εφαρμόζουμε πάλι διαιρέτη ρεύματος.

$$\frac{h_f(\omega)}{h_f}=\frac{i_x}{i_b}=\frac{\frac{1}{h_i}}{\frac{1}{h_i}+j\omega C_i}=\frac{1}{1+j\omega h_i C_i}\Rightarrow h_f(\omega)=\frac{h_f}{1+j\omega h_i C_i} \quad (3)$$

Χρησιμοποιώντας τις (2) και (3) έχουμε το κέρδος ρεύματος

$$A_{If}=\frac{i_o}{i_i}=-\frac{h_f(\omega)i_b}{i_i}=-\frac{h_f}{1+j\omega h_i C_i}\cdot\frac{(1+j\omega h_i C_i)\frac{R_{TH}}{h_i+R_{TH}}}{1+j\omega h_i\frac{R_{TH}}{h_i+R_{TH}}C_i}=-\frac{h_f\frac{R_{TH}}{h_i+R_{TH}}}{1+j\omega h_i\frac{R_{TH}}{h_i+R_{TH}}C_i}$$

$$A_{If}=-\frac{A_{I0}}{1+j\frac{\omega}{\omega_C}} \quad \text{όπου} \quad A_{I0}=h_f\frac{R_{TH}}{h_i+R_{TH}} \quad \omega_C=\frac{h_i+R_{TH}}{h_i R_{TH} C_i}$$

Οι αριθμητικές τιμές τιμές βρίσκονται από τα δεδομένα (χωρίς όλη την προηγούμενη ανάλυση):
$R_{TH}=R_1//R_2=10K\Omega$

Χωρίς R_{TH}: $A_I=-\frac{h_{fe}}{1+j\frac{\omega}{\omega_{C1}}}=-\frac{40}{1+j\frac{f}{f_{C1}}}$ με

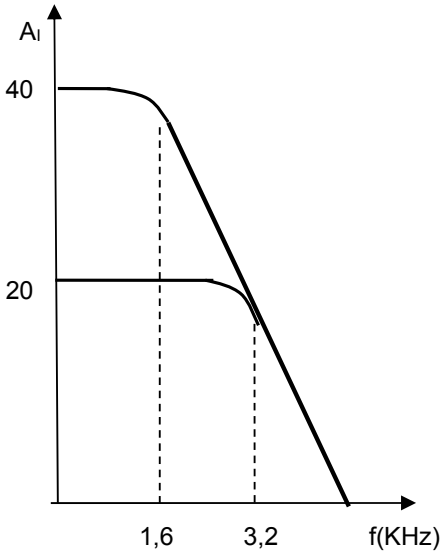
$$f_{C1} = \frac{1}{2\pi h_i C_i} = 1{,}6\text{KHz}$$

Με R_{TH}: $A_{If} = -\dfrac{A_{I0}}{1 + j\dfrac{\omega}{\omega_{C2}}}$ με

$$A_{I0} = h_f \frac{R_{TH}}{h_i + R_{TH}} = 20 \text{ και}$$

$$f_{C2} = \frac{h_i + R_{TH}}{2\pi h_i R_{TH} C_i} = 3{,}2\text{KHz}$$

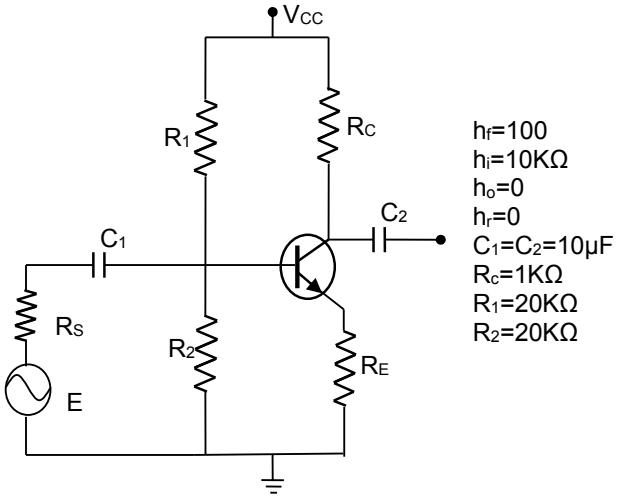
Παρατηρούμε ότι το γινόμενο μέγιστου κέρδους επί εύρος ζώνης είναι σταθερό. Επομένως, η συχνότητα μεταβάσεως είναι 64 KHz.



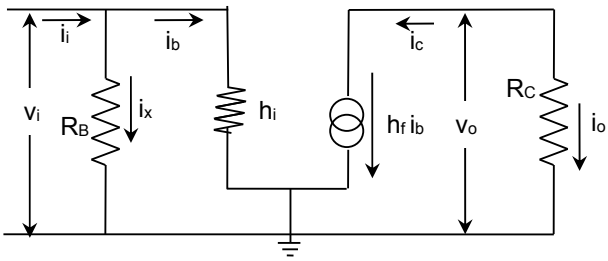
7.14.3. Παράδειγμα Ενισχυτή με αντιστάσεις στον εκπομπό και στη βάση

Για το κύκλωμα του σχήματος, η εσωτερική αντίσταση της γεννήτριας R_s θεωρείται αμελητέα και οι εσωτερικές χωρητικότητες του τρανζίστορ αγνοούνται.

Α) Να βρεθεί αριθμητικά το κέρδος ρεύματος Α, χωρίς την R_E (γειώστε τον εκπομπό).
Β) Να βρεθεί παραμετρικά το κέρδος ρεύματος A_f με την αντίσταση R_E.
Γ) Να βρεθεί η τιμή της αντίστασης R_E έτσι ώστε το κέρδος ρεύματος (μέτρο) να είναι 10 dB.



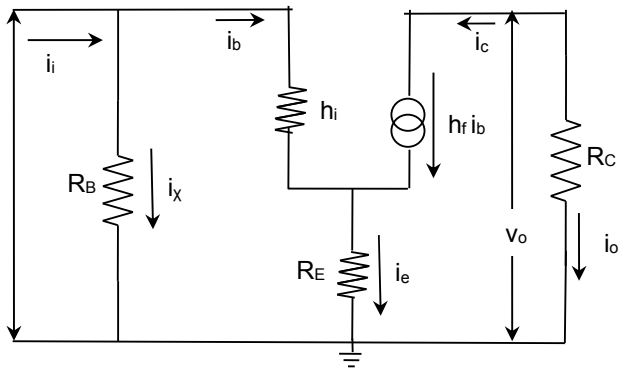
Λύση:
Α) Χωρίς R_E:
Το ισοδύναμο υβριδικό κύκλωμα είναι το ακόλουθο, όπου $R_B = R_1 // R_2 = 10K\Omega$



Στον κόμβο εισόδου μπορούμε να εφαρμόσουμε διαιρέτη ρεύματος αφού στις αντιστάσεις R_B και h_i εφαρμόζεται το ίδιο δυναμικό.

$$A = \frac{i_o}{i_i} = \frac{i_o}{i_b} \cdot \frac{i_b}{i_i} - \frac{h_f i_b}{i_b} \cdot \frac{i_b}{i_i} = -h_f \cdot \frac{\dfrac{1}{h_i}}{\dfrac{1}{h_i} + \dfrac{1}{R_B}} = -h_f \cdot \frac{R_B}{R_B + h_i} = -100 \cdot \frac{10}{10 + 10} = -50 \quad (1)$$

Β) Με R_E:
Το ισοδύναμο υβριδικό κύκλωμα είναι το ακόλουθο.



Στον κόμβο εισόδου (της βάσης) δεν μπορούμε να εφαρμόσουμε διαιρέτη ρεύματος διότι στις αντιστάσεις R_B και h_i δεν εφαρμόζεται το ίδιο δυναμικό.
Στον κόμβο εξόδου (συλλέκτη), ισχύει

$$i_o = -i_C = -h_f \cdot i_b$$

Στον κόμβο του εκπομπού ισχύει:

$$h_f >> 1$$

$$i_b + i_C = i_e \Rightarrow i_b + h_f \cdot i_b = i_e \quad \Rightarrow \quad h_f \cdot i_b = i_e = i_c \ (2)$$

Για το κέρδος ρεύματος ισχύει:

$$A_f = \frac{i_o}{i_b} \cdot \frac{i_b}{i_i} = -\frac{h_f i_b}{i_b} \cdot \frac{i_b}{i_i} \ (3)$$

Όπου

$$i_i = i_x + i_b = \frac{v_i}{R_B} + i_b = \frac{i_b h_i + i_e R_E}{R_B} + i_b \overset{(2)}{=} i_b \frac{h_i}{R_B} + i_b \frac{h_f R_E}{R_B} + i_b = i_b \frac{h_i + R_B + h_f R_E}{R_B}$$

$$\frac{i_i}{i_b} = \frac{h_i + R_B + h_f R_E}{R_B} \ (4)$$

Αντικαθιστούμε την (4) στην (3)

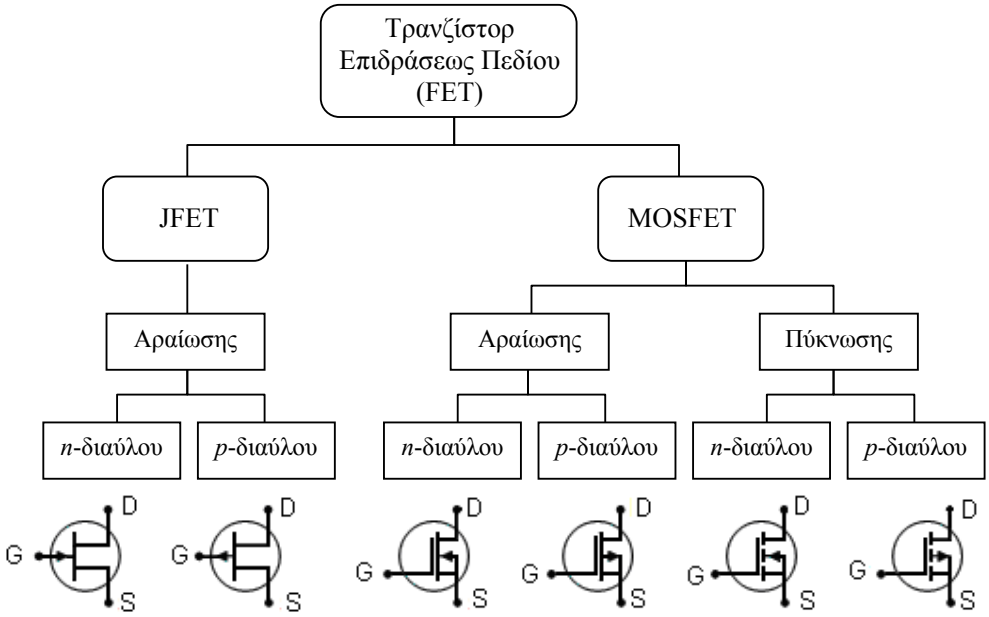
$$A_f = -\frac{h_f R_B}{h_i + R_B + h_f R_E} = -\frac{10^4}{2 \cdot 10^2 + R_E} \ (5)$$

Γ) Λύνουμε την εξίσωση $20\log\frac{10^4}{2 \cdot 10^2 + R_E} = 10$ και προκύπτει $R_E = 3K$.

8. Τρανζίστορ FET Επιδράσεως Πεδίου

Τα FET (Field Effect Transistors) ή Τρανζίστορ Επιδράσεως Πεδίου είναι νεώτερα των διπολικών τρανζίστορ κατά είκοσι χρόνια περίπου. Η ανακάλυψή τους οφείλεται στον J.E. Lilienfeld το 1925. Η χρήση των FET άνοιξε μεγάλους ορίζοντες στην τεχνική των ημιαγωγών και των ολοκληρωμένων κυκλωμάτων επειδή αυτά πλεονεκτούν απέναντι στα κοινά τρανζίστορ σε πολλά σημεία. Όμως, οι πρώτες επιστημονικές δημοσιεύσεις γύρω από τα FET πέρασαν ανεκμετάλλευτες δεδομένου ότι η τεχνολογία των ημιαγωγών δεν είχε ωριμάσει αρκετά για να υλοποιήσει τις θεωρητικές ιδέες. Έτσι, η πρακτική τους υλοποίηση έπρεπε να περιμένει πρώτα την επιτυχή κατασκευή άλλων διατάξεων στερεάς κατάστασης, ιδιαίτερα του διπολικού τρανζίστορ, μέχρι το τέλος της δεκαετίας του ’40 και την αρχή της δεκαετίας του ’50. Η πρώτη διάταξη FET που αναλύθηκε θεωρητικά ήταν το FET ενώσεως (Junction-FET, JFET) από τον W. Shockley το 1952. Ένας άλλος τύπος FET, το MOSFET (Metal-Oxide-Semiconductor FET), το οποίο αποτελεί στοιχείο-κλειδί των σημερινών ολοκληρωμένων κυκλωμάτων, βρήκε την πρώτη του πρακτική εφαρμογή στις αρχές της δεκαετίας του ’60, αν και είχε ανακαλυφθεί ήδη από το 1939 από τον O. Heil.

Ένα σημαντικό χαρακτηριστικό των FET είναι ότι είναι απλούστερα να κατασκευαστούν και καταλαμβάνουν μικρότερο χώρο πάνω σε ένα chip απ’ ότι ένα BJT. Άρα, επιτυγχάνεται υψηλότερη πυκνότητα διατάξεων και υψηλότερη ολοκλήρωση. Μια δεύτερη επιθυμητή ιδιότητα είναι ότι τα τρανζίστορ MOSFET μπορούν να συνδεθούν σαν αντιστάσεις και πυκνωτές. Αυτό επιτρέπει τη σχεδίαση συστημάτων που αποτελούνται αποκλειστικά από MOSFET και όχι από άλλες διατάξεις, καθιστώντας τα ιδανικά για συστήματα VLSI (Very Large Scale Integration). Επίσης, τα FET έχουν πολύ υψηλή αντίσταση εισόδου, χαμηλό θόρυβο και πολύ χαμηλή κατανάλωση.



Σχ. 8.1. Διάγραμμα ταξινόμησης και κυκλωματικά σύμβολα των τρανζίστορ FET, [9].

Το FET είναι ένα στοιχείο που αποτελείται από έναν ημιαγωγό μέσα από τον οποίο περνά το ρεύμα. Η αγωγιμότητα αυτού του ημιαγωγού ελέγχεται από ένα ηλεκτρικό πεδίο εγκάρσιο στο ρεύμα που περνά από αυτόν, με τη βοήθεια ενώσεων p-n που διαμορφώνονται στην επιφάνεια του ημιαγωγού και είναι παράλληλες με τη ροή των φορέων. Το FET λέγεται

πολλές φορές και μονοπολικό τρανζίστορ ή UT “Unipolar Transistor” επειδή κατά τη λειτουργία του παίρνουν μέρος μόνο φορείς πλειονότητας του κυρίως ημιαγωγού.

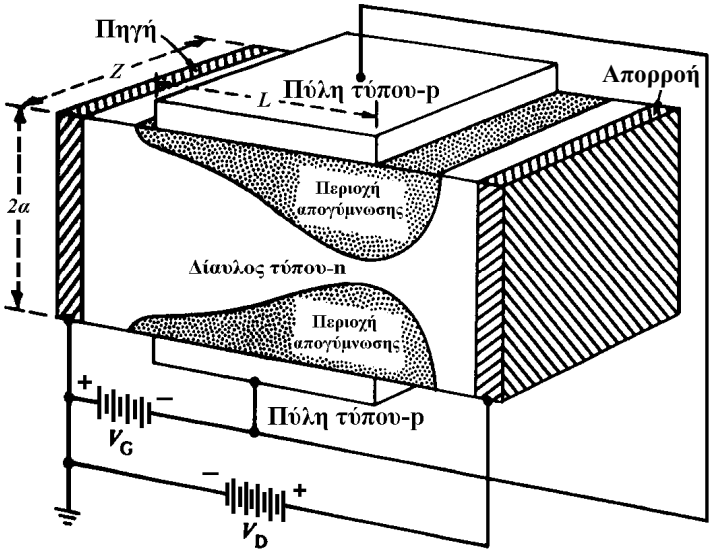
Το κύριο χαρακτηριστικό του FET είναι ότι η κίνηση των φορέων του κύριου ή ελεγχόμενου κυκλώματος είναι παράλληλη στον άξονα των ενώσεων p-n που υπάρχουν στο FET, πραγματοποιείται δε κατά μήκος της διάταξης διαμέσου ενός αγώγιμου διαύλου που σχηματίζεται κατά τη λειτουργία του. Ανάλογα με τον τύπο του διαύλου τα FET μπορούν να ταξινομηθούν σε δύο κατηγορίες:

- n-διαύλου με πυρίτιο n-τύπου.
- p-διαύλου με πυρίτιο p-τύπου.

Επίσης, ανάλογα με τον τρόπο λειτουργίας (αραίωση ή πύκνωση φορέων) διακρίνονται σε:

- Τύπου αραίωσης (depletion) που υπάρχει στα JFET και MOSFET.
- Τύπου πύκνωσης (enhancement) που υπάρχει μόνο στα MOSFET.

Στο κεφάλαιο αυτό, θα μελετήσουμε τους δύο αυτούς σημαντικότερους τύπους FET, δίνοντας τη λειτουργική τους περιγραφή καθώς και μια σύντομη θεωρητική ανάλυση. Θα ξεκινήσουμε από το JFET, για να τηρήσουμε την ιστορική σειρά ανακάλυψής τους, και θα συνεχίσουμε με το MOSFET.

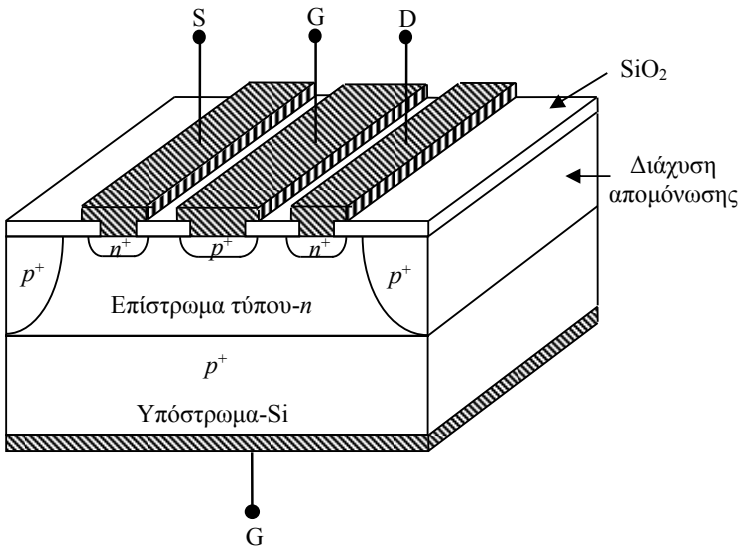


Σχ. 8.2. Σχηματικό διάγραμμα Τρανζίστορ Επιδράσεως Πεδίου (JFET), [5].

8.1. Λειτουργική Περιγραφή του JFET

Η κατασκευή ενός τρανζίστορ JFET φαίνεται στο Σχ. 8.2. Αποτελείται από μία ράβδο ημιαγωγού τύπου n, που στα άκρα της φέρει δύο μεταλλικές επαφές. Η μία ονομάζεται Πηγή (Source, S) και η άλλη απορροή (Drain, D). Το ρεύμα διοχετεύεται στον ημιαγωγό και τα ηλεκτρόνια κινούνται από την Πηγή (S) προς την Απορροή (D). Προσθέτοντας δύο περιοχές τύπου p στο πάνω και κάτω μέρος του υλικού τύπου n, σχηματίζεται η Πύλη (Gate, G). Τα ηλεκτρόδια των πλευρικών ημιαγωγών τύπου p που αποτελούν την Πύλη (G), συνδέονται μεταξύ τους. Η εφαρμογή τάσης στην Πύλη μεταβάλλει τα πάχη των περιοχών απογύμνωσης των ενώσεων p-n καθώς και το αντίστοιχο ηλεκτρικό πεδίο στη διεύθυνση την κάθετη προς την επιφάνεια του ημιαγωγού. Οι μεταβολές του πάχους των περιοχών απογύμνωσης, με τη σειρά τους, μεταβάλλουν την αγωγιμότητα μεταξύ των ωμικών επαφών Πηγής και Απορροής.

Το JFET στην αρχή ονομάστηκε μονοπολικό τρανζίστορ για να διακρίνεται από το διπολικό τρανζίστορ, αλλά και για να δοθεί έμφαση στο γεγονός, ότι η λειτουργία της διάταξης αυτής βασίζεται σε ένα μόνο τύπο φορέων.

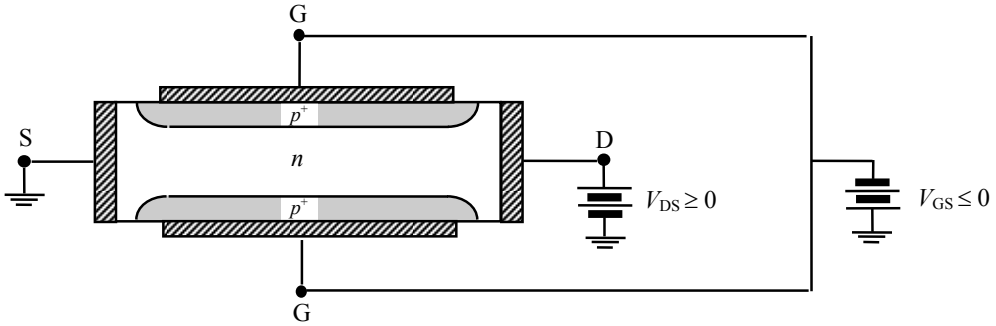


Σχ. 8.3. Τομή ενός σύγχρονου Τρανζίστορ Επιδράσεως Πεδίου (JFET), [5].

Συγκεκριμένα, για τη διάταξη του Σχ. 8.2, η λειτουργία της οφείλεται αποκλειστικά στα ηλεκτρόνια που ρέουν μέσα στην περιοχή τύπου n από την Πηγή στην Απορροή. Ο ακροδέκτης της Πηγής (S), παίρνει την ονομασία του, από το γεγονός ότι οι φορείς που συνεισφέρουν στο ρεύμα κινούνται από το εξωτερικό κύκλωμα μέσα στον ημιαγωγό μέσω αυτού του ακροδέκτη. Οι φορείς βγαίνουν από τον ημιαγωγό από τον ακροδέκτη Απορροής (D), πράγμα που δικαιολογεί και την ονομασία του. Η Πύλη (G) ονομάζεται έτσι, λόγω του ελέγχου που ασκεί στο ρεύμα φορέων που διέρχεται μέσα από τη διάταξη. Στο Σχ. 8.3 δίνεται το σχηματικό διάγραμμα ενός JFET όπως κατασκευάζεται σήμερα.

Θα ξεκινήσουμε την ανάλυσή μας θεωρώντας κατ' αρχήν ότι για το JFET ισχύουν οι ακόλουθες συνθήκες πόλωσης· οι δύο ακροδέκτες πύλης είναι συνδεδεμένοι μεταξύ τους και ισχύει επιπλέον, $V_{GS}\leq 0$, και $V_{DS}\geq 0$, όπως φαίνεται στο Σχ. 8.4.

Η συνθήκη $V_{GS}\leq 0$ εξασφαλίζει ότι οι ενώσεις p-n είναι πάντα ανάστροφα πολωμένες. Επίσης, η συνθήκη $V_{DS}\geq 0$ εξασφαλίζει ότι τα ηλεκτρόνια στην περιοχή n θα μετακινηθούν από την πηγή προς την απορροή. Θα μελετήσουμε τις αρχές λειτουργίας του FET, μεταβάλλοντας κατά συστηματικό τρόπο τις πολώσεις και εξετάζοντας τι ακριβώς συμβαίνει μέσα στη διάταξη.



Σχ. 8.4. Σχηματικό διάγραμμα και πόλωση JFET, [5].

Ας υποθέσουμε κατ' αρχήν, ότι γειώνεται ο ακροδέκτης πύλης, δηλ. $V_{GS}=0$, και ότι η τάση απορροής αυξάνεται με μικρά βήματα, ξεκινώντας από $V_{DS}=0$. Στην τάση $V_{DS}=0$ (ενώ ταυτόχρονα $V_{GS}=0$), η διάταξη είναι σε θερμοδυναμική ισορροπία, και το μόνο που μπορεί κανείς να παρατηρήσει μέσα στη διάταξη είναι περιοχές απογύμνωσης μικρού σχετικά πάχους γύρω από τις ενώσεις p^+-n στο επάνω και κάτω μέρος της διάταξης (βλ. Σχ. 8.5α). Οι περιοχές απογύμνωσης εκτείνονται, φυσικά, κυρίως μέσα στην ελαφρά νοθευμένη περιοχή n της διάταξης και πολύ λιγότερο μέσα στις έντονα νοθευμένες περιοχές p. Αυξάνοντας την τάση V_{DS} κατά μικρά θετικά βήματα, δημιουργείται η κατάσταση που φαίνεται στο Σχ. 8.5β.

Αρχίζει να ρέει ρεύμα I_D, προς τον ακροδέκτη απορροής και μέσω της περιοχής n. Το ρεύμα αυτό διέρχεται ανάμεσα από τις δύο ανάστροφα πολωμένες ενώσεις p^+-n. Η περιοχή διαμέσου της οποία διέρχεται το ρεύμα ονομάζεται δίαυλος. Για μικρές τάσεις V_{DS}, ο δίαυλος συμπεριφέρεται σαν μια απλή ωμική αντίσταση, και η μεταβολή του ρεύματος I_D συναρτήσει της τάσης V_{DS} είναι γραμμική (βλ. Σχ. 8.6α).

Όταν η V_{DS} αυξηθεί πάνω από μερικά δέκατα του Volt, η διάταξη εισέρχεται σε μια νέα φάση λειτουργίας. Ας εξετάσουμε τί ακριβώς συμβαίνει, ξεκινώντας από το Σχ. 8.5γ, όπου ένα τυχαίο δυναμικό 5 V εφαρμόζεται μεταξύ πηγής-απορροής. Εφόσον η πηγή είναι γειωμένη, μπορεί φυσιολογικά κανείς να υποθέσει, ότι κατά μήκος του διαύλου το δυναμικό θα έχει τιμές 1, 2, 3, και 4 Volts, και θα αυξάνεται καθώς πηγαίνουμε από την πηγή στην απορροή. Οι περιοχές p^+ των ενώσεων p^+-n θα διατηρούνται σε μηδενικό δυναμικό.

Κατά συνέπεια, η εφαρμοζόμενη τάση απορροής οδηγεί εμμέσως σε ανάστροφη πόλωση των ενώσεων πύλης και σε αύξηση του πάχους των περιοχών απογύμνωσης. Επιπλέον, τα πάχη των περιοχών απογύμνωσης στο πάνω και κάτω μέρος της διάταξης αυξάνονται προοδευτικά πηγαίνοντας από την πηγή στην απορροή (βλ. Σχ. 8.5δ). Εάν συνεχίσουμε να σκεφτόμαστε το δίαυλο (δηλ. την περιοχή του ημιαγωγού n ανάμεσα στις περιοχές απογύμνωσης) σαν μια αντίσταση, όμως όχι πια σαν μια απλή αντίσταση, θα περίμενε κανείς, η απώλεια αγώγιμου όγκου του υλικού, λόγω αύξησης του πάχους των περιοχών απογύμνωσης, να αυξήσει την αντίσταση πηγής-προς-απορροή και να μειώσει τη διαφορά ΔI_D που προκύπτει από μια αύξηση της τάσης V_{DS}. Αυτό ακριβώς συμβαίνει, και απεικονίζεται στο Σχ. 8.6β. Η κλίση της χαρακτηριστικής I_D - V_{DS} ελαττώνεται καθώς αυξάνεται η V_{DS} λόγω του στενέματος του διαύλου.

Συνεχίζοντας την αύξηση της V_{DS}, προφανώς το πάχος του διαύλου θα μειώνεται όλο και περισσότερο, ιδιαίτερα κοντά στον ακροδέκτη απορροής, μέχρις ότου τελικά οι περιοχές απογύμνωσης στο πάνω και κάτω μέρος αγγίξουν η μία την άλλη, όπως φαίνεται στο Σχ. 8.5ε. Η πλήρης απογύμνωση του διαύλου, είναι μια σημαντικότατη ειδική κατάσταση η οποία ονομάζεται φραγή (pinch-off).

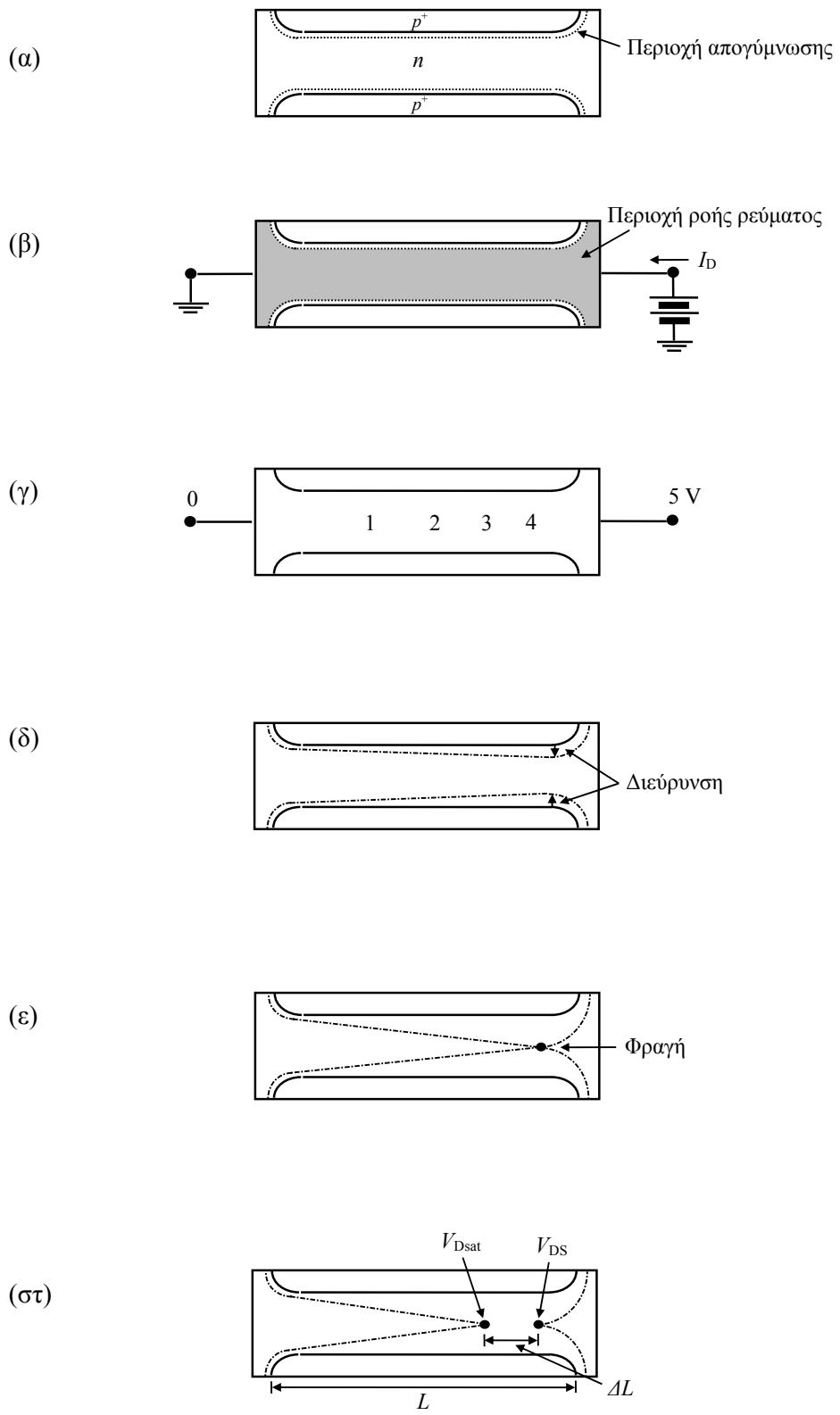
Όταν ο δίαυλος φθάσει σε αυτήν την κατάσταση, η κλίση της χαρακτηριστικής I_D-V_{DS} σχεδόν μηδενίζεται (βλ. Σχ. 8.6γ), και η τάση απορροής στο σημείο φραγής συμβολίζεται με V_{Dsat}. Για τάσεις απορροής μεγαλύτερες από V_{Dsat}, η χαρακτηριστική I_D-V_{DS} φθάνει στον **κόρο**, δηλαδή παραμένει κατά προσέγγιση σταθερή στην τιμή I_{Dsat}.

Μέχρι τώρα πρέπει να μας έχουν δημιουργηθεί δύο βασικές απορίες. Πρώτα-πρώτα, δεν θα έπρεπε η φραγή του διαύλου να εκμηδενίζει πλήρως τη ροή ρεύματος;

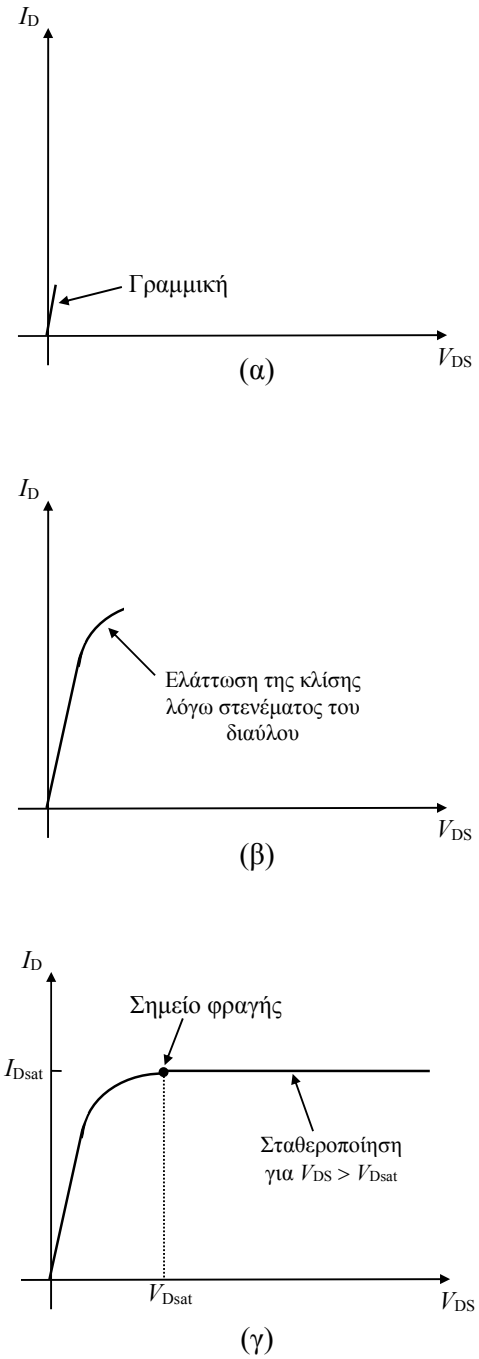
Και δεύτερον, πώς εξηγείται το γεγονός ότι τάσεις πάνω από την τιμή V_{Dsat} δεν έχουν ουσιαστικά καμία επίδραση στο ρεύμα απορροής;

Ας απαντήσουμε στην πρώτη ερώτηση, και για να το κάνουμε αυτό, ας υποθέσουμε ότι το ρεύμα I_D στη φραγή είναι πράγματι μηδέν. Εάν το I_D ήταν μηδέν, τότε δεν θα υπήρχε ρεύμα στο δίαυλο σε κανένα σημείο και η τάση κατά μήκος του διαύλου θα ήταν η ίδια όπως και στην περίπτωση V_{DS}=0, δηλαδή παντού μηδέν. Εάν όμως το δυναμικό του διαύλου είναι παντού μηδέν, οι ενώσεις p-n θα είχαν μηδενική πόλωση και ο δίαυλος με τη σειρά του θα ήταν ολότελα ανοικτός από την πηγή μέχρι την απορροή, πράγμα που έρχεται σε αντίφαση με την αρχική υπόθεση φραγής του διαύλου. Με άλλα λόγια, είναι απαραίτητο να ρέει ρεύμα μέσα από τον δίαυλο ώστε να ενεργοποιεί αλλά και να συντηρεί τη φραγή. Ας θυμηθούμε ότι οι περιοχές απογύμνωσης δεν στερούνται φορέων ολοσχερώς. Μάλλον, οι αριθμοί των φορέων είναι πολύ μικροί συγκριτικά με τα ποσοστά νοθεύσεων (N_D ή N_A) και μπορούν να φθάσουν τιμές της τάξης ~10^{12} /cm^3 ή μεγαλύτερες. Επιπλέον, η διέλευση μεγάλων ρευμάτων μέσω μιας περιοχής απογύμνωσης δεν είναι ασυνήθης στις διατάξεις στερεάς κατάστασης. Σαν τέτοια παραδείγματα αναφέρουμε ότι, συνήθως ένα μεγάλο ρεύμα ρέει διαμέσου της περιοχής απογύμνωσης μιας ορθά πολωμένης ένωσης p-n καθώς επίσης και διαμέσου και των δύο περιοχών απογύμνωσης σε ένα διπολικό τρανζίστορ.

Σε ό,τι αφορά τον κόρο του I_D για τάσεις απορροής μεγαλύτερες από V_{Dsat}, μπορεί κανείς να πει πως, όταν η τάση απορροής ξεπεράσει αυτήν την τιμή (V_{Dsat}), το φραγμένο τμήμα του διαύλου διευρύνεται από ένα απλό σημείο σε ένα ολόκληρο τμήμα μήκους ΔL. Όπως φαίνεται στο Σχ. 8.5στ, η τάση στην πλευρά απορροής του τμήματος ΔL είναι V_{DS}, ενώ η τάση στην πλευρά πηγής του τμήματος ΔL είναι V_{Dsat}. Με άλλα λόγια, η τάση απορροής πάνω από την τιμή V_{Dsat}, δηλαδή η τάση V_{DS}–V_{Dsat}, εμφανίζεται κατά μήκος του φραγμένου τμήματος ΔL του διαύλου.



Σχ. 8.5. Λειτουργικές φάσεις ενός J-FET για V_{GS}=0. α) Ισορροπία (V_{DS}=0, V_{GS}=0), β) πόλωση με μικρές τιμές V_{DS}, γ) πτώση τάσης κατά μήκος του διαύλου για μια αυθαίρετη τιμή τάσης V_{DS}=5 V, δ) στένεμα του διαύλου για μέτριες τιμές της πόλωσης V_{DS}, ε) φραγή, στ) κατάσταση πέρα από τη φραγή (V_{DS}>V_{Dsat}), [5].



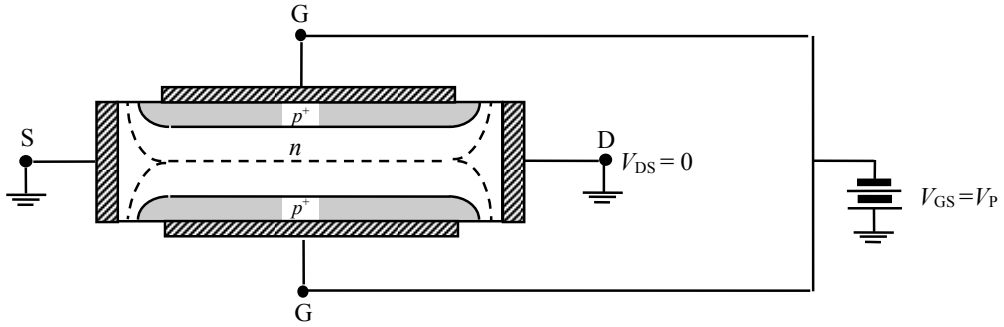
Σχ. 8.6. Γενική μορφή των χαρακτηριστικών I_D-V_{DS}. α) Γραμμική μεταβολή, αντίστοιχη μιας απλής ωμικής αντίστασης, για πολύ μικρές τιμές της τάσης απορροής, β) ελάττωση της κλίσης για μέτριες τιμές της τάσης απορροής λόγω στενέματος του διαύλου, γ) φραγή και κόρος για τάσεις απορροής μεγαλύτερες από V_{Dsat}, [5].

Αν τώρα υποθέσουμε ότι, ΔL<<L, όπως συνήθως συμβαίνει, το τμήμα από την πηγή μέχρι το φραγμένο τμήμα του διαύλου θα έχει το ίδιο σχήμα και τις ίδιες τάσεις στα άκρα (μηδέν και V_{Dsat}) όπως ακριβώς και στην αρχή του φαινομένου κόρου. Εάν το σχήμα μιας άγουσας περιοχής και το δυναμικό που εφαρμόζεται στα άκρα της δεν μεταβάλλεται, τότε και το ρεύμα που ρέει διαμέσου αυτής της περιοχής θα παραμείνει επίσης αμετάβλητο. Αυτό εξηγεί την σταθερότητα του ρεύματος απορροής για τάσεις πόλωσης μεγαλύτερες από V_{Dsat}. (Φυσικά, εάν το ΔL είναι συγκρίσιμο με το L, τότε η ίδια πτώση τάσης, V_{Dsat}, θα εμφανιστεί κατά μήκος ενός μικρότερου τμήματος διαύλου, L-ΔL, και το ρεύμα I_D θα αυξηθεί με την αύξηση της τάσης $V_{DS}>V_{Dsat}$).

Έως τώρα μιλήσαμε για την αναμενόμενη μεταβολή του ρεύματος I_D με την τάση V_{DS}, όταν V_{GS}=0. Για να είναι πλήρης η διαπραγμάτευσή μας, θα πρέπει να διερευνήσουμε τη λειτουργία του J-FET όταν V_{GS}<0. Προκύπτει ότι η λειτουργία για V_{GS}<0 είναι παρόμοια με τη λειτουργία για V_{GS}=0, εκτός από τρεις μικρές τροποποιήσεις. Πρώτον, εάν V_{GS}<0, οι ενώσεις p^+-n του πάνω και κάτω μέρους της διάταξης θα είναι ανάστροφα πολωμένες ακόμα και αν V_{DS}=0. Μια ανάστροφη πόλωση στις ενώσεις αυτές, αυξάνει τα πάχη των περιοχών απογύμνωσης και στενεύει το εύρος του διαύλου, σε σχέση με την τιμή του για V_{DS}=0. Κατά συνέπεια, η αντίσταση του διαύλου αυξάνεται για μια δεδομένη τιμή τάσης V_{DS} και το γραμμικό τμήμα της χαρακτηριστικής I_D-V_{DS} εμφανίζει μικρότερη κλίση όταν V_{GS}<0. Δεύτερον, επειδή ο δίαυλος είναι στενότερος για τάση V_{DS}=0, ο δίαυλος φράσσεται σε μικρότερη τάση πόλωσης της απορροής. Επομένως, τα μεγέθη V_{Dsat} και I_{Dsat} είναι μικρότερα για V_{GS}<0, σε σχέση με τις αντίστοιχες τιμές V_{Dsat} και I_{Dsat} όταν V_{GS}=0. Τέλος, ας σημειωθεί ότι για μεγάλες αρνητικές τιμές πόλωσης V_{GS} είναι δυνατόν να φραγεί ο δίαυλος εντελώς, ακόμα και όταν V_{DS}=0.

Τάση φραγής: Η πόλωση πύλης, V_{GS}=V_P, για την οποία η τάση πύλης φράσσει όλο το δίαυλο, έχοντας θέσει την V_{DS}=0, ονομάζεται ***τάση φραγής***.

Στην οριακή αυτή τιμή πόλωσης, ο δίαυλος φράσσει εντελώς και το πάχος της περιοχής απογύμνωσης των ενώσεων p^+-n γίνεται σε όλα τα σημεία μέσα στον ημιαγωγό n, ίσο με το εύρος του ημιαγωγού α. Για $|V_{GS}| \geq |V_P|$ το ρεύμα απορροής είναι μηδέν για οποιαδήποτε πόλωση απορροής*.



Σχ. 8.7. Ορισμός της τάσης φραγής τρανζίστορ JFET, [5].

8.2. Θεωρητική Περιγραφή και Χαρακτηριστική του JFET

Στην παράγραφο αυτή θα μελετήσουμε θεωρητικά την εξάρτηση του ρεύματος απορροής I_D συναρτήσει των τάσεων στους ακροδέκτες του JFET, δηλαδή τη σχέση I_D=f(V_{DS}, V_{GS}). Η ακριβής δομή, οι διαστάσεις, και το σύστημα συντεταγμένων της διάταξης που θα μελετήσουμε, φαίνονται στο Σχ. 8.8. Ο άξονας y διευθύνεται κατά μήκος του διαύλου από την πηγή προς την απορροή, ενώ ο άξονας x διευθύνεται κάθετα στις ενώσεις p^+-n, L είναι το μήκος του διαύλου, Z είναι το πάχος των ενώσεων p^+-n, και 2α είναι η απόσταση μεταξύ της πάνω και κάτω ένωσης p^+-n. Κάνουμε την υπόθεση, ότι τα σημεία y=0 και y=L απέχουν ελάχιστα από τις επαφές πηγής και απορροής, αντίστοιχα. V(y) είναι το δυναμικό και W(y)=W_{top}(y)= W_{bottom}(y) είναι το εύρος της περιοχής απογύμνωσης σε οποιοδήποτε τυχαίο σημείο y κατά μήκος του διαύλου. Το εύρος W(y) βρίσκεται σχεδόν ολοκληρωτικά στην περιοχή n λόγω της εντονότερης νόθευσης των p^+ περιοχών.

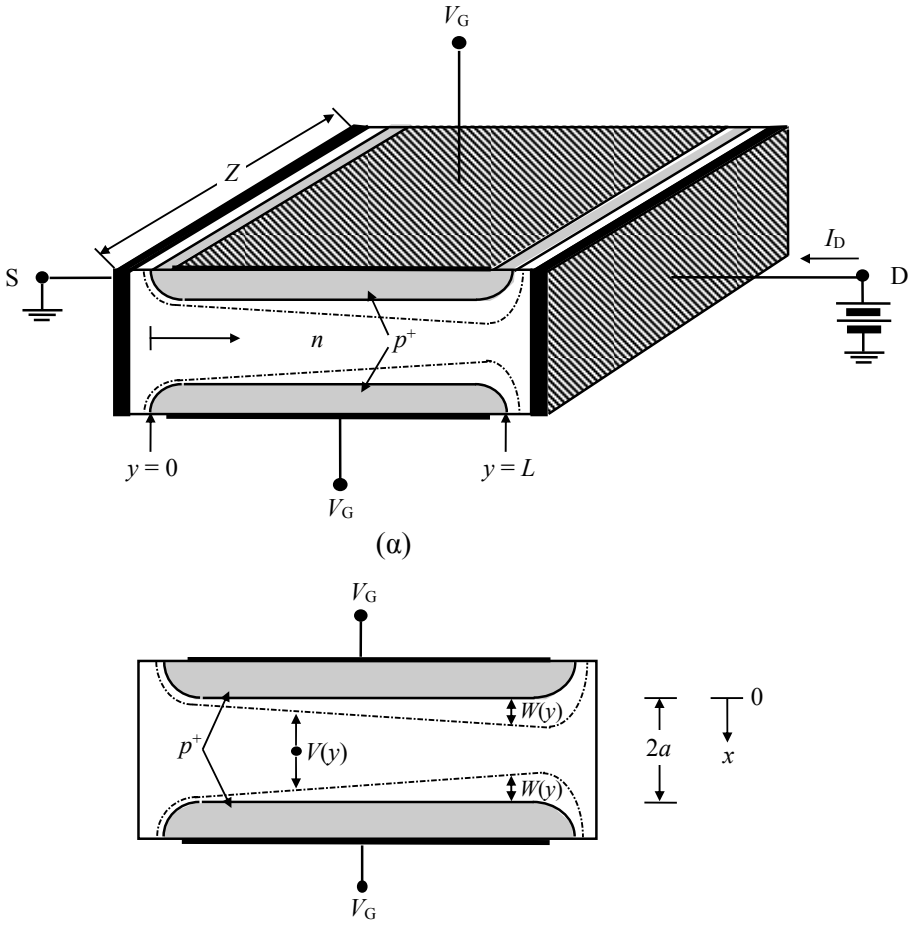
Θα κάνουμε τις ακόλουθες παραδοχές:

- Οι ενώσεις p^+-n είναι απότομες και η περιοχή n είναι ομοιόμορφα νοθευμένη με συγκέντρωση δοτών N_D.
- Η δομή είναι συμμετρική γύρω από το επίπεδο x=α όπως φαίνεται στο Σχ. 8.8, και η συμμετρία διατηρείται λειτουργώντας τη διάταξη με την ίδια πόλωση V_{GS} στην επάνω και στην κάτω επαφές πύλης.

---

* Εάν η τάση απορροής γίνει πολύ μεγάλη, οι ενώσεις p^+-n κοντά στην απορροή θα υποστούν κατάρρευση, επιφέροντας μια πολύ γρήγορη αύξηση στο ρεύμα I_D συναρτήσει της V_{DS} για οποιαδήποτε πόλωση της πύλης. Το φαινόμενο αυτό της κατάρρευσης θα παραληφθεί στην παρούσα διαπραγμάτευσή μας.

- Η ροή ρεύματος περιορίζεται στα τμήματα του διαύλου που δεν είναι απογυμνωμένα από φορείς και διευθύνεται αποκλειστικά κατά τη διεύθυνση y.
- Το εύρος W(y) μπορεί να αυξηθεί τουλάχιστον μέχρι την τιμή α χωρίς να επέλθει κατάρρευση των ενώσεων p^+-n.
- Οι πτώσεις τάσης από την πηγή μέχρι το σημείο y=0 και από το σημείο y=L μέχρι την απορροή είναι αμελητέες.
- L>>α.



Σχ. 8.8. Δομή, διαστάσεις, και προσανατολισμοί συντεταγμένων. α) Σχηματικό διάγραμμα δομής, β) μεγεθυμένη όψη της περιοχής του διαύλου, [5].

Για τάσεις απορροής και πύλης κάτω από το σημείο φραγής, δηλ. $0 \le V_{DS} \le V_{Dsat}$ και $0 \le V_{GS} \le V_P$, ο ακριβής υπολογισμός της χαρακτηριστικής I_D-V_{DS}, τις λεπτομέρειες του οποίου παραλείπουμε, έχει ως εξής:

$$I_D = \frac{2Q_e Z \mu_n N_D\ \alpha}{L}\left\{V_{DS} - \frac{2}{3}(V_0 - V_P)\left[\left(\frac{V_{DS} + V_0 - V_{GS}}{V_0 - V_P}\right)^{3/2} - \left(\frac{V_0 - V_{GS}}{V_0 - V_P}\right)^{3/2}\right]\right\} \qquad 8.1$$

για $0 \le V_{DS} \le V_{Dsat}$ και $0 \le V_{GS} \le V_P$. V_0 είναι η τάση επαφής των ενώσεων p^+-n.

Το πάχος W(V) της περιοχής απογύμνωσης των ενώσεων p^+-n σε οποιοδήποτε σημείο y, δίνεται από τη θεωρία της κρυσταλλοδιόδου από τη σχέση

$$W(V) = \left(\frac{2\varepsilon}{Q_e N_D}(V_0 + V - V_G)\right)^{1/2} \qquad 8.2$$

Στην περίπτωση της φραγής έχουμε W=α, V_{DS}=0 (V=0) και V_{GS}=V_P. Άρα

$$\alpha = \left(\frac{2\varepsilon}{Q_e N_D} (V_0 - V_P) \right)^{1/2} \qquad 8.3$$

Θα πρέπει να τονίσουμε ότι η προηγούμενη θεωρητική εξίσωση 8.1, ισχύει μόνο για λειτουργία κάτω από τη φραγή. Πράγματι, η χαρακτηριστική I_D συναρτήσει της V_{DS} για μια δοσμένη τάση V_{GS}, αρχίζει ουσιαστικά να ελαττώνεται εάν αντικατασταθούν στην εξ. 8.1 τιμές της V_{DS} μεγαλύτερες από V_{Dsat}. Όπως όμως δείξαμε στη λειτουργική περιγραφή του JFET, το I_D παραμένει σχεδόν σταθερό εάν η τάση V_{DS} ξεπεράσει την τιμή V_{Dsat}. Σε πρώτη προσέγγιση λοιπόν, το τμήμα της χαρακτηριστικής πέρα από το σημείο φραγής μπορεί να περιγραφεί θέτοντας απλά

$$I_{D|V_{DS}>V_{Dsat}} = I_{D|V_{DS}=V_{Dsat}} \equiv I_{Dsat} \qquad 8.4\alpha$$

ή

$$I_{Dsat} = \frac{2Q_e Z\mu_n N_D \alpha}{L} \left\{ V_{Dsat} - \frac{2}{3}(V_0 - V_P) \left[\left(\frac{V_{Dsat} + V_0 - V_{GS}}{V_0 - V_P} \right)^{3/2} - \left(\frac{V_0 - V_{GS}}{V_0 - V_P} \right)^{3/2} \right] \right\} \qquad 8.4\beta$$

Η σχέση για το I_{Dsat} μπορεί κάπως να απλοποιηθεί, εάν παρατηρήσουμε ότι φραγή στην πλευρά απορροής του διαύλου σημαίνει $W \rightarrow \alpha$ όταν $V(L) = V_{Dsat}$. Επομένως από την εξ. 8.2,

$$\alpha = \left(\frac{2\varepsilon}{Q_e N_D} (V_0 + V_{Dsat} - V_{GS}) \right)^{1/2} \qquad 8.5$$

Συγκρίνοντας τις εξ. 8.3 και 8.5 παίρνουμε

$$\boxed{V_{Dsat} = V_{GS} - V_P} \qquad 8.6$$

και

$$\boxed{I_{Dsat} = \frac{2Q_e Z\mu_n N_D \alpha}{L} \left\{ V_{GS} - V_P - \frac{2}{3}(V_0 - V_P) \left[1 - \left(\frac{V_0 - V_{GS}}{V_0 - V_P} \right)^{3/2} \right] \right\}} \qquad 8.7$$

Η τάση απορροής V_{Dsat}, για την οποία έχουμε κόρο, είναι η τάση εκείνη η οποία όταν προστεθεί στην τάση πύλης V_{GS}, δίνει στο άκρο της απορροής του διαύλου τάση ίση με την τάση φραγής, δηλ. $|V_P| = |V_{Dsat}| + |V_{GS}|$. Η σχέση αυτή ισχύει για JFET οποιουδήποτε διαύλου (είτε τύπου-n είτε τύπου-p) γι' αυτό και τα μεγέθη είναι σε απόλυτες τιμές.

Στο Σχ. 8.9α παρουσιάζονται θεωρητικές καμπύλες I_D - V_{DS} που υπολογίστηκαν βάσει των εξ. 8.1 και 8.7. Οι καμπύλες αυτές ταιριάζουν απόλυτα με αντίστοιχες πειραματικές καμπύλες ενός τυπικού JFET. Θα πρέπει όμως να τονίσουμε, ότι στον κόρο, οι χαρακτηριστικές του JFET μπορούν με πολύ μεγάλη ακρίβεια να προσεγγιστούν από την απλή σχέση

$$\boxed{I_{Dsat} = I_{DSS}\left(1 - \frac{V_{GS}}{V_P}\right)^2} \qquad \text{όπου} \qquad I_{DSS} = I_{Dsat|V_{GS}=0} \qquad 8.8$$

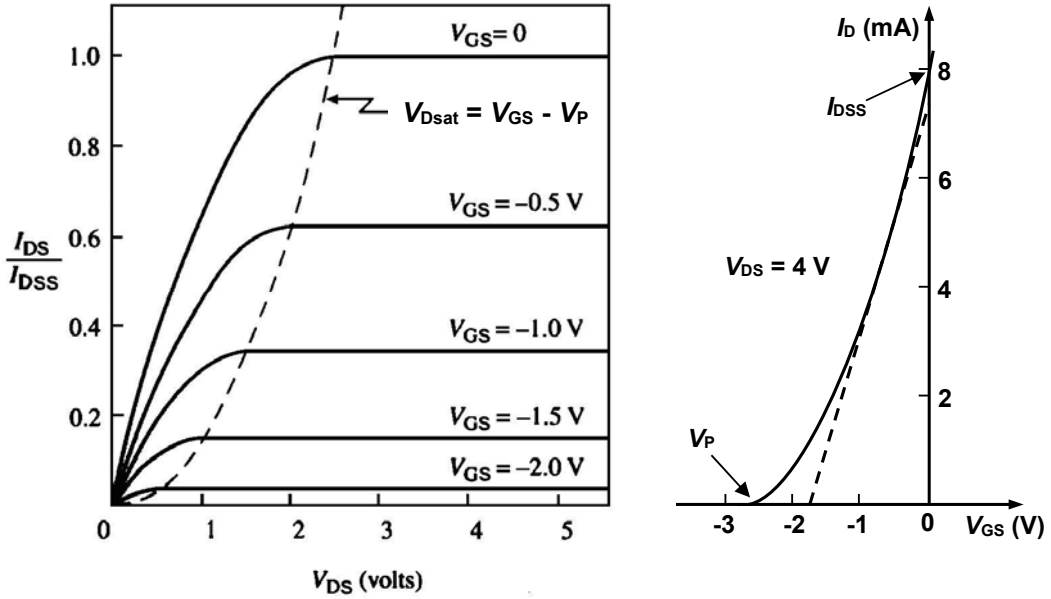
Αν και φαίνεται εντελώς διαφορετική από την εξ. 8.7, η ημιεμπειρική σχέση τετραγωνικού νόμου της εξ. 8.8 δίνει παρόμοια αριθμητικά αποτελέσματα και είναι πολύ πιο εύχρηστη όταν θέλει κανείς να κάνει γρήγορους κυκλωματικούς υπολογισμούς όπου το JFET θεωρείται "μαύρο κουτί" για το κύκλωμα. Από την άλλη μεριά, η εξ. 8.7 είναι απαραίτητη εάν θέλει κανείς να διερευνήσει την εξάρτηση των χαρακτηριστικών του JFET από τη θερμοκρασία, τη νόθευση του διαύλου, ή κάποια άλλη θεμελιώδη παράμετρο της διάταξης.

Στον άξονα ρεύματος I του Σχ. 8.9α, έχει χρησιμοποιηθεί ανηγμένο μέγεθος που δίνει αδιάστατη κλίμακα από 0 έως 1. Η αναγωγή του ρεύματος έχει γίνει ως προς τη μέγιστη τιμή του

$$I = \frac{I_D}{I_{DSS}} \qquad 8.9$$

Η τάση απορροής για την οποία έχουμε κόρο είναι κάθε φορά η τάση εκείνη η οποία όταν προστεθεί στην τάση πόλωσης πύλης V_{GS} δίνει στην άκρη της απορροής του διαύλου τάση ίση με την τάση φραγής. Αυτό υποδηλώνεται με την Εξ. 8.6. Τα πρόσημα στη σχέση αυτή δικαιολογούνται από το ότι η V_{GS} και η V_P αναφέρονται και οι δύο στο δυναμικό της πηγής και

έχουν αρνητικές τιμές ενώ η V_{DS} είναι θετική. Η διακεκομμένη καμπύλη επισημαίνει το σημείο που ξεκινά ο κόρος για τον συγκεκριμένο συνδυασμό των τάσεων V_{GS} και V_{DS}. Στην περιοχή κόρου, το JFET είναι ένα στοιχείο σταθερού ρεύματος που ελέγχεται από τάση και είναι αυτή η περιοχή όπου κανονικά το τρανζίστορ λειτουργεί σαν ενισχυτής. Στην περιοχή όπου το JFET δεν έχει φθάσει ακόμη στον κόρο, λειτουργεί σαν αντίσταση ελεγχόμενη από τάση.

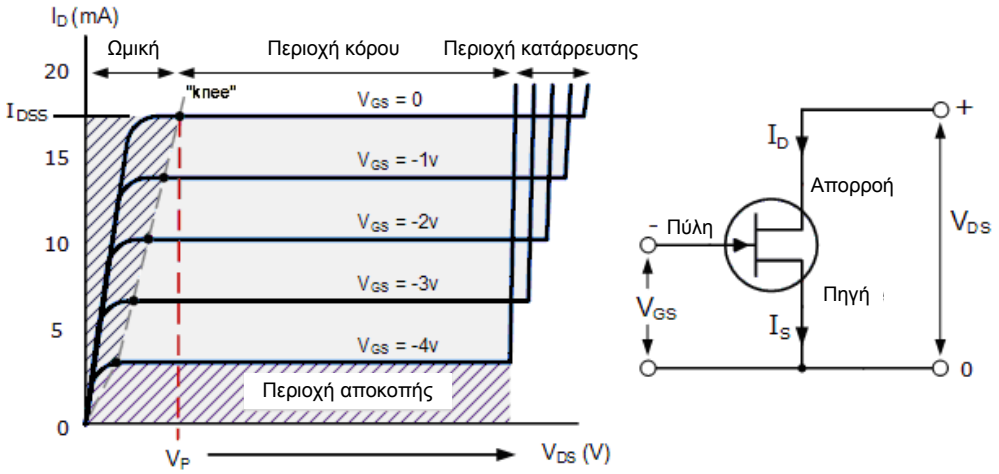


(α) (β)

Σχ. 8.9. α) Κανονικοποιημένες θεωρητικές χαρακτηριστικές I_D - V_{DS} όπου έχουμε υποθέσει, V_0=1 V και V_P=-2.5 V. $I_{DSS} = I_{Dsat|V_{GS}=0}$. β) Χαρακτηριστική μεταφοράς πύλης – απορροής του JFET με I_{DSS} = 8 mA, [5].

Το Σχ. 8.9β δείχνει τη χαρακτηριστική μεταφοράς πύλης – απορροής όταν ο δίαυλος είναι στην κατάσταση κόρου (δηλαδή είναι η γραφική παράσταση της Εξ. 8.8). Αυτή η καμπύλη δείχνει ότι το ρεύμα απορροής δεν μεταβάλλεται γραμμικά με την τάση της πύλης.

Τα παραπάνω δείχνονται επίσης παραστατικά στο Σχ. 8.10, όπου διακρίνονται οι εξής τέσσερις περιοχές λειτουργίας:



Σχ. 8.10. Περιοχές λειτουργίας και κυκλωματικό σύμβολο τρανζίστορ JFET διαύλου τύπου n. Το βέλος στον ακροδέκτη της πύλης, δείχνει προς την πύλη αν η περιοχή του διαύλου είναι τύπου n, ή εκτός της πύλης αν η περιοχή του διαύλου είναι τύπου p, [9].

- **Ωμική περιοχή** – Όταν V_{GS} = 0, η περιοχή απογύμνωσης του διαύλου είναι πολύ μικρή και το JFET λειτουργεί σαν αντίσταση ελεγχόμενη από τάση.
- **Περιοχή αποκοπής** – Όταν η τάση πύλης V_{GS} είναι αρκετή για να κάνει το JFET να συμπεριφέρεται σαν ανοικτοκύκλωμα (δηλ. ο δίαυλος έχει πρακτικά μηδενική διατομή), καθώς τότε, η αντίσταση διαύλου είναι μέγιστη.
- **Περιοχή κόρου** - Το JFET λειτουργεί σαν καλός αγωγός ελεγχόμενος από την τάση V_{GS}, ενώ η τάση V_{DS} δεν έχει καμία σχεδόν επίδραση στη συμπεριφορά του JFET.
- **Περιοχή κατάρρευσης** – Η τάση V_{DS} είναι αρκετά υψηλή ώστε να προκαλέσει κατάρρευση χιονοστοιβάδας στα άκρα της απορροής και να διέλθει πολύ μεγάλο ρεύμα από τη διάταξη. Οι τάσεις κατάρρευσης ενός τυπικού JFET κυμαίνονται από 20 έως 300 Volts, αλλά τα περισσότερα JFET εμφανίζουν κατάρρευση σε τιμές τάσεων γύρω στα 50 Volts.

Οι χαρακτηριστικές ενός JFET με δίαυλο τύπου p, είναι οι ίδιες με αυτές ενός JFET διαύλου n, εκτός από το ότι το ρεύμα απορροής I_D μειώνεται με την αύξηση θετικής τάσης V_{GS}.

8.3. Πρότυπο ασθενούς σήματος του JFET

Το γραμμικό ισοδύναμο κύκλωμα ασθενούς σήματος ενός JFET, μπορεί να ληφθεί αν εκφράσουμε το ρεύμα απορροής I_D σαν συνάρτηση της τάσης V_{GS} και της τάσης V_{DS} μέσω της σχέσης:

$$i_D = f\left(\upsilon_{GS}, \upsilon_{DS}\right) \qquad 8.10$$

Εάν μεταβάλλεται και η τάση πύλης και η τάση απορροής, η μεταβολή στο ρεύμα απορροής δίνεται κατά προσέγγιση από τους δύο πρώτους όρους του αναπτύγματος σε σειρά Fourier της 8.10

$$\Delta i_D = \left.\frac{\partial i_D}{\partial \upsilon_{GS}}\right|_{\upsilon_{DS}=\sigma\tau\alpha\theta.} \cdot \Delta\upsilon_{GS} + \left.\frac{\partial i_D}{\partial \upsilon_{DS}}\right|_{\upsilon_{GS}=\sigma\tau\alpha\theta.} \cdot \Delta\upsilon_{DS} \qquad 8.11$$

ή με χρήση του συμβολισμού : $\Delta i_D = i_d$, $\Delta\upsilon_{GS} = \upsilon_{gs}$, $\Delta\upsilon_{DS} = \upsilon_{ds}$, η εξ. 8.11 γίνεται

$$i_d = g_m \upsilon_{gs} + \frac{1}{r_d}\upsilon_{ds} \qquad 8.12$$

όπου

$$g_m = \left.\frac{\partial i_D}{\partial \upsilon_{GS}}\right|_{\upsilon_{DS}=\sigma\tau\alpha\theta.} \qquad \text{αμοιβαία αγωγιμότητα} \qquad 8.13$$

$$r_d = \left.\frac{\partial \upsilon_{DS}}{\partial i_D}\right|_{\upsilon_{GS}=\sigma\tau\alpha\theta.} \qquad \text{εσωτερική αντίσταση} \qquad 8.14$$

$$\mu = -\left.\frac{\partial \upsilon_{DS}}{\partial \upsilon_{GS}}\right|_{i_D=\sigma\tau\alpha\theta.} \qquad \text{συντελεστής ενίσχυσης} \qquad 8.15$$

Από τις παραπάνω σχέσεις προκύπτει ότι

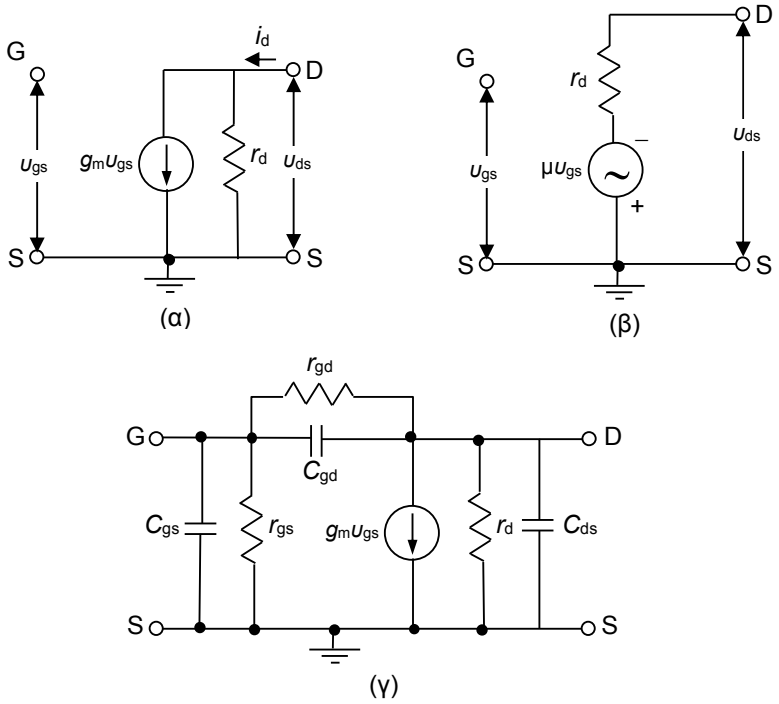
$$\mu = r_d g_m \qquad 8.16$$

Η αμοιβαία αγωγιμότητα προκύπτει και με παραγώγιση της 8.8

$$g_m = \frac{\partial i_D}{\partial \upsilon_{GS}} = -\frac{2I_{DSS}}{V_P}\left(1 - \frac{V_{GS}}{V_P}\right) = g_{mo}\left(1 - \frac{V_{GS}}{V_P}\right) \quad , \quad g_{mo} = -\frac{2I_{DSS}}{V_P} \qquad 8.17$$

Ένα κύκλωμα το οποίο ικανοποιεί την εξ. 8.12 φαίνεται στο Σχ. 8.11α. Το πρότυπο αυτό χαμηλής συχνότητας περιλαμβάνει μια εξαρτημένη πηγή ρεύματος της οποίας το ρεύμα είναι ανάλογο της τάσης V_{GS}. Ο συντελεστής αναλογίας είναι η αμοιβαία αγωγιμότητα g_m. Η

αντίσταση εισόδου μεταξύ πύλης και πηγής είναι άπειρη, εάν υποθέσουμε ότι η ανάστροφα πολωμένη πύλη δεν απορροφά ρεύμα. Το κύκλωμα του Σχ. 8.11α ισχύει σε χαμηλές συχνότητες. Στις υψηλές συχνότητες, εκτός από τις παραπάνω παραμέτρους υπάρχουν και τρεις χωρητικότητες C_{gs} πύλης-πηγής, C_{gd} πύλης-απορροής και C_{ds} απορροής-πηγής. Επίσης υπάρχουν και οι αντιστάσεις διαφυγής της ένωσης της πύλης r_{gs} και r_{gd}, οι οποίες όμως είναι πολύ μεγάλες και συνήθως αμελούνται. Οι παραπάνω χωρητικότητες C_{gs} και C_{gd} είναι χωρητικότητες μεταβάσεως της ένωσης της πύλης που είναι ανάστροφα πολωμένη. Η χωρητικότητα C_{ds} αντιπροσωπεύει τη χωρητικότητα του διαύλου μεταξύ πηγής και απορροής. Λόγω των εσωτερικών αυτών χωρητικοτήτων, υπάρχει ανάδραση μεταξύ των κυκλωμάτων εισόδου και εξόδου και η ενίσχυση τάσης πέφτει απότομα καθώς αυξάνεται η συχνότητα. Στο Σχ. 8.11β φαίνεται το πρότυπο χαμηλών συχνοτήτων με πηγή τάσης, ενώ στο Σχ. 8.11γ φαίνεται το πλήρες ισοδύναμο κύκλωμα ασθενούς σήματος υψηλών συχνοτήτων του JFET. Συνήθως στην πράξη χρησιμοποιούμε το πρότυπο χαμηλών συχνοτήτων για ευκολία στους υπολογισμούς.



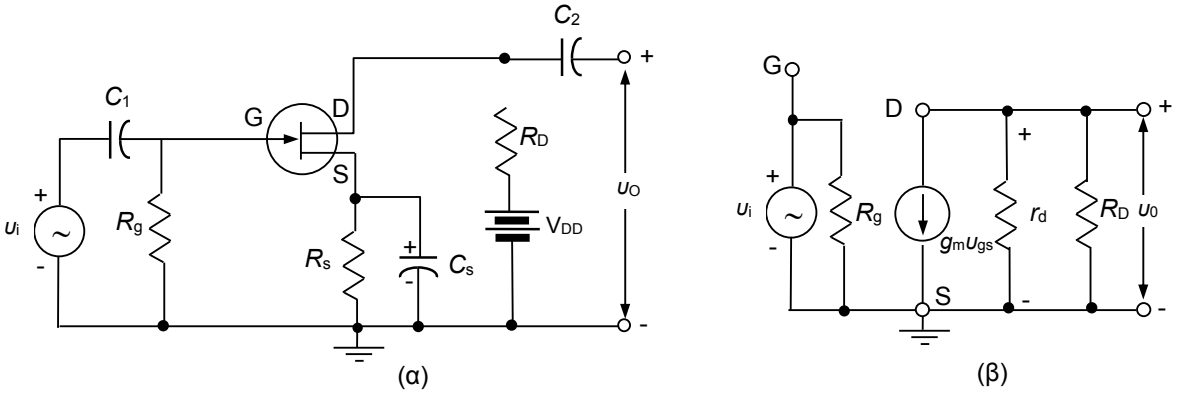
Σχ. 8.11. Πρότυπο ασθενούς σήματος JFET α) χαμηλών συχνοτήτων με πηγή ρεύματος, β) χαμηλών συχνοτήτων με πηγή τάσης, γ) υψηλών συχνοτήτων, [16].

Το παραπάνω πρότυπο ισχύει για όλους τους τύπους των FET, αν και οι τιμές των στοιχείων του κυκλώματος μπορεί να διαφέρουν, ανάλογα με τον τύπο του FET. Στον παρακάτω πίνακα δίνουμε τυπικές τιμές των παραμέτρων των JFET και MOSFET.

Πίν. 8.1. Τυπικές τιμές παραμέτρων για JFET και MOSFET		
Παράμετρος	**JFET**	**MOSFET**
g_m	0,1 – 10 mA/V	0,1 – 20 mA/V
r_d	0,1 – 1 M	1 – 50 K
C_{ds}	0,1 – 1 pF	0,1 – 1 pF
C_{gs} , C_{gd}	1 – 10 pF	1 – 10 pF
r_{gs}	> 10^8 Ω	> 10^{10} Ω
r_{gd}	> 10^8 Ω	> 10^{14} Ω

Το πρότυπο του FET του Σχ. 8.11α πρέπει να συγκριθεί με το πρότυπο υβριδικών παραμέτρων h του τρανζίστορ BJT. Το πρότυπο του BJT έχει επίσης ισοδύναμο κύκλωμα τύπου Norton, του οποίου η πηγή ρεύματος εξαρτάται από το ρεύμα εισόδου, ενώ στο FET

εξαρτάται από την τάση εισόδου. Αξίζει να σημειωθεί ότι στο πρότυπο χαμηλών συχνοτήτων του Σχ. 8.11α δεν υπάρχει ανάδραση μεταξύ της εξόδου και εισόδου του FET, ενώ στο BJT υπάρχει μέσω της παραμέτρου h_{re}. Επίσης, στο BJT η αντίσταση εισόδου είναι πολύ μικρότερη (μερικά kΩ) σε σχέση με το FET που έχει άπειρη αντίσταση εισόδου. Συνοψίζοντας, μπορούμε να πούμε ότι το FET προσεγγίζει πολύ περισσότερο τον ιδανικό ενισχυτή στις χαμηλές συχνότητες, σε σχέση με το BJT.



Σχ. 8.12. α) Ενισχυτής JFET, β) ισοδύναμο κύκλωμα ασθενούς σήματος.

Στο Σχ. 8.12 δείχνουμε για εξοικείωση του αναγνώστη, έναν ενισχυτή με JFET (κύκλωμα αυτοπόλωσης) και το ισοδύναμο ασθενούς σήματος του ενισχυτή, με χρήση του προτύπου χαμηλών συχνοτήτων του Σχ. 8.11α για το JFET. Οι πυκνωτές συζεύξεως (C_1, C_2) και παρακάμψεως (C_S) έχουν αντικατασταθεί με βραχυκυκλώματα.

8.4. Τρανζίστορ FET Μετάλλου-Οξειδίου-Ημιαγωγού (MOSFET)

Το MOSFET είναι ένα FET στο οποίο η πύλη είναι μονωμένη προς το δίαυλο με τη βοήθεια διοξειδίου του πυριτίου SiO_2. Το FET αυτό συμβολίζεται με τα αρχικά των λέξεων Metal-Oxide-Semiconductor FET. Στο MOSFET το ηλεκτρόδιο της πύλης χωρίζεται από τον ημιαγωγό με λεπτό στρώμα (1000-2000 Å) μονωτικού SiO_2. Με την πύλη αυτή ελέγχεται η αντίσταση του διαύλου του ημιαγωγού που βρίσκεται κάτω από αυτήν. Η μεταλλική περιοχή της πύλης σε συνδυασμό με το μονωτικό διηλεκτρικό στρώμα του διοξειδίου του πυριτίου και του ημιαγωγού του διαύλου σχηματίζουν τις παράλληλες πλάκες ενός πυκνωτή. Το μονωτικό αυτό διηλεκτρικό στρώμα διοξειδίου του πυριτίου προσδίδει στο MOSFET μια πολύ υψηλή αντίσταση εισόδου (10^{10} έως 10^{15} Ω). Το MOSFET αποδεικνύεται ίσως σημαντικότερο από το JFET επειδή προσφέρεται περισσότερο για να χρησιμοποιηθεί στα ολοκληρωμένα κυκλώματα.

Το MOSFET διαφέρει από το JFET στο ότι η πύλη του είναι μονωμένη προς το δίαυλο με το λεπτό στρώμα SiO_2. Η αγωγιμότητα του διαύλου ο οποίος διαμορφώνεται στο στρώμα του ημιαγωγού που είναι αμέσως κάτω από το μονωτικό στρώμα, ελέγχεται από τα φορτία που επάγονται μέσα σ' αυτόν από τη διαφορά δυναμικού που επιβάλλεται ανάμεσα στις δύο πλευρές του μονωτικού στρώματος.

Στην πράξη δύο είναι οι πιο σημαντικοί τύποι MOSFET:

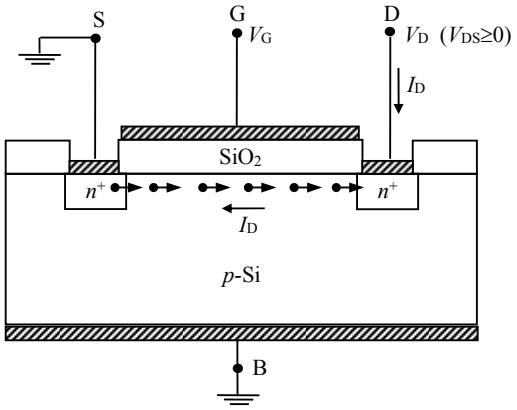
- Ο τύπος διαύλου ***n-πυκνώσεως***, στον οποίο ο δίαυλος γίνεται τύπου n και τα ηλεκτρόδια πηγής και απορροής διαμορφώνονται σε ημιαγωγούς n^+, δηλαδή με έντονη νόθευση. Τα στοιχεία αυτά λειτουργούν συνήθως με τη μέθοδο της πυκνώσεως των φορέων, που σημαίνει ότι στην κανονική κατάσταση με πόλωση 0 δεν άγουν και άγουν όταν εφαρμοστεί θετική πόλωση πύλης. Αυτά λέγονται MOSFET διαύλου n-πυκνώσεως (enhancement mode n-channel MOSFET). Ας σημειωθεί ότι, είναι δυνατόν να κατασκευαστούν και MOSFET διαύλου p-πυκνώσεως. Όμως, σήμερα στα ολοκληρωμένα κυκλώματα κυριαρχούν τα MOSFET διαύλου n-πυκνώσεως, λόγω της μεγαλύτερης κινητικότητας των ηλεκτρονίων φορέων αγωγιμότητας σε σχέση με τις οπές.
- Ο τύπος διαύλου ***n-αραιώσεως*** (depletion mode n-channel MOSFET) που έχει παρόμοια συμπεριφορά με το JFET. Τα MOSFET αυτά λειτουργούν με τη μέθοδο της αραιώσεως των φορέων, που σημαίνει ότι στην κανονική κατάσταση με πόλωση 0 άγουν, και δεν

άγουν όταν εφαρμοστεί αρνητική πόλωση. Υπάρχουν βεβαίως και τα MOSFET διαύλου p-αραιώσεως αλλά χρησιμοποιούνται σπανιότερα.

8.4.1. Λειτουργική Περιγραφή MOSFET διαύλου n-πυκνώσεως

Στο Σχ. 8.13 φαίνεται σε τομή ένα MOSFET διαύλου n-πυκνώσεως. Το στοιχείο αυτό κατασκευάζεται πάνω σε ένα υπόστρωμα τύπου p μεγάλης αντίστασης. Μέσα στο υπόστρωμα δημιουργούνται με διάχυση από την επιφάνεια δύο περιοχές τύπου n^+ για να σχηματισθεί η πηγή και η απορροή. Πάνω στις επιφάνειες των περιοχών αυτών σχηματίζονται με εξάχνωση μετάλλου, ωμικές επαφές μεταλλικών ηλεκτροδίων με τους ημιαγωγούς n^+ της πηγής S και της απορροής D. Στη συνέχεια, καλύπτονται, με λεπτό στρώμα διοξειδίου του πυριτίου, τα εκτεθειμένα μέρη της επιφάνειας του ημιαγωγού και μετά σχηματίζεται πάνω σ' αυτό πάλι με εξάχνωση μετάλλου το ηλεκτρόδιο της πύλης G πάνω από την περιοχή του διαύλου.

Έτσι, μεταξύ πηγής και απορροής διαμορφώνονται δύο δίοδοι που είναι συνδεδεμένες σε σειρά και αντίθετα, οπότε το ρεύμα απορροής είναι ουσιαστικά μηδέν για μηδενική πόλωση πύλης-πηγής, άσχετα με την πολικότητα της τάσης πηγής-απορροής. Όταν η πύλη συνδεθεί σε θετικό δυναμικό ως προς το υπόστρωμα, τα θετικά φορτία στην πύλη, επάγουν αρνητικά φορτία στο υπόστρωμα τύπου p. Αυτά τα επαγόμενα φορτία είναι αρνητικά ιόντα αποδεκτών, που παράγονται από την κατάληψη οπών από ηλεκτρόνια σθένους μέσα στο p υπόστρωμα.



Σχ. 8.13. Σχηματικό διάγραμμα MOSFET διαύλου n-πυκνώσεως, [5].

Η πύλη συμπεριφέρεται όπως ο ένας οπλισμός του πυκνωτή, το διοξείδιο του πυριτίου όπως το διηλεκτρικό, και το υπόστρωμα p όπως ο δεύτερος οπλισμός του πυκνωτή. Αν αυξήσουμε περισσότερο την τάση πύλης, τα επιπλέον θετικά φορτία στην πύλη έλκουν ηλεκτρόνια (φορείς μειονότητας), από το p-υπόστρωμα προς τη διεπιφάνεια με το διοξείδιο του πυριτίου, απωθώντας παράλληλα τις οπές.

Με άλλα λόγια, όταν η πύλη είναι αρκετά θετική, δημιουργεί ένα λεπτό στρώμα ελεύθερων ηλεκτρονίων, που καλύπτει όλη τη διαδρομή από την πηγή προς την απορροή. Όταν η συσσώρευση αυτών των αρνητικών φορτίων φτάσει σε συγκέντρωση τέτοια ώστε να ξεπερνά τη συγκέντρωση των φορέων πλειονότητας (οπών) του p-υποστρώματος, επέρχεται η αναστροφή του τύπου αγωγιμότητας και σχηματίζεται ένας ομοιογενής δίαυλος τύπου n στο p-υπόστρωμα.

Το στρώμα των ελεύθερων ηλεκτρονίων βρίσκεται δίπλα στο διοξείδιο του πυριτίου (SiO_2). Το στρώμα αυτό δεν συμπεριφέρεται πια σαν ημιαγωγός τύπου p. Αντίθετα, λόγω των επαγόμενων ελεύθερων ηλεκτρονίων, συμπεριφέρεται σαν ημιαγωγός τύπου n. Γι' αυτόν το λόγο, το στρώμα του p υλικού που εφάπτεται με το διοξείδιο του πυριτίου ονομάζεται *στρώμα αναστροφής* τύπου n. Προκύπτει δηλαδή μια αναστροφή πληθυσμού φορέων και δημιουργείται ένας δίαυλος από αναστροφή με φορείς τύπου n μέσα σε ημιαγωγό τύπου p κάτω από το οξείδιο της πύλης μεταξύ πηγής και απορροής. Τότε παύουν να υπάρχουν πια οι δίοδοι που αναφέρθηκαν παραπάνω μεταξύ πηγής και απορροής και περνά το ρεύμα I_D του κυκλώματος απορροής.

Η ελάχιστη θετική τάση πύλης που απαιτείται για να δημιουργηθεί ο δίαυλος n αναστροφής λέγεται ***τάση κατωφλίου*** (threshold) και συμβολίζεται με V_T. Η περιοχή

λειτουργίας με τάση πύλης μικρότερη από V_T αλλά μεγαλύτερη από μηδέν ονομάζεται περιοχή λειτουργίας ***απογύμνωσης*** (depletion region). Μια αύξηση της θετικής τάσης της πύλης πάνω από την τάση κατωφλίου, προκαλεί μεγαλύτερη πύκνωση των ελεύθερων ηλεκτρονίων του διαύλου και αυξάνεται έτσι το ρεύμα απορροής.

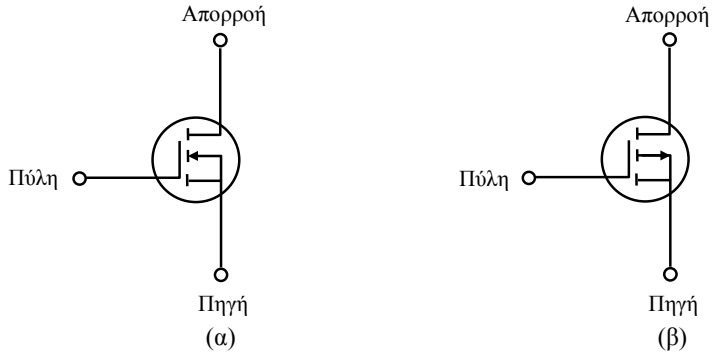
Η αύξηση της θετικής τάσης πύλης σταδιακά από την τιμή μηδέν, αυξάνει την πυκνότητα ελεύθερων ηλεκτρονίων μέχρι το σημείο που αυτή γίνει ίση με N_A δηλ. μέχρι να εξισωθεί με την πυκνότητα αποδεκτών του υποστρώματος τύπου p. Η κατάσταση αυτή προκύπτει για τάση πύλης ίση με V_T. Περαιτέρω αύξηση της τάσης πύλης ($V_{GS} > V_T$) αυξάνει την τοπική πυκνότητα ελεύθερων ηλεκτρονίων του διαύλου πάνω από την τιμή N_A και η περιοχή γύρω από το διαχωριστικό όριο οξειδίου-ημιαγωγού αλλάζει χαρακτήρα και από τύπου p γίνεται τύπου n. Η περιοχή λειτουργίας με τάση πύλης μεγαλύτερη από V_T ονομάζεται περιοχή λειτουργίας ***αναστροφής*** (inversion region).

Ας σημειωθεί ότι, όταν η τάση της πύλης V_{GS} είναι μηδενική (V_{GS}=0), η τροφοδοσία της απορροής προσπαθεί να εξαναγκάσει τα ελεύθερα ηλεκτρόνια να ρέουν από την πηγή στην απορροή. Όμως το υπόστρωμα p έχει ελάχιστα θερμικά παραγόμενα ελεύθερα ηλεκτρόνια. Έτσι, το ρεύμα ανάμεσα στην πηγή και την απορροή είναι αμελητέο.

Γι' αυτόν το λόγο, το MOSFET πυκνώσεως είναι ένα MOSFET που βρίσκεται κανονικά στην κατάσταση αποκοπής (δηλ. δεν άγει). Εάν η τάση πύλης είναι αρνητική, επάγονται θετικά φορτία (οπές) στο διαχωριστικό όριο οξειδίου-ημιαγωγού, προκύπτει δηλαδή τοπική αύξηση της πυκνότητας οπών, και απωθούνται σε εκείνη την περιοχή τα ελάχιστα ελεύθερα ηλεκτρόνια με αποτέλεσμα την παντελή έλλειψη αγώγιμου διαύλου n μεταξύ πηγής και απορροής και μηδενική αγωγιμότητα, δηλαδή αδυναμία διέλευσης ρεύματος (το MOSFET δεν άγει). Η περιοχή λειτουργίας με τάση πύλης μικρότερη από μηδέν (V_{GS}<0) ονομάζεται περιοχή λειτουργίας ***συσσώρευσης*** (accumulation region).

Μπορούμε δηλαδή τελικά να διακρίνουμε τρεις φυσικά διαφορετικές περιοχές πόλωσης, ανάλογα με το αν η τάση πόλωσης πύλης V_{GS} είναι αρνητική, θετική και μικρότερη από V_T, και θετική μεγαλύτερη από V_T. Οι τρεις αυτές περιοχές ονομάζονται αντίστοιχα, συσσώρευσης (accumulation), απογύμνωσης (depletion), και αναστροφής (inversion).

Εντελώς αντίστοιχα πράγματα συμβαίνουν για MOSFET διαύλου p-πυκνώσεως. Απλά, επειδή οι περιοχές πηγής και απορροής είναι νόθευσης τύπου p^+ και το υπόστρωμα είναι τύπου n, οι πολώσεις θα έχουν αντίθετο πρόσημο σε σχέση με το MOSFET διαύλου n-πυκνώσεως. Έτσι, η περιοχή συσσώρευσης κατά την οποία ελεύθερα ηλεκτρόνια θα επάγονται στο διαχωριστικό όριο οξειδίου-ημιαγωγού θα παρατηρείται όταν V_{GS}>0. Αν εφαρμόσουμε τάση πύλης V_{GS}<0, θα απωθούνται τα ελεύθερα ηλεκτρόνια του υποστρώματος από το διαχωριστικό όριο οξειδίου-ημιαγωγού και θα δημιουργηθεί ένα στρώμα απογύμνωσης των ηλεκτρονίων της ζώνης αγωγιμότητας στην περιοχή αυτή. Δηλαδή, θα έχουμε αυξημένο αριθμό θετικών φορτίων λόγω των ιονισμένων ιόντων δοτών που απομένουν στον κρύσταλλο. Αυτή είναι η λεγόμενη περιοχή λειτουργίας απογύμνωσης. Αυξάνοντας παραπάνω την αρνητική αυτή τάση πόλωσης αρχίζουν να απωθούνται και τα ηλεκτρόνια της ζώνης σθένους και έτσι πυκνώνουν οι οπές σθένους μέσα στο στρώμα απογύμνωσης των ηλεκτρονίων κάτω από την πύλη. Προκύπτει έτσι η αναστροφή πληθυσμού φορέων και δημιουργείται ένας δίαυλος από αναστροφή με φορείς p μέσα σε ημιαγωγό n κάτω από το οξείδιο της πύλης μεταξύ πηγής και απορροής. Αυτή είναι η λεγόμενη περιοχή λειτουργίας αναστροφής.



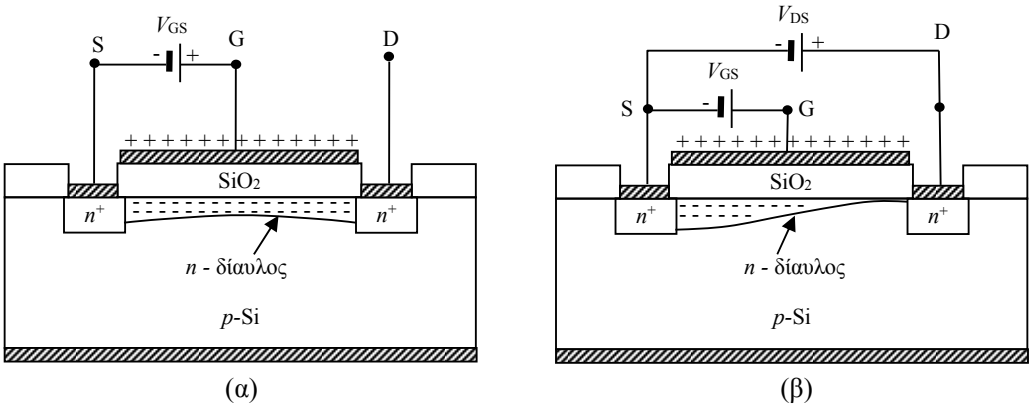
Σχ. 8.14. Κυκλωματικά σύμβολα α) MOSFET διαύλου *n*-πυκνώσεως, και β) MOSFET διαύλου *p*-πυκνώσεως.

Στο Σχ. 8.14 φαίνονται τα κυκλωματικά σύμβολα ενός MOSFET διαύλου n-πυκνώσεως, και ενός MOSFET διαύλου p-πυκνώσεως. Η πύλη έχει τη μορφή οπλισμού ενός πυκνωτή. Δεξιά από την πύλη υπάρχει μια λεπτή γραμμή που παριστάνει το δίαυλο. Ο ακροδέκτης της απορροής βρίσκεται στην κορυφή του διαύλου και ο ακροδέκτης της πηγής στη βάση του διαύλου. Το βέλος του υποστρώματος δείχνει προς το υλικό τύπου n για το MOSFET διαύλου n-πυκνώσεως και έξω από αυτό για το MOSFET διαύλου p-πυκνώσεως διότι το ρεύμα απορροής ρέει προς την αντίθετη κατεύθυνση από αυτή του MOSFET διαύλου n. Συνήθως, ο κατασκευαστής συνδέει εσωτερικά το υπόστρωμα με την πηγή. Κατά συνέπεια, έχουμε τελικά ένα στοιχείο τριών ακροδεκτών.

8.4.2. Θεωρητική Περιγραφή MOSFET διαύλου n-πυκνώσεως

Η θεωρητική περιγραφή του MOSFET διαύλου n-πυκνώσεως βασίζεται στο Σχ. 8.13. Σύμφωνα με το σχήμα αυτό, το ρεύμα απορροής I_D που ρέει λόγω εφαρμογής κατάλληλων τάσεων στην πύλη και την απορροή, αποτελείται από ελεύθερα ηλεκτρόνια τα οποία εισέρχονται στο MOSFET μέσω της πηγής S, εξέρχονται μέσω της απορροής D, και υπόκεινται στην τάση ελέγχου της πύλης G. Το ρεύμα απορροής θα θεωρείται συμβατικά θετικό όταν ρέει από το εξωτερικό κύκλωμα στον ακροδέκτη απορροής.

Για να βρούμε πώς το ρεύμα I_D μεταβάλλεται συναρτήσει των εφαρμοζόμενων τάσεων (για να βρούμε δηλαδή τη χαρακτηριστική λειτουργίας του MOSFET), έστω κατ' αρχήν ότι V_{DS}=0, και ας εξετάσουμε την κατάσταση μέσα στη διάταξη σαν συνάρτηση της τάσης V_{GS}. Όταν η V_{GS} έχει τέτοια τιμή που το MOSFET βρίσκεται στην περιοχή συσσώρευσης ή απογύμνωσης (δηλ. $V_{GS}<V_T$), το τμήμα της διάταξης κάτω από το οξείδιο περιέχει είτε περίσσεια είτε έλλειψη οπών και πολύ λίγα ηλεκτρόνια. Έτσι, η περιοχή ανάμεσα στους ακροδέκτες πηγής και απορροής ισοδυναμεί ουσιαστικά με ανοιχτοκύκλωμα. Όταν όμως το MOSFET πολωθεί στην περιοχή αναστροφής (δηλ. $V_{GS}>V_T$), σχηματίζεται ένα στρώμα αναστροφής (ο δίαυλος) το οποίο περιέχει ελεύθερα ηλεκτρόνια κάτω ακριβώς από τη διαχωριστική επιφάνεια οξειδίου-ημιαγωγού, (βλ. Σχ. 8.15α). Φυσικά, όσο αυξάνεται η τάση αναστροφής τόσο αυξάνεται η συγκέντρωση ελεύθερων ηλεκτρονίων και επομένως η αγωγιμότητα του διαύλου.



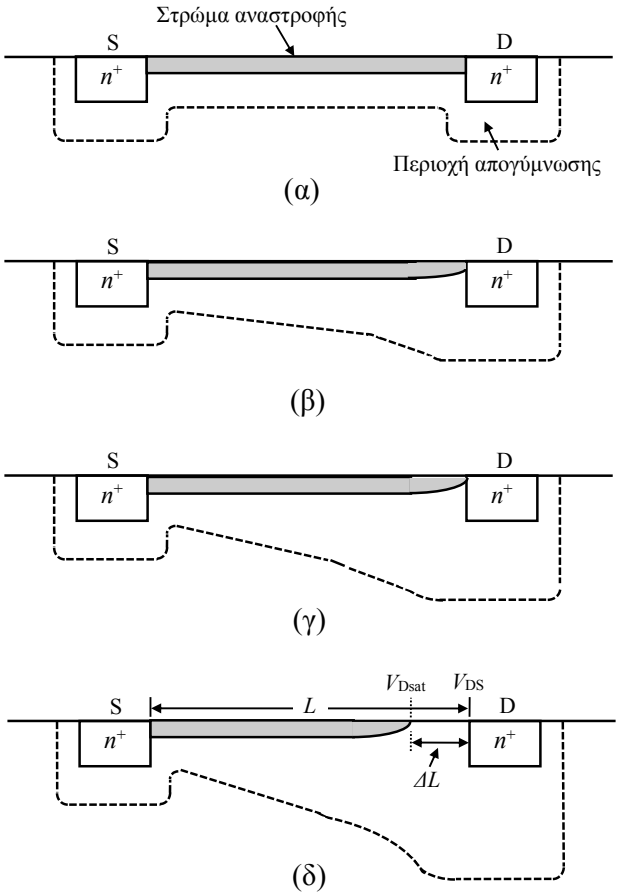
Σχ. 8.15. MOSFET διαύλου n-πυκνώσεως: α) Δημιουργία του διαύλου-n όταν η θετική τάση V_{GS} ξεπεράσει την τιμή κατωφλίου V_T. β) Τροποποίηση της μορφής του διαύλου υπό την επίδραση διαφοράς δυναμικού V_{DS} μεταξύ απορροής και πηγής, [11].

Έστω τώρα ότι η τάση απορροής V_{DS} αυξάνεται με μικρά βήματα από την τιμή V_{DS}=0. Φυσικά, για V_{DS}=0 επικρατεί θερμοδυναμική ισορροπία και το ρεύμα απορροής I_D είναι μηδέν. Όταν αρχίσουμε να αυξάνουμε σταδιακά την τάση V_{DS}, ο δίαυλος αρχίζει να συμπεριφέρεται σαν μια απλή ωμική αντίσταση και αρχίζει να ρέει ρεύμα απορροής I_D ανάλογο της τάσης V_{DS} μέσα στον ακροδέκτη απορροής (συμβατική φορά ρεύματος). Το τμήμα της χαρακτηριστικής I_D - V_{DS} που αντιστοιχεί σε μικρές τιμές τάσης V_{DS} φαίνεται στο Σχ. 8.17 από την αρχή των αξόνων μέχρι το σημείο Α.

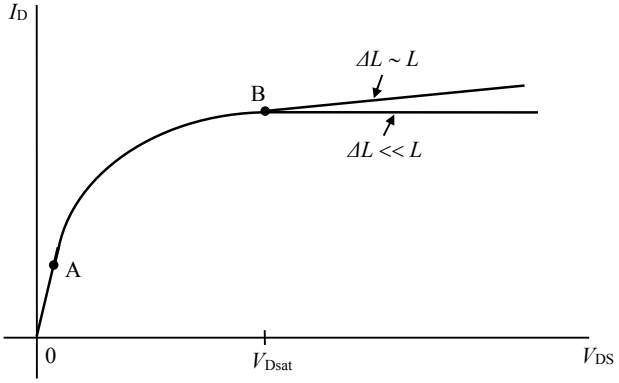
Μόλις η V_{DS} αυξηθεί σε τιμή πάνω από μερικά δέκατα του Volt, το MOSFET εισέρχεται σε νέα φάση λειτουργίας. Συγκεκριμένα, η πτώση τάσης από την απορροή στην πηγή που σχετίζεται με τη ροή ρεύματος μέσα από το δίαυλο, αρχίζει να αντιστρατεύεται το φαινόμενο αναστροφής της πύλης. Όπως φαίνεται στο Σχ. 8.16β, η περιοχή απογύμνωσης διευρύνεται καθώς πλησιάζουμε την απορροή και ο αριθμός των ανεστραμμένων φορέων (ηλεκτρονίων)

μειώνεται. Αντιστοίχως μειώνεται η αγωγιμότητα του διαύλου, πράγμα που αντανακλάται σαν μείωση της κλίσης της χαρακτηριστικής I_D - V_{DS}.

Η περαιτέρω αύξηση της τάσης απορροής V_{DS} προκαλεί προοδευτική μειώση της συγκέντρωσης φορέων και την τελική σταθεροποίηση του ρεύματος εξόδου I_D σε μια συγκεκριμένη τιμή. Η μεγαλύτερη μείωση στο δίαυλο παρατηρείται κοντά στην απορροή, και τελικά το στρώμα αναστροφής εξαφανίζεται πλήρως (δηλ. η συγκέντρωση φορέων στη διαχωριστική επιφάνεια $n_{|επιφάνεια}$ πέφτει κάτω από την τιμή N_A) κοντά στην απορροή. Επέρχεται δηλαδή φραγή στη λειτουργία του MOSFET. Όταν επέλθει φραγή (δηλ. $n_{|επιφάνεια} = N_A$) η κλίση της χαρακτηριστικής γίνεται μηδέν.



Σχ. 8.16. Σχηματικό διάγραμμα λειτουργικών φάσεων MOSFET διαύλου n-πυκνώσεως. α) V_{DS}=0, β) στένεμα διαύλου (στρώματος αναστροφής) για μέτριες τιμές της τάσης V_{DS}, γ) φραγή, και δ) λειτουργία πάνω από τη φραγή (V_{DS}>V_{Dsat}), [5].



Σχ. 8.17. Μεταβολή του ρεύματος I_D με την τάση V_{DS} για V_{GS}>V_T, [5].

Για τιμές τάσης πάνω από την τάση φραγής V_{Dsat}, το φραγμένο τμήμα του διαύλου διευρύνεται και αποκτά μήκος ΔL. Το φραγμένο τμήμα ΔL, όντας μια περιοχή με πολύ λίγους φορείς, εμφανίζει στα άκρα του το μεγαλύτερο τμήμα της πτώσης τάσης πάνω από την τιμή V_{Dsat}. Όταν ο δίαυλος έχει μεγάλο μήκος, δηλαδή ΔL<<L, η περιοχή από την πηγή μέχρι το σημείο φραγής θα έχει το ίδιο ουσιαστικά σχήμα και την ίδια πτώση τάσης στα άκρα για οποιαδήποτε τιμή τάσης $V_{DS} \geq V_{Dsat}$. Εφόσον το σχήμα και η τάση δεν μεταβάλλονται, δεν θα μεταβάλλεται και το ρεύμα. Άρα, το ρεύμα απορροής I_D θα παραμένει σταθερό για τάσεις μεγαλύτερες από V_{Dsat}, αρκεί να ισχύει ΔL<<L. Εάν το μήκος ΔL είναι συγκρίσιμο με το μήκος L, η ίδια πτώση τάσης θα εμφανιστεί κατά μήκος ενός μικρότερου διαύλου (L- ΔL) και, το ρεύμα I_D μετά το σημείο φραγής θα αυξάνεται κάπως με αύξηση της τάσης $V_{DS} > V_{Dsat}$, βλ. Σχ. 8.17.

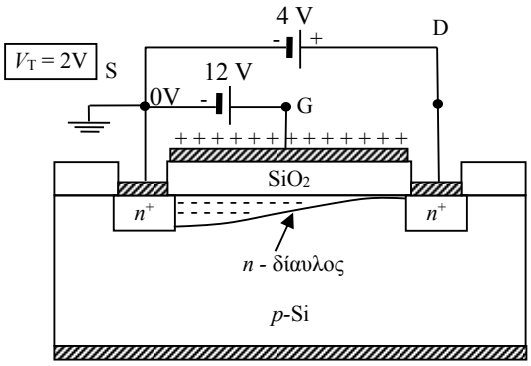
Φυσικά, το ρεύμα απορροής I_D θα είναι τόσο μεγαλύτερο όσο μεγαλύτερη είναι η αρχική τάση πύλης V_{GS}, διότι τόσο περισσότεροι ανεστραμμένοι φορείς θα υπάρχουν και τόσο η φραγή θα απαιτεί μεγαλύτερη τάση V_{Dsat}.

Αν με τη μεταβλητή x συμβολίσουμε την απόσταση ενός σημείου του διαύλου από την πηγή, τότε το δυναμικό του σημείου αυτού με αναφορά το δυναμικό της πηγής θα είναι V_{xS}. Το δυναμικό V_{xS} των σημείων του διαύλου αυξάνεται καθώς κινούμαστε από την πηγή προς την απορροή. Για να συντηρείται δίαυλος σε κάποια θέση x μεταξύ πηγής και απορροής θα πρέπει η διαφορά δυναμικού V_{Gx} να είναι τουλάχιστον ίση ή να ξεπερνά το δυναμικό κατωφλίου V_T. Ένα χρήσιμο μέγεθος που δείχνει το κατά πόσο σε κάποιο σημείο x μεταξύ πηγής και απορροής συντηρείται η αναστροφή τύπου αγωγιμότητας, υπάρχει δηλαδή ο δίαυλος, είναι το ***δυναμικό διατήρησης διαύλου***, $V_{\delta\delta}$:

$$V_{\delta\delta} = V_{Gx} - V_T \qquad 8.18$$

Στα σημεία όπου το δυναμικό αυτό είναι θετικό, ο n-δίαυλος συντηρείται, στα σημεία όπου αλλάζει πρόσημο και γίνεται αρνητικό, ο δίαυλος παύει να υφίσταται. Όταν ο δίαυλος διατηρείται σε όλο του το μήκος, από την πηγή στην απορροή, η αγωγιμότητα του MOSFET χαρακτηρίζεται ως μη κορεσμένη. Το ρεύμα I_D, που ρέει στην περίπτωση αυτή μεταξύ πηγής και απορροής εξαρτάται τόσο από την V_{DS} όσο και από την V_{GS}, και αυξάνει με την αύξησή τους. Όταν ο δίαυλος κλείνει από κάποιο σημείο του μέχρι την απορροή, η αγωγιμότητα χαρακτηρίζεται ως κορεσμένη και το ρεύμα που ρέει μεταξύ πηγής και απαγωγού είναι ανεξάρτητο της διαφοράς δυναμικού V_{DS} στους δύο αυτούς ακροδέκτες και εξαρτάται μόνο από την V_{GS}. Όταν ο δίαυλος δεν σχηματίζεται καθόλου ($V_{GS} < V_T$), τότε το τρανζίστορ βρίσκεται σε αποκοπή και το ρεύμα μηδενίζεται.

Παράδειγμα 1. Μη κορεσμένη αγωγιμότητα.



Σχ 8.18. MOSFET διαύλου n-πυκνώσεως. Κατάσταση μη-κορεσμένης αγωγιμότητας (non-saturated conduction), [11].

Στη διάταξη του Σχ. 8.18 μπορεί εύκολα να αποδειχθεί με τη βοήθεια της έννοιας του δυναμικού διατήρησης διαύλου, ότι ο δίαυλος δεν κλείνει σε κανένα σημείο μεταξύ πηγής και απορροής και κατά συνέπεια η αγωγιμότητά του χαρακτηρίζεται ως μη κορεσμένη. Η εξίσωση 8.18 για μεγαλύτερη ευκολία μπορεί να γραφεί ως εξής:

$$V_{\delta\delta} = V_{Gx} - V_T = V_{GS} - V_{xS} - V_T \qquad 8.19$$

Η εφαρμογή της εξίσωσης 8.19 για τα δύο άκρα του εν δυνάμει διαύλου δίνει τα εξής αποτελέσματα:

ΑΚΡΟ ΠΗΓΗΣ $V_{\delta\delta} = V_{Gx} - V_T = V_{GS} - V_{xS} - V_T = 12 - 0 - 2 = 10$ Volts

ΑΚΡΟ ΑΠΟΡΡΟΗΣ $V_{\delta\delta} = V_{Gx} - V_T = V_{GS} - V_{xS} - V_T = 12 - 4 - 2 = 6$ Volts

Παρατηρούμε ότι και στα δύο άκρα το δυναμικό διατήρησης είναι θετικό οπότε ο δίαυλος υφίσταται σε ολόκληρη τη διαθέσιμή του έκταση (από την πηγή ως την απορροή).

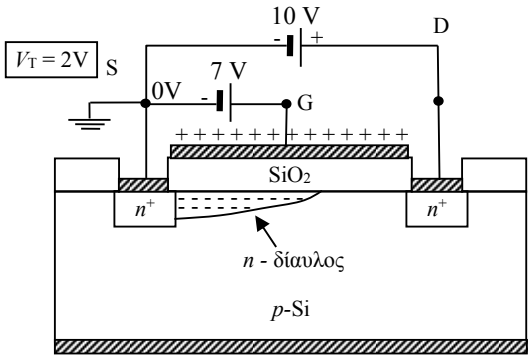
Παράδειγμα 2. Κορεσμένη αγωγιμότητα.

Η εφαρμογή της εξίσωσης 8.19 για τα δύο άκρα του εν δυνάμει διαύλου της διάταξης του σχήματος 8.19 δίνει τα εξής αποτελέσματα:

ΑΚΡΟ ΠΗΓΗΣ $V_{\delta\delta} = V_{Gx} - V_T = V_{GS} - V_{xS} - V_T = 7 - 0 - 2 = 5$ Volts

ΑΚΡΟ ΑΠΟΡΡΟΗΣ $V_{\delta\delta} = V_{Gx} - V_T = V_{GS} - V_{xS} - V_T = 7 - 10 - 2 = -5$ Volts

Παρατηρούμε ότι στο άκρο της πηγής ο δίαυλος υφίσταται αφού εκεί είναι $V_{\delta\delta}$ = 5V >0. Αντίθετα στο άκρο της απορροής ο δίαυλος δεν διατηρείται αφού $V_{\delta\delta}$ = -5V < 0. Επειδή μάλιστα στην απορροή η τιμή του συγκεκριμένου δείκτη, δηλαδή του δυναμικού διατήρησης, είναι αρκετά χαμηλότερη της κρίσιμης τιμής των 0V, αναμένεται πως ο δίαυλος θα κλείνει σε μια ενδιάμεση θέση μεταξύ πηγής και απορροής.



Σχ. 8.19. MOSFET διαύλου n-πυκνώσεως. Κατάσταση κορεσμένης αγωγιμότητας (saturated conduction), [11].

8.4.3. Χαρακτηριστική MOSFET διαύλου n-πυκνώσεως

Η ακριβής δομή που θα μελετήσουμε μαζί με τις διαστάσεις και τους άξονες συντεταγμένων δίνεται στο Σχ. 8.20. Πριν όμως ξεκινήσουμε τη θεωρητική ανάλυση θα ορίσουμε μια ισοδύναμη κινητικότητα (effective mobility) για τους φορείς (ηλεκτρόνια στην περίπτωση της δομής του Σχ. 8.20). Γνωρίζουμε από τη θεωρία ημιαγωγών ότι οι κινητικότητες των φορέων καθορίζονται από το ποσοστό σκεδάσεων των φορέων μέσα στο υλικό, με το κρυσταλλικό πλέγμα και με τα ιονισμένα ιόντα προσμείξεων. Σε ένα MOSFET όμως, η κίνηση των φορέων λαμβάνει χώρα σε ένα επιφανειακό στρώμα αναστροφής όπου το ηλεκτρικό πεδίο της πύλης ουσιαστικά επιταχύνει τους φορείς προς την επιφάνεια. Οι ανεστραμμένοι δηλαδή φορείς υφίστανται εκτός από τις σκεδάσεις με το κρυσταλλικό πλέγμα και με τα ιονισμένα ιόντα προσμείξεων, επιπλέον κρούσεις που τους επιβραδύνουν στη διαχωριστική επιφάνεια οξειδίου-ημιαγωγού. Έτσι, η κινητικότητα τους μειώνεται και δεν είναι πια ίση με την κινητικότητα των φορέων στο βάθος του ημιαγωγού. Η μέση λοιπόν κινητικότητα των φορέων στο στρώμα αναστροφής ονομάζεται ισοδύναμη κινητικότητα και συμβολίζεται με $\bar{\mu}_n$ ή $\bar{\mu}_p$.

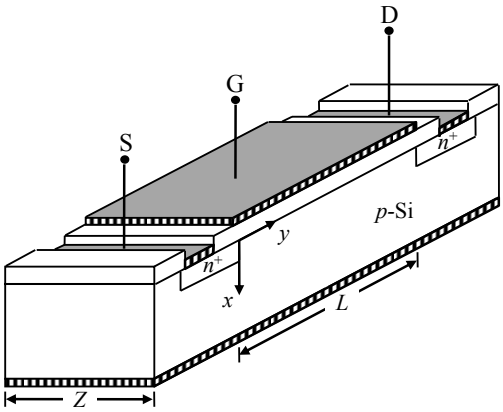
Η ισοδύναμη κινητικότητα δίνεται από ένα ολοκλήρωμα της μορφής

$$\bar{\mu}_n = \frac{\int_0^{x_c(y)} \mu_n(x,y)n(x,y)dx}{\int_0^{x_c(y)} n(x,y)dx} \qquad 8.20$$

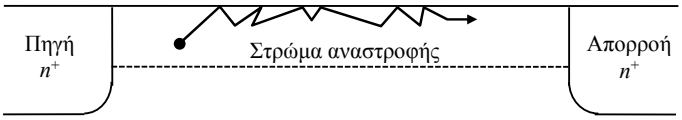
όπου $x_c(y)$ είναι το πάχος του διαύλου σε τυχαίο σημείο y και n(x,y) η πυκνότητα ηλεκτρονίων σε ένα σημείο (x,y) του διαύλου.

Γενικά για το ρεύμα στις τρεις διαφορετικές καταστάσεις λειτουργίας του MOSFET n-πυκνώσεως ισχύουν τα ακόλουθα:

Περιοχή αποκοπής (cut-off ή sub-threshold περιοχή). Στην περιοχή αυτή, που αντιστοιχεί σε $V_{GS} \leq V_T$, ο δίαυλος κλείνει στη θέση της πηγής (δεν σχηματίζεται δηλαδή καθόλου δίαυλος) και το ρεύμα που ρέει μεταξύ πηγής και απορροής στην ιδανική περίπτωση είναι μηδέν. Στην πραγματικότητα όμως, λόγω του ότι οι ενέργειες των ηλεκτρονίων ακολουθούν την κατανομή Boltzmann, υπάρχουν πάντα κάποια ενεργητικά ηλεκτρόνια στην πηγή που εισέρχονται στην p-περιοχή και φτάνουν στην απορροή δημιουργώντας ένα ρεύμα διαρροής (sub-threshold leakage) που είναι εκθετική συνάρτηση της τάσης V_{GS}.



Σχ. 8.20. Δομή, διαστάσεις, και προσανατολισμός αξόνων της διάταξης της θεωρητικής ανάλυσης.



Σχ. 8.21. Σκέδαση φορέων στη διαχωριστική επιφάνεια οξειδίου-ημιαγωγού, [5].

Περιοχή τριόδου ή γραμμικής λειτουργίας. Οι συνθήκες για να βρεθεί το MOSFET σε αυτήν την περιοχή λειτουργίας είναι: $V_{GS} > V_T$ και $V_{DS} < V_{GS} - V_T$. Το τρανζίστορ αρχίζει να λειτουργεί, καθώς τώρα δημιουργείται ένας δίαυλος τύπου-n, που συνδέει πηγή και απορροή και επιτρέπει τη ροή ρεύματος μεταξύ των δύο αυτών περιοχών. Στην περιοχή αυτή, το MOSFET συμπεριφέρεται σαν μια αντίσταση ελεγχόμενη από τάση. Μια αντίσταση που ελέγχεται τόσο από την τάση V_{DS} όσο και από την τάση V_{GS}. Λόγω αυτής της εξάρτησης, το ρεύμα I_D που διαρρέει το κανάλι θα γράφεται σαν συνάρτηση των τάσεων V_{DS} και V_{GS}.

Για τάσεις απορροής και πύλης κάτω από το σημείο φραγής, δηλ. $0 \leq V_{DS} \leq V_{Dsat}$ και $V_{GS} \geq V_T$, ο ακριβής υπολογισμός της χαρακτηριστικής I_D-V_D, τις λεπτομέρειες του οποίου παραλείπουμε, έχει ως εξής:

$$I_D = \frac{Z\bar{\mu}_n C_o}{L}\left[\left(V_{GS} - V_T\right)V_{DS} - \frac{V_{DS}^2}{2}\right] = \frac{Z\bar{\mu}_n \varepsilon}{x_o L}\left[\left(V_{GS} - V_T\right)V_{DS} - \frac{V_{DS}^2}{2}\right] \Rightarrow$$

$$\boxed{I_D = k\left[\left(V_{GS} - V_T\right)V_{DS} - \frac{V_{DS}^2}{2}\right]} \quad \text{για} \quad \begin{pmatrix} 0 \leq V_{DS} \leq V_{Dsat} \\ V_{GS} \geq V_T \end{pmatrix} \qquad 8.21$$

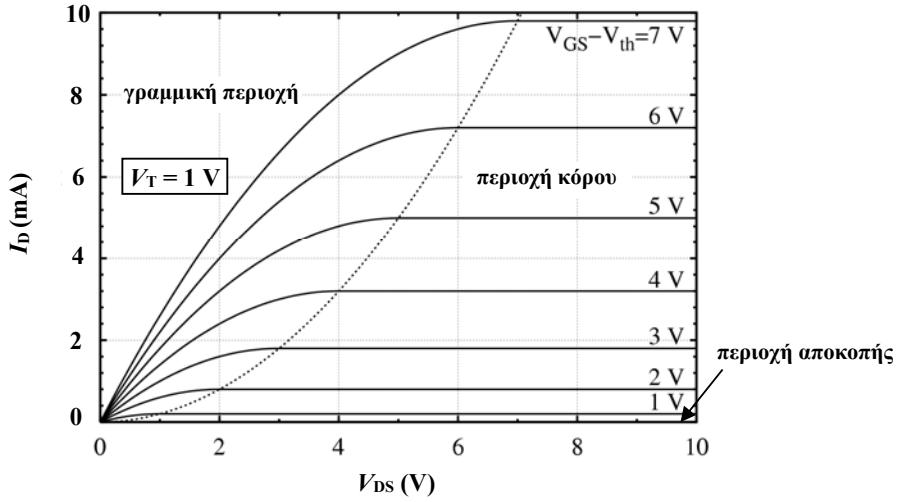
όπου

$$C_o \equiv \frac{C_O}{A_G} = \frac{\varepsilon}{x_o} \qquad 8.22$$

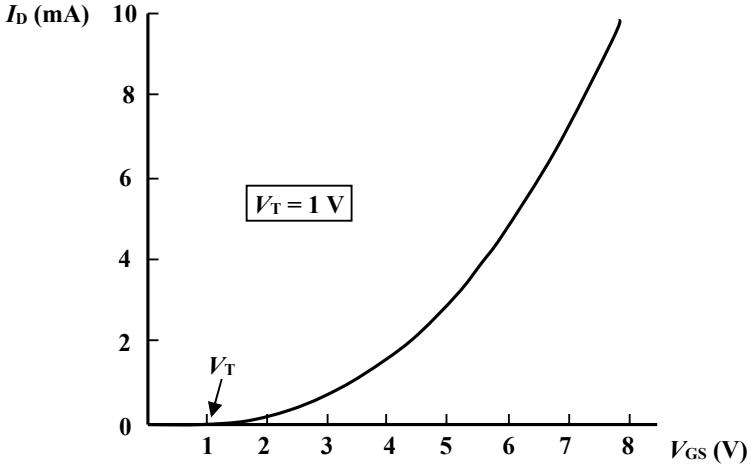
C_o → η χωρητικότητα ανά μονάδα επιφάνειας του στρώματος διοξειδίου του πυριτίου της πύλης (F/cm^2) ,
A_G → η επιφάνεια της πύλης (cm^2) ,
x_o → το πάχος του στρώματος διοξειδίου του πυριτίου (cm),
μ_n → η μέση ευκινησία των φορέων ($cm^2/V\text{-}sec$) ,
ε → η ηλεκτρική διαπερατότητα του οξειδίου (F/m)
C_O → η χωρητικότητα του στρώματος διοξειδίου του πυριτίου της πύλης (F) ,
Z → το εύρος του καναλιού (cm),
L → το μήκος του καναλιού (cm) και
k → ο παράγοντας ενίσχυσης (gain factor) του MOS τρανζίστορ (mA/V^2) .

Περιοχή κόρου (saturation). Οι συνθήκες για να βρεθεί το MOSFET σε αυτήν την περιοχή λειτουργίας, είναι: $V_{GS} > V_T$ και $V_{DS} > V_{GS} - V_T$. Ο δίαυλος - όπως ήδη προαναφέρθηκε - είναι εν μέρει σχηματισμένος. Καλύπτει ένα συγκεκριμένο κλάσμα του συνολικού μήκους L του εν δυνάμει διαύλου, από την πηγή μέχρι ένα μήκος L_K, όπως φαίνεται και στο Σχ. 8.19, ενώ στο υπόλοιπο τμήμα μέχρι την απορροή είναι κλειστός. Το ρεύμα κάτω από αυτές τις συνθήκες μπορεί να θεωρηθεί σε πρώτη προσέγγιση ανεξάρτητο της τάσης V_{DS}.

(α)



(β)



Σχ. 8.22. α) Οι στατικές χαρακτηριστικές, και β) η χαρακτηριστική μεταφοράς (για V_{DS}=8 V) ενός MOSFET διαύλου n πυκνώσεως, [11].

Η προηγούμενη θεωρητική ανάλυση (της περιοχής γραμμικής λειτουργίας) ισχύει μόνο κάτω από το σημείο φραγής. Πράγματι, το ρεύμα I_D συναρτήσει της τάσης V_{DS} για δεδομένη τάση V_{GS} που υπολογίζουμε από τη σχέση 8.21, ουσιαστικά αρχίζει να ελαττώνεται εάν οι τιμές της V_{DS} που αντικαταστήσουμε στην 8.21 ξεπεράσουν την τιμή V_{Dsat}. Σε πρώτη προσέγγιση, το τμήμα της χαρακτηριστικής πάνω από το σημείο φραγής μπορεί να προσεγγιστεί θεωρητικά θέτοντας απλά

$$I_{D|V_{DS}>V_{Dsat}} = I_{D|V_{DS}=V_{Dsat}} \equiv I_{Dsat} \qquad 8.23$$

ή

$$I_{Dsat} = \frac{Z\bar{\mu}_n C_o}{L}\left[\left(V_{GS} - V_T\right)V_{Dsat} - \frac{V_{Dsat}^2}{2}\right] \qquad 8.24$$

Η 8.24 για το I_{Dsat} μπορεί κάπως να απλουστευθεί, παρατηρώντας ότι η φραγή του διαύλου στο σημείο της απορροής σημαίνει ότι $V_{DS} \rightarrow V_{Dsat}$ και επομένως

$$\boxed{V_{Dsat} = V_{GS} - V_T} \qquad 8.25$$

Από τις 8.24 και 8.25 παίρνουμε τελικά

$$\boxed{I_{Dsat} = \frac{Z\bar{\mu}_n C_o}{2L}\left(V_{GS} - V_T\right)^2 = \frac{k}{2}\left(V_{GS} - V_T\right)^2} \qquad 8.26$$

Αμελώντας την εξάρτηση της $\bar{\mu}_n$ από την V_{GS}, η εξ. 8.26 προβλέπει ένα ρεύμα απορροής κόρου, το οποίο μεταβάλλεται με το τετράγωνο της τάσης πύλης πάνω απ΄το σημείο αναστροφής, δηλαδή μια εξάρτηση τετραγωνικού νόμου.

Οι εξισώσεις 8.21 και 8.26 ισχύουν και για τρανζίστορ διαύλου-p, με τη διαφορά ότι τα ρεύματα και οι τάσεις έχουν αντίθετο πρόσημο και η ευκινησία των ηλεκτρονίων, μ_n , πρέπει να αντικατασταθεί από την ευκινησία των οπών, μ_p.

Η εξ. 8.26 γράφεται επίσης

$$I_{Dsat} = \frac{kV_T^2}{2}\left(\frac{V_{GS}}{V_T} - 1\right)^2 = I_{DSS}\left(\frac{V_{GS}}{V_T} - 1\right)^2 \qquad 8.27$$

όπου I_{DSS} είναι το ρεύμα κόρου για τάση $V_{GS} = 2V_T$

$$I_{DSS} = \frac{kV_T^2}{2} \qquad 8.28$$

Στο Σχ. 8.22 φαίνονται οι στατικές χαρακτηριστικές και η καμπύλη μεταφοράς ενός τυπικού MOSFET διαύλου n πυκνώσεως. Από αυτές φαίνεται ότι η τάση κατωφλίου για την V_{GS} είναι +1 V. Για $V_{GS} \leq 0$ το ρεύμα I_{DSS} είναι πολύ ασθενές της τάξης των μερικών nA. Καθώς η V_{GS} παίρνει θετικές τιμές το ρεύμα I_D αυξάνεται με βραδύ ρυθμό στην αρχή, και ύστερα με ταχύτερο ρυθμό καθώς αυξάνεται η V_{GS}. Οι κατασκευαστές συνήθως δίνουν την τάση κατωφλίου πύλης-πηγής V_{GST} ή V_T για την οποία η I_D παίρνει μια ορισμένη τιμή, έστω 10μA.

Οι στατικές χαρακτηριστικές $I_D=f(V_{DS}, V_{GS})$ με παράμετρο την τάση V_{GS} είναι όμοιες με εκείνες του κοινού JFET αλλά με αντίστροφη μεταβολή της παραμέτρου, η οποία εδώ αυξάνεται στις καμπύλες που δίνουν μεγαλύτερο ρεύμα απορροής. Στις χαρακτηριστικές αυτές παρουσιάζεται ο κόρος όπως και στα JFET. Δηλαδή πέρα από μια ορισμένη τιμή της τάσης V_{DS}, το ρεύμα απορροής παραμένει σχεδόν σταθερό, επειδή ο δίαυλος στενεύει πολύ κοντά στην απορροή και το ρεύμα φθάνει στον κόρο με τιμή I_{DS}. Η ορισμένη αυτή τιμή τάσης V_{DS} είναι διαφορετική για κάθε τιμή της τάσης V_{GS}, όπως ήδη αναφέραμε πιο πάνω.

8.4.4. Έλεγχος της τάσης κατωφλίου V_T

Θα εξετάσουμε ένα κατασκευαστικό θέμα που εμφανίζεται στα MOSFET. Αναφέρεται στη δυνατότητα ελέγχου της τάσης κατωφλίου, V_T, που είναι πολύ βασικό ζήτημα στη μικροηλεκτρονική. Η τάση κατωφλίου πρέπει να είναι όσο το δυνατόν πιο μικρή ώστε να είναι συμβατή με την τάση τροφοδοσίας 5 V η οποία χρησιμοποιείται στα ολοκληρωμένα κυκλώματα. Υπάρχουν δύο κύριοι τρόποι για να ρυθμιστεί σε επιθυμητά επίπεδα η τάση κατωφλίου στα MOSFET. Ο ένας είναι η μεταβολή, με εμφύτευση ιόντων, της συγκέντρωσης

προσμίξεων στη διεπιφάνεια πυριτίου - μονωτή και ο άλλος είναι η χρήση μονωτικού υλικού διαφορετικού από το διοξείδιο του πυριτίου. Χαρακτηριστικό παράδειγμα στην τελευταία περίπτωση είναι η χρήση του νιτριδίου του πυριτίου (Si_3N_4) ως μονωτικού υλικού. Το Si_3N_4 έχει διηλεκτρική σταθερά 7.5 ενώ το SiO_2 3.9, γεγονός που σημαίνει ότι αν για το ίδιο πάχος μονωτικού υλικού χρησιμοποιηθεί το νιτρίδιο αντί του διοξειδίου του πυριτίου, το στρώμα που θα προκύψει, θα αντιστοιχεί ηλεκτρικά σε λεπτότερο στρώμα διοξειδίου του πυριτίου.

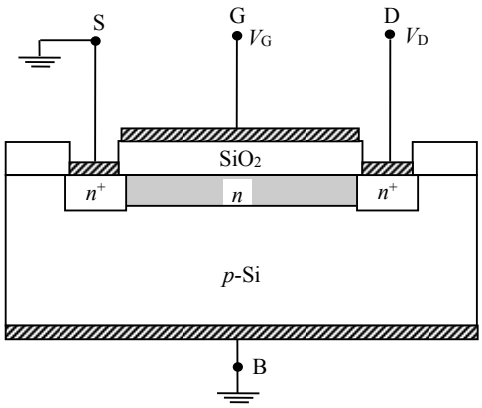
Η τάση για περιορισμό των διαστάσεων στη μικροηλεκτρονική έχει οδηγήσει στην αναζήτηση διηλεκτρικών πύλης με υψηλή διηλεκτρική σταθερά. Το διοξείδιο του πυριτίου έχει χρησιμοποιηθεί ως διηλεκτρικό πύλης εδώ και πολλές δεκαετίες. Καθώς όμως τα τρανζίστορ ολοένα συρρικνώνονται σε μέγεθος, το πάχος του διοξειδίου του πυριτίου που χρησιμοποιείται ως διηλεκτρικό πύλης ολοένα μικραίνει με στόχο την αύξηση της χωρητικότητας πύλης (gate capacitance) και τη βελτιστοποίηση των επιδόσεων (η χωρητικότητα είναι ανάλογη με τη διηλεκτρική σταθερά και αντιστρόφως ανάλογη του πάχους του μονωτικού στρώματος). Καθώς όμως το πάχος του οξειδίου πέφτει κάτω από τα 2nm, τα ρεύματα διαρροής λόγω φαινομένου tunneling, αυξάνονται δραστικά, υποβαθμίζοντας την αξιοπιστία της διάταξης και οδηγώντας σε ανεπιθύμητη κατανάλωση ενέργειας. Η αντικατάσταση του διοξειδίου του πυριτίου από μονωτικό υλικό με υψηλότερη διηλεκτρική σταθερά καθιστά εφικτή την επίτευξη υψηλής χωρητικότητας πύλης χωρίς τα ανεπιθύμητα φαινόμενα ρευμάτων διαρροής. Γίνεται εύκολα αντιληπτό ότι, αν αντί του στρώματος του διοξειδίου του πυριτίου πάχους κάτω του 1.5 nm, που παρουσιάζει προβλήματα λόγω ρευμάτων διαρροής, χρησιμοποιηθεί ένα διηλεκτρικό υψηλής διηλεκτρικής σταθεράς συγκριτικά με αυτήν του SiO_2 πάχους 3nm, τότε μπορεί να επιτευχθεί η ίδια χωρητικότητα χρησιμοποιώντας παχύτερο διηλεκτρικό πύλης και κατ' επέκταση μειώνοντας σημαντικά τα ρεύματα διαρροής.

Ήδη, εταιρείες όπως οι Intel, IBM, NEC κ.ά έχουν στα πλάνα τους τη μετάβαση σε διηλεκτρικά πύλης υψηλότερης διηλεκτρικής σταθεράς από αυτήν του SiO_2 βασισμένα στο στοιχείο Χάφνιο (Hf), με πιθανότερα διηλεκτρικά τα : HfSiON, HfO_2 και HfSiO ενώ επίσης έχει παρουσιαστεί ενδιαφέρον και για οξείδια ή πυριτίδια του ζιρκονίου.

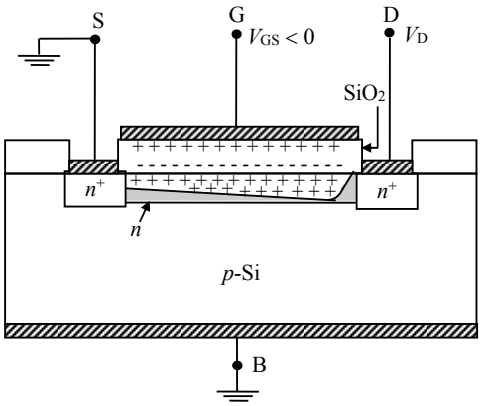
8.4.5. Λειτουργική Περιγραφή MOSFET διαύλου n-αραιώσεως

Στα MOSFET διαύλου n-αραιώσεως, οι περιοχές της πηγής, της απορροής, και της πύλης, δημιουργούνται και οι τρεις με διάχυση και αποτελούνται από ημιαγωγούς τύπου n, οπότε το ρεύμα του κυκλώματος απορροής παίρνει σημαντική τιμή όταν η πόλωση πύλης γίνει μηδέν. Στο Σχ. 8.23 φαίνεται σε τομή ένα MOSFET διαύλου n-αραιώσεως.

Στο MOSFET διαύλου n-αραιώσεως, μεταξύ πηγής και υποστρώματος υπάρχουν οι δίοδοι των ενώσεων που είναι συνδεδεμένες με κοινό κόμβο το υπόστρωμα. Η απορροή και η πηγή επικοινωνούν συνεπώς μεταξύ τους μόνο μέσω του ημιαγωγού n του διαύλου.



Σχ. 8.23. Σχηματικό διάγραμμα MOSFET διαύλου n-αραιώσεως, [16].

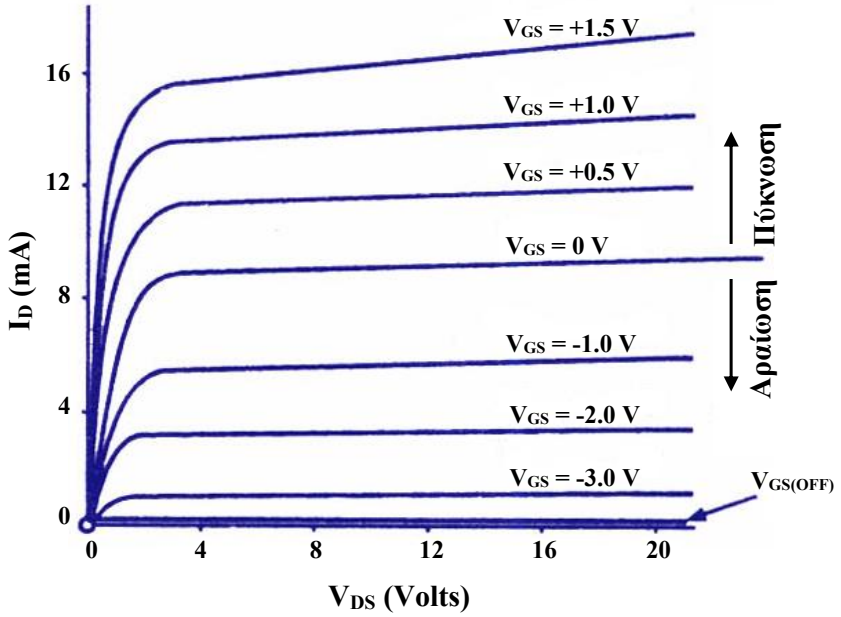


Σχ. 8.24. Απογύμνωση (αραίωση) διαύλου με εφαρμογή αρνητικής τάσης πύλης σε ένα MOSFET διαύλου n-αραιώσεως, [11].

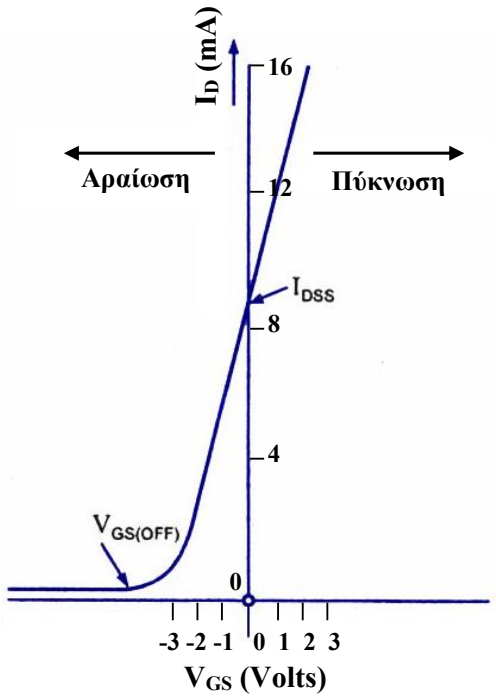
Όταν η πύλη συνδεθεί σε θετικό δυναμικό ως προς το υπόστρωμα, επάγονται αρνητικά φορτία στο δίαυλο διαμέσου του στρώματος SiO_2 κάτω από την πύλη, και έλκονται πρόσθετα ηλεκτρόνια μέσα στο δίαυλο από την έντονα νοθευμένη περιοχή n^+. Έτσι, αυξάνεται η αγωγιμότητα του διαύλου και το ρεύμα απορροής. Αυτό σημαίνει ότι το MOSFET λειτουργεί τότε με πύκνωση.

Όταν η πύλη συνδεθεί σε αρνητικό δυναμικό ως προς το υπόστρωμα, επάγονται θετικά φορτία στο δίαυλο διαμέσου του στρώματος SiO_2 κάτω από την πύλη, και τα ηλεκτρόνια του διαύλου αραιώνουν (απογυμνώνεται από φορείς ηλεκτρόνια ο δίαυλος) και μειώνεται το ρεύμα απορροής. Στην περίπτωση αυτή το MOSFET λειτουργεί με αραίωση όπως φαίνεται στο Σχ. 8.24. Το ρεύμα απορροής I_D θα μειώνεται καθώς η V_{GS} παίρνει περισσότερο αρνητικές τιμές. Ας σημειωθεί ότι, όπως φαίνεται στο Σχ.8.24, η περιοχή του διαύλου κοντά στην απορροή είναι περισσότερο αραιωμένη σε σχέση με την περιοχή κοντά στην πηγή, πράγμα το οποίο είναι αποτέλεσμα της πτώσης τάσης λόγω του ρεύματος απορροής. Το φαινόμενο είναι ανάλογο με εκείνο της φραγής το οποίο λαμβάνει χώρα σε ένα JFET στο άκρο της απορροής του διαύλου. Πράγματι, οι χαρακτηριστικές του MOSFET διαύλου n-αραιώσεως είναι όμοιες με εκείνες του JFET.

(α)

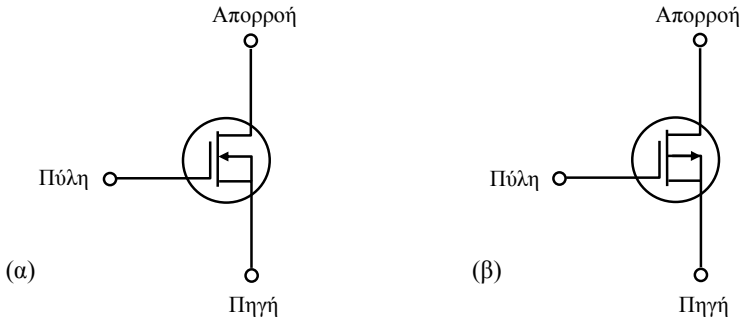


(β)



Σχ. 8.25. α) Οι στατικές χαρακτηριστικές, και β) η χαρακτηριστική μεταφοράς (για V_{DS}=4 V) ενός MOSFET διαύλου *n* αραιώσεως, [3].

Οι στατικές χαρακτηριστικές ενός MOSFET διαύλου n-αραιώσεως φαίνονται στο Σχ. 8.25. Διακρίνονται οι περιοχές πυκνώσεως και αραιώσεως για θετικές και αρνητικές τιμές της V_{GS} αντίστοιχα. Διακρίνεται επίσης και η ***τάση αποκοπής πύλης-πηγής*** $V_{GS,OFF}$ στην οποία η I_D παίρνει μια ορισμένη αμελητέα τιμή για μια δεδομένη τιμή της V_{DS}. Η τάση αυτή πύλης αντιστοιχεί στην τάση φραγής V_P του JFET. Η διαφορά είναι ότι εδώ υπάρχει δυνατότητα λειτουργίας και με θετικές τάσεις πύλης, που σημαίνει ότι ένας ενισχυτής με αυτά τα MOSFET μπορεί να λειτουργήσει με μηδενική πόλωση πύλης. Φυσικά, ό,τι είπαμε μέχρι τώρα ισχύει και για MOSFET διαύλου p-αραιώσεως.



Σχ. 8.26. Κυκλωματικά σύμβολα α) MOSFET διαύλου n-αραιώσεως, και β) MOSFET διαύλου p-αραιώσεως.

Οι εξισώσεις 8.21 και 8.26 που δίνουν τη μορφή του ρεύματος στις δύο αυτές περιοχές (μη κορεσμένης και κορεσμένης αντίστοιχα) αγωγιμότητας για την περίπτωση του MOSFET πυκνώσεως ισχύουν και για το MOSFET αραιώσεως με τη διαφορά ότι V_T<0.

Τέλος, στο Σχ. 8.26 δίνουμε τα κυκλωματικά σύμβολα για MOSFET διαύλου n-αραιώσεως και διαύλου p-αραιώσεως αντίστοιχα. Συγκρίνοντάς τα με τα αντίστοιχα του Σχ. 8.14, μπορούμε να πούμε ότι η διακεκομμένη γραμμή υποδεικνύει MOSFET πύκνωσης ενώ η

πλήρης γραμμή MOSFET αραίωσης. Τα βέλη κατευθύνονται προς το τρανζίστορ για MOSFET διαύλου τύπου-n και εκτός του τρανζίστορ για MOSFET διαύλου τύπου-p.

8.4.6. Πρότυπο ασθενούς σήματος MOSFET

Το ισοδύναμο κύκλωμα ασθενούς σήματος του MOSFET είναι όμοιο προς εκείνο του JFET. Διαφέρουν μεταξύ τους μόνο στις τιμές της διαγωγιμότητας και των χωρητικοτήτων μεταξύ των ηλεκτροδίων, οι οποίες δίνονται στον Πίνακα 8.1.

Ιδιαίτερα δε σε ό,τι αφορά τον ορισμό της αμοιβαίας αγωγιμότητας g_m, ισχύει και εδώ ο ορισμός της εξ. 8.13, την οποία επαναλαμβάνουμε

$$g_m = \left.\frac{\partial i_D}{\partial \upsilon_{GS}}\right|_{\upsilon_{DS}=\sigma\tau\alpha\theta.} \qquad \text{αμοιβαία αγωγιμότητα} \qquad 8.29$$

και με τη βοήθεια της εξ. 8.26 λαμβάνουμε

$$g_m = k\left(V_{GS} - V_T\right) = \frac{2I_{DSS}}{V_T}\left(\frac{V_{GS}}{V_T} - 1\right) \qquad 8.30$$

8.4.7. Προστασία της πύλης ενός MOSFET

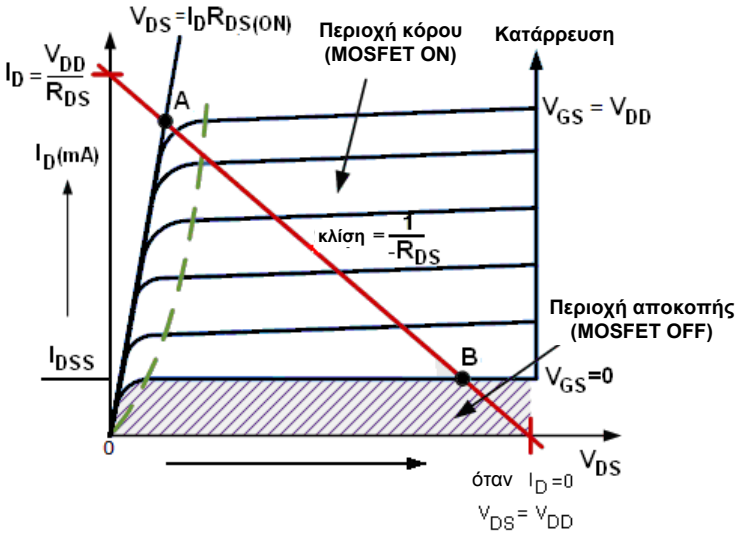
Εφόσον το στρώμα SiO_2 της πύλης είναι πάρα πολύ λεπτό, μπορεί να καταστραφεί εύκολα από υπερβολική τάση. Συσσώρευση φορτίου σε μια ανοικτοκυκλωμένη πύλη μπορεί να σχηματίσει ένα αρκετά ισχυρό πεδίο ώστε να διασπάσει το διηλεκτρικό. Για να αποτρέπεται ένα τέτοιο ενδεχόμενο, μερικά στοιχεία MOS κατασκευάζονται με μια δίοδο Zener μεταξύ της πύλης και του υποστρώματος. Υπό κανονική λειτουργία, η δίοδος αυτή είναι ανοικτή και δεν επηρεάζει τη λειτουργία του κυκλώματος. Εάν όμως η τάση στην πύλη είναι υπερβολική, τότε η δίοδος διασπάται και η τάση της πύλης περιορίζεται σε μια μέγιστη τιμή η οποία είναι ίση με την τάση Zener.

8.4.8. Σύγκριση FET διαύλων τύπου-p και τύπου-n

Η κινητικότητα των οπών στο πυρίτιο υπό συνήθεις εντάσεις πεδίου είναι περίπου 500 $cm^2/V\cdot sec$, ενώ η κινητικότητα των ηλεκτρονίων είναι περίπου 1.300 $cm^2/V\cdot sec$. Έτσι, η αντίσταση ON του στοιχείου διαύλου τύπου-p είναι μεγαλύτερη από την αντίσταση ON του στοιχείου διαύλου τύπου-n, με την ίδια γεωμετρία και υπό τις ίδιες συνθήκες λειτουργίας. Αυτό σημαίνει, ότι η επιφάνεια του στοιχείου διαύλου τύπου-p πρέπει να είναι μεγαλύτερη από το διπλάσιο της επιφάνειας του στοιχείου διαύλου τύπου-n ώστε να έχουν την ίδια αντίσταση. Επομένως, κυκλώματα MOS διαύλου τύπου-n μπορούν να είναι μικρότερα από τα κυκλώματα διαύλου τύπου-p της ίδιας πολυπλοκότητας, άρα επιτυγχάνουν μεγαλύτερη ολοκλήρωση. Επίσης, η μεγαλύτερη πυκνότητα συσκευασίας των MOS διαύλου τύπου-n τα καθιστά ταχύτερα σε εφαρμογές γρήγορης μεταλλαγής, λόγω των μικρότερων επιφανειών των ενώσεων. Η ταχύτητα λειτουργίας περιορίζεται κυρίως από τις εσωτερικές σταθερές χρόνου RC και η χωρητικότητα είναι απευθείας ανάλογη της επιφάνειας της ένωσης. Για όλους αυτούς τους λόγους, είναι προφανές ότι τα κυκλώματα MOS διαύλου τύπου-n είναι περισσότερο επιθυμητά στις εφαρμογές από τα αντίστοιχά τους MOS διαύλου τύπου-p.

8.4.9. Το MOSFET σαν διακόπτης

Τα MOSFET διαθέτουν, όπως είδαμε, πολύ μεγάλη (πρακτικά άπειρη) αντίσταση εισόδου. Αυτό τα καθιστά ιδανικά για να διασυνδεθούν με τελεστικούς ενισχυτές και λογικές πύλες, δηλαδή να χρησιμοποιούνται στα ψηφιακά κυκλώματα. Είδαμε επίσης, ότι ανάμεσα στα JFET και στα MOSFET υπάρχει μία θεμελιώδης διαφορά. Τα JFET λειτουργούν με αραίωση ενώ τα MOSFET λειτουργούν είτε με αραίωση είτε με πύκνωση. Θα δούμε στη συνέχεια πώς τα MOSFET πύκνωσης μπορούν να χρησιμοποιηθούν σαν διακόπτες, μεταβαίνοντας σε κατάσταση ON με θετική τάση πύλης και σε κατάσταση OFF με μηδενική τάση πύλης.



Σχ. 8.27. Διακοπτική λειτουργία τρανζίστορ MOSFET, [9].

Η λειτουργία του MOSFET πύκνωσης περιγράφεται εύκολα με τη βοήθεια της χαρακτηριστικής του I-V που φαίνεται στο Σχ. 8.27. Όταν η τάση εισόδου στην πύλη, V_{IN}, είναι μηδέν, το MOSFET δεν άγει το ρεύμα και η τάση εξόδου, V_{OUT}, είναι ίση με την τάση τροφοδοσίας V_{DD}. Έτσι, to MOSFET είναι OFF και λειτουργεί στην περιοχή αποκοπής του.

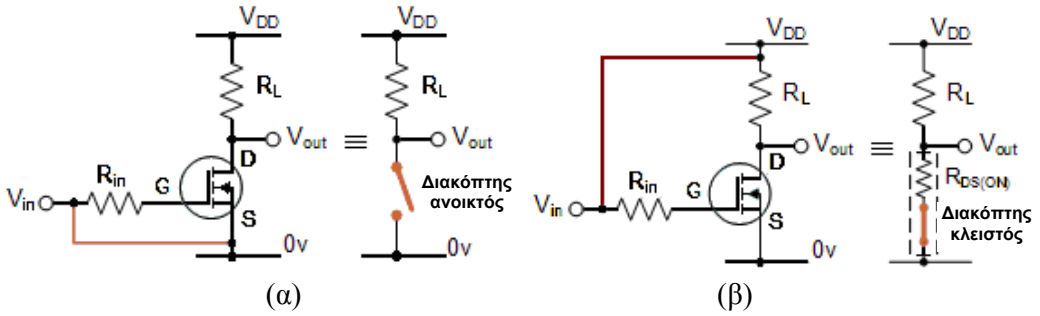
Η ελάχιστη τάση που απαιτείται ώστε το MOSFET να παραμένει ON όταν άγει, μπορεί να προσδιοριστεί από την χαρακτηριστική I-V. Όταν η V_{IN} είναι υψηλή ή ίση με V_{DD}, το σημείο λειτουργίας Q, είναι στο σημείο A πάνω στη γραμμή φορτίου. Το ρεύμα απορροής I_D αυξάνεται στη μέγιστη τιμή του λόγω μείωσης της αντίστασης του διαύλου. Το I_D αποκτά σταθερή τιμή ανεξάρτητη από την V_{DD}, και εξαρτάται μόνο από την V_{GS}. Άρα, το τρανζίστορ συμπεριφέρεται σαν κλειστός διακόπτης αλλά η αντίσταση ON του διαύλου δεν μηδενίζεται εντελώς λόγω της μικρής αντίστασης $R_{DS(on)}$, παραμένει όμως πάρα πολύ μικρή.

Παρόμοια, όταν η τάση V_{IN} είναι χαμηλή ή μηδενιστεί, το σημείο λειτουργίας Q του MOSFET μετακινείται από το σημείο A στο σημείο B κατά μήκος της γραμμής φορτίου. Η αντίσταση διαύλου είναι πολύ υψηλή και επομένως το τρανζίστορ λειτουργεί σαν ανοικτοκύκλωμα και δεν ρέει καθόλου ρεύμα διαμέσου του διαύλου.

Έτσι, εάν η τάση πύλης του MOSFET μεταβάλλεται μεταξύ δύο τιμών, HIGH και LOW το MOSFET θα συμπεριφέρεται σαν διακόπτης και η λειτουργία αυτή θα κυμαίνεται ανάμεσα στις εξής δύο καταστάσεις:

Περιοχή αποκοπής

Οι συνθήκες λειτουργίας του MOSFET είναι: μηδενική τάση εισόδου V_{IN}, μηδενικό ρεύμα απορροής I_D, $V_{GS}<V_T$ και τάση εξόδου $V_{OUT} = V_{DS} = V_{DD}$. Το MOSFET είναι OFF. Για MOSFET διαύλου τύπου-p, η τάση πύλης πρέπει να είναι θετική.



Σχ. 8.28. Καταστάσεις λειτουργίας διακόπτη MOSFET. α) OFF, β) ON, [9].

Περιοχή κόρου

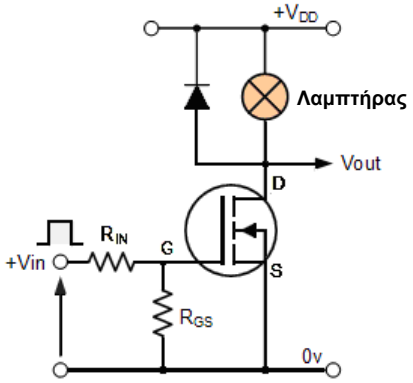
Οι συνθήκες λειτουργίας του MOSFET είναι: τάση εισόδου και τάση πύλης ίσες με V_{DD}, μέγιστο ρεύμα απορροής $I_D = V_{DD}/R_L$, $V_{DS} \approx 0$ V (στην ιδανική περίπτωση), $R_{DS(on)} < 0{,}1\ \Omega$, $V_{GS} > V_T$ και τάση εξόδου $V_{OUT} = V_{DS} = 0{,}2$ V (= $R_{DS} \cdot I_D$). Το MOSFET πολώνεται έτσι ώστε το μεγαλύτερο ποσοστό της τάσης πύλης να εφαρμόζεται πάνω στο τρανζίστορ, πράγμα που ελαχιστοποιεί την αντίσταση διαύλου $R_{DS(on)}$ και μεγιστοποιεί το ρεύμα απορροής I_D. Το MOSFET είναι ON. Για MOSFET διαύλου τύπου-p, η τάση πύλης πρέπει να είναι αρνητική.

Εφαρμόζοντας κατάλληλη τάση οδήγησης στην πύλη του MOSFET, μεταβάλλουμε την αντίσταση του διαύλου, $R_{DS(on)}$, από την κατάσταση OFF (πολλών εκατοντάδων kΩ), σε κατάσταση ON (μικρότερης του 1Ω). Μπορούμε επίσης να μεταβάλλουμε την ταχύτητα μεταγωγής του MOSFET από OFF σε ON. Αυτή η δυνατότητα των MOSFET, τους επιτρέπει να χρησιμοποιούνται σαν ταχύτατοι διακόπτες, υπερέχοντας κατά πολύ σε ταχύτητα μεταγωγής από τα διπολικά τρανζίστορ.

Παράδειγμα

Στο κύκλωμα του Σχ. 8.29, χρησιμοποιείται ένα MOSFET διαύλου n-πυκνώσεως, ως διακόπτης για να αναβοσβήνουμε ένα λαμπτήρα. Η τάση πύλης V_{GS} έχει κατάλληλη θετική τιμή, ώστε να ενεργοποιεί το τρανζίστορ και επομένως τον λαμπτήρα, είτε σε κατάσταση ON (V_{GS} = +ve), είτε σε κατάσταση μηδέν, που οδηγεί το τρανζίστορ και τον λαμπτήρα σε κατάσταση OFF, ($V_{GS} = 0$).

Εάν όμως θέλουμε να χρησιμοποιήσουμε το MOSFET για να ελέγξουμε επαγωγικό φορτίο και όχι ένα λαμπτήρα (λ.χ. το τύλιγμα ενός κινητήρα ή ένα ρελαί) ή χωρητικό φορτίο, απαιτείται να προσθέσουμε κάποιου είδους προστασία του τρανζίστορ. Στα άκρα του επαγωγικού φορτίου, κατά το άνοιγμα του διακόπτη, αναπτύσσεται ισχυρή ανάστροφη (αρνητική) ηλεκτρεγερτική δύναμη που μπορεί να καταστρέψει το MOSFET. Για το λόγο αυτό, τοποθετούμε μια δίοδο παράλληλα με το φορτίο, για προστασία του MOSFET από την ενδεχόμενη μεγάλη τάση που μπορεί να αναπτυχθεί στα άκρα του κατά τη φάση μεταγωγής από ON σε OFF.



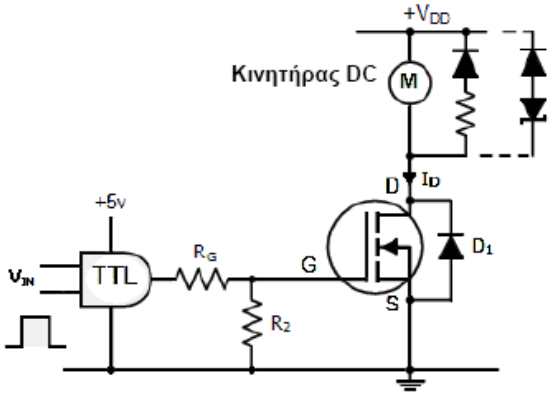
Σχ. 8.29. Χρήση κυκλώματος διακόπτη MOSFET για τον έλεγχο της λειτουργίας λαμπτήρα, [9].

Η ισχύς που καταναλώνεται στο MOSFET, P_D, εξαρτάται από το ρεύμα που διαρρέει το δίαυλο στον κόρο, I_D, και από την αντίσταση αγωγής (ON) του διαύλου, $R_{DS(ON)}$. Αν υποθέσουμε ότι ο λαμπτήρας λειτουργεί με τάση 6V, ισχύ 24W και είναι ON, η τυπική τιμή της αντίστασης ON του MOSFET είναι $R_{DS(ON)} = 0{,}1\ \Omega$. Το ρεύμα που διαρρέει το λαμπτήρα είναι:

$I_D = \frac{P}{V} = \frac{24}{6} = 4$ Amps. Η ισχύς που καταναλώνεται στο MOSFET είναι: $P_D = I_D^2 \cdot R_{DS}$ και $P_D = 4^2 \cdot 0.1 = 1.6$ Watts.

Η τιμή της αντίστασης $R_{DS(ON)}$ είναι πολύ σημαντική. Για παράδειγμα, MOSFET τα οποία ελέγχουν κινητήρες DC, υπόκεινται σε μεγάλα ρεύματα, ιδίως κατά την εκκίνηση του κινητήρα. Επομένως, μια υψηλή τιμή της $R_{DS(ON)}$ θα οδηγούσε σε υψηλή κατανάλωση ισχύος πάνω στο MOSFET, υπερβολική αύξηση της θερμοκρασίας του και ενδεχόμενη καταστροφή του. Επιπλέον, χαμηλή τιμή της $R_{DS(ON)}$, βοηθάει στη μείωση της τάσης κόρου ($V_{DS(sat)} = I_D \cdot R_{DS(on)}$)

πάνω στο MOSFET. Τα MOSFET ισχύος έχουν συνήθως τιμές $R_{DS(ON)}$ μικρότερες από 0,01 Ω και διαθέτουν ενσωματωμένες διατάξεις προστασίας από υπερεντάσεις.



Σχ. 8.30. Κύκλωμα ελέγχου κινητήρα με χρήση διακόπτη MOSFET, [9].

Όπως προαναφέρθηκε, τα MOSFET ισχύος χρησιμοποιούνται για τον έλεγχο κινητήρων DC ή βηματικών κινητήρων, με τη βοήθεια λογικών κυκλωμάτων ή με χρήση ελεγκτών διαμόρφωσης εύρους παλμού (Pulse Width Modulators, PWM).

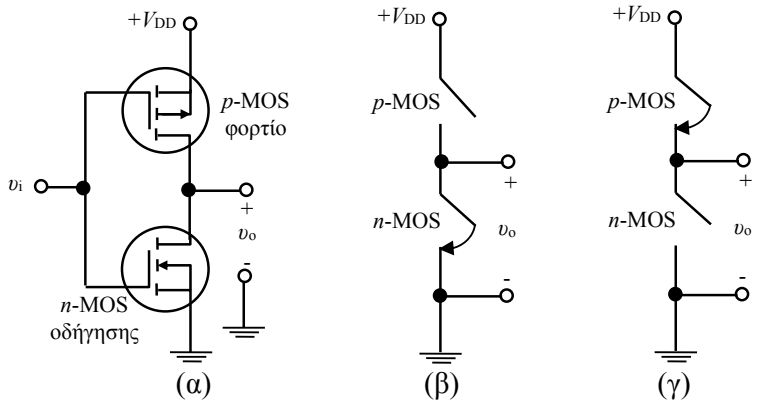
Επειδή ένας κινητήρας DC έχει υψηλή ροπή και ρεύμα εκκίνησης, ένα κύκλωμα διακόπτη MOSFET μαζί με ελεγκτή PWM, μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τον έλεγχο ταχύτητας του κινητήρα, παρέχοντας ομαλή και αθόρυβη λειτουργία του.

Ένα τέτοιο κύκλωμα φαίνεται στο Σχ. 8.30. Επειδή το φορτίο είναι επαγωγικό, συνδέουμε για προστασία μια δίοδο παράλληλα με το τύλιγμα του κινητήρα ώστε να απορροφήσει (καταναλώσει) τυχόν αρνητική ηλεκτρεγερτική τάση που θα αναπτυχθεί στα άκρα του τυλίγματος όταν το MOSFET τίθεται OFF.

Το κύκλωμα ψαλιδισμού που αποτελείται από μια δίοδο Zener σε σειρά με μία δίοδο χρησιμεύει στην ταχύτερη μεταγωγή και στον καλύτερο έλεγχο της μέγιστης ανάστροφης τάσης. Η R_2 χρησιμεύει στο να κατεβάζει την τάση εξόδου του κυκλώματος λογικής πύλης TTL, στα 0 V, όταν το MOSFET τίθεται OFF.

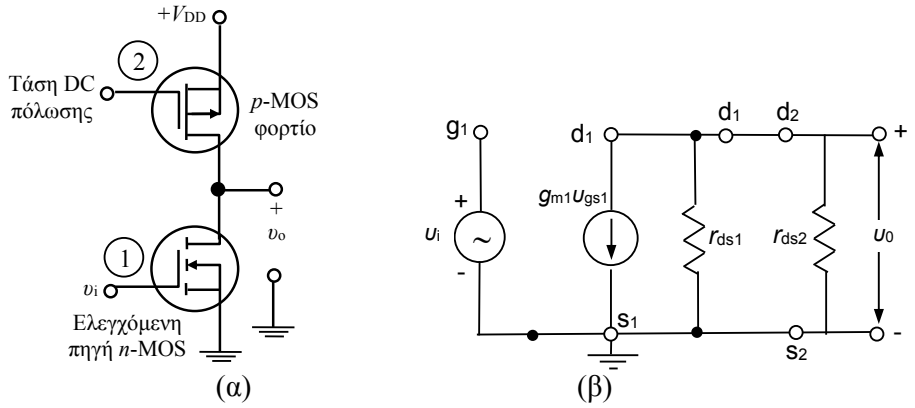
8.4.10. Διατάξεις CMOS

Στα ψηφιακά κυκλώματα χρησιμοποιείται συχνά μια σύνθετη διάταξη από δύο στοιχεία, ένα MOSFET διαύλου τύπου-n και ένα MOSFET διαύλου τύπου-p συνδεδεμένα όπως στο Σχ. 8.31. Ο συνδυασμός των δύο τρανζίστορ στο ίδιο chip ονομάζεται ***συμπληρωματικό MOS*** (Complementary MOS, CMOS).

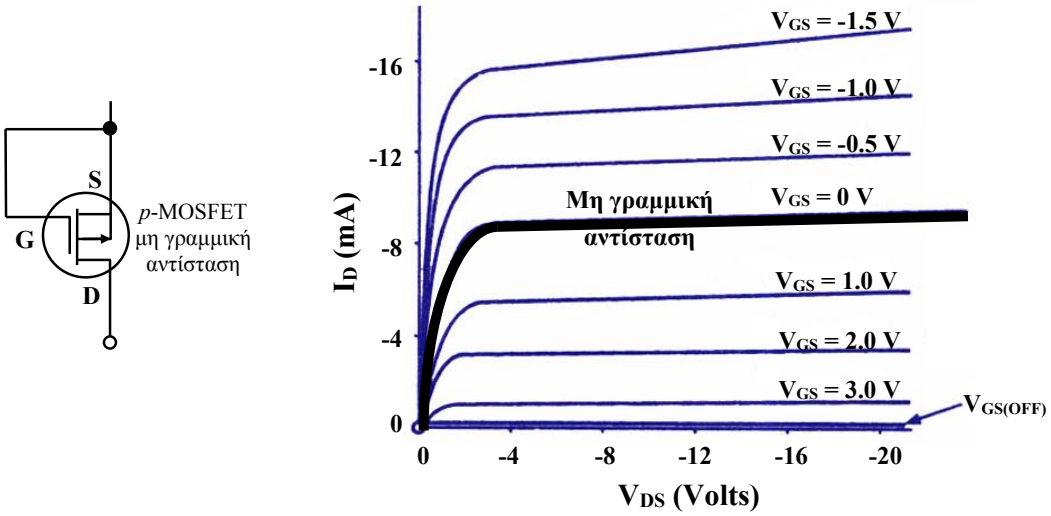


Σχ. 8.31. α) Διακόπτης CMOS. β) Σε κατάσταση n-MOS ON. γ) Σε κατάσταση p-MOS ON, [4].

Στο CMOS, το τρανζίστορ διαύλου τύπου-n είναι η μονάδα οδήγησης, ενώ το τρανζίστορ διαύλου τύπου-p είναι το φορτίο του. Οι ακροδέκτες πύλης των δύο τρανζίστορ συνδέονται μεταξύ τους. Ας υποθέσουμε ότι η τάση κατωφλίου V_T κάθε τρανζίστορ είναι ίδια και ισούται με $V_{DD}/2$. Όταν εφαρμοστεί θετική τάση $u_i > V_T$ άγει το τρανζίστορ διαύλου-n και αποκόπτεται το τρανζίστορ διαύλου-p. Επειδή οι ακροδέκτες απορροής και πηγής και των δύο τρανζίστορ είναι συνδεδεμένοι σε σειρά, δεν υπάρχει ρεύμα στο τρανζίστορ διαύλου-n (λόγω αποκοπής του MOS διαύλου-p). Έτσι, η τάση εξόδου είναι σχεδόν μηδέν. Παρόμοια, όταν εφαρμοστεί αρνητική (ή μηδενική) τάση εισόδου, άγει το τρανζίστορ διαύλου-p και αποκόπτεται το τρανζίστορ διαύλου-n. Και πάλι, επειδή ένα τρανζίστορ είναι σε αποκοπή, δεν υπάρχει ρεύμα στο κύκλωμα. Η τάση εξόδου είναι V_{DD} (Σχ. 8.31γ).



Σχ. 8.32. α) Συνδεσμολογία κυκλώματος και β) ισοδύναμο ασθενούς σήματος διάταξης CMOS, [4].



Σχ. 8.33. Εάν συνδέσουμε ένα p-MOSFET έτσι ώστε V_{GS} = 0, τότε αυτό συμπεριφέρεται ως μη γραμμική αντίσταση DC, της οποίας η χαρακτηριστική ρεύματος-τάσης φαίνεται με την τονισμένη γραμμή πάνω στη χαρακτηριστική του p-MOSFET (αντιστοιχεί στην χαρακτηριστική με V_{GS}=0V), [4].

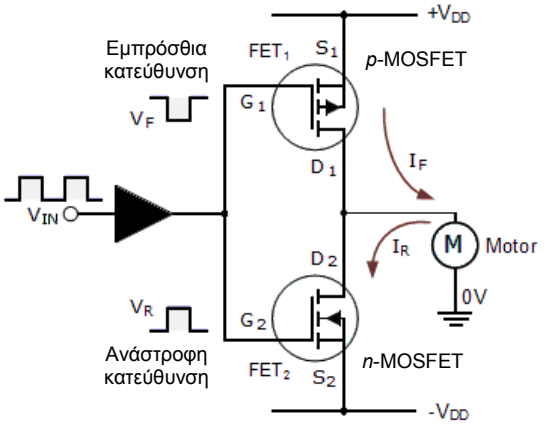
Η παραπάνω λειτουργία του CMOS είναι η λειτουργία ενός διακόπτη. Επειδή όμως σε καμιά κατάσταση του διακόπτη δεν κυκλοφορεί ρεύμα, η ενέργεια που καταναλώνεται από τα τρανζίστορ είναι πρακτικά μηδέν. Η εξαιρετική αυτή ιδιότητα των CMOS είναι η κυριότερη αιτία για την ευρύτατη χρήση τους στα ψηφιακά κυκλώματα.

Τα αναλογικά κυκλώματα CMOS χρησιμοποιούν συχνά την συνδεσμολογία που φαίνεται στο Σχ. 8.32. Το τρανζίστορ διαύλου-n λειτουργεί σαν ελεγχόμενη πηγή, ενώ το τρανζίστορ διαύλου-p δίνει το ωμικό φορτίο. Στο Σχ. 8.32β φαίνεται το ισοδύναμο ασθενούς σήματος του κυκλώματος. Ας σημειωθεί η απουσία της πηγής $g_{m2}u_{gs2}$ στο ισοδύναμο του MOSFET διαύλου-p επειδή $u_{gs2} = 0$ (η πηγή είναι σε σταθερό δυναμικό). Η αντίσταση φορτίου r_{ds2} είναι γενικά της τάξης μερικών kΩ ή δεκάδων kΩ. Αν χρησιμοποιούσαμε για φορτίο ωμική

αντίσταση με τιμή r_{ds2}, αυτή θα χρειαζόταν πολύ περισσότερο χώρο στο chip, απ' ότι χρειάζεται το τρανζίστορ MOS. Αυτό είναι ένα βασικό πλεονέκτημα της τεχνολογίας CMOS στα αναλογικά κυκλώματα. Ένα δεύτερο πλεονέκτημα είναι η διπλή λειτουργία του τρανζίστορ διαύλου-p : (1) δίνει την αντίσταση DC στο κύκλωμα (βλ. Σχ. 8.33) και (2) δίνει την αντίσταση φορτίου AC (ασθενούς σήματος). Αυτές οι τιμές αντιστάσεων μπορεί να διαφέρουν αισθητά, γιατί διαφέρουν οι απαιτήσεις πόλωσης και οι απαιτήσεις επεξεργασίας σήματος. Για παράδειγμα, έστω ότι χρειάζεται r_{ds2} = 20 kΩ για την επιθυμητή απολαβή τάσης. Αν η αντίσταση αυτή χρειαζόταν και για ρεύμα DC 0.5 mA, η πτώση τάσης ηρεμίας στα άκρα της θα ήταν 0.5 × 20 = 10 V. Συχνά, μια πτώση τάσης αυτού του μεγέθους θα χρειαζόταν τάση τροφοδοσίας μεγαλύτερη από όση μπορούν να χειριστούν άνετα οι διατάξεις που χρησιμοποιούνται. Το τρανζίστορ MOSFET διαύλου-p όμως, επιτρέπει τη χρήση περισσότερο πρακτικών σταθμών τροφοδοσίας δίνοντας ταυτόχρονα και την αντίσταση των 20 kΩ που χρειάζεται για την απολαβή τάσης. Θυμηθείτε, ότι r_{ds2} είναι η κλίση της χαρακτηριστικής εξόδου στο σημείο ηρεμίας και, επειδή η λειτουργία είναι στην περιοχή κόρου, όπου η καμπύλη του Σχ. 8.33 είναι σχεδόν οριζόντια, η r_{ds2} μπορεί να είναι αρκετά μεγάλη (της τάξης των δεκάδων kΩ).

Παράδειγμα: Ελεγκτής κινητήρα CMOS

Στον ελεγκτή αυτόν τα δύο MOSFET είναι συνδεδεμένα έτσι ώστε να δημιουργούν ένα διπλο-κατευθυντικό διακόπτη με τη βοήθεια διπλής τροφοδοσίας. Ο κινητήρας είναι συνδεδεμένος μεταξύ των κοινών ακροδεκτών απορροής και της γείωσης. Όταν η είσοδος είναι χαμηλή (LOW), ο p-δίαυλος του MOSFET είναι ενεργοποιημένος καθώς η ένωση πύλης είναι αρνητικά πολωμένη, και επομένως ο κινητήρας στρέφεται προς μια κατεύθυνση. Στη φάση αυτή, μόνο η θετική τροφοδοσία $+V_{DD}$ χρησιμοποιείται για να οδηγεί τον κινητήρα.



Σχ. 8.34. Ελεγκτής CMOS κινητήρα, [9].

Όταν η είσοδος είναι HIGH, το p-MOSFET δεν άγει και άγει το n-MOSFET, καθώς η τάση της ένωσής του πύλης-πηγής είναι θετικά πολωμένη. Ο κινητήρας στρέφεται προς την αντίθετη κατεύθυνση, διότι η τάση στους ακροδέκτες του έχει τώρα αναστραφεί και τροφοδοτείται από την αρνητική $-V_{DD}$ τάση τροφοδοσίας. Άρα, το p-MOSFET χρησιμοποιείται για να τροφοδοτηθεί ο κινητήρας με τη θετική τροφοδοσία και να στραφεί προς μια κατεύθυνση, ενώ το n-MOSFET χρησιμοποιείται για να τροφοδοτηθεί ο κινητήρας με την αρνητική τροφοδοσία και να στραφεί προς την αντίθετη κατεύθυνση.

Υπάρχουν πολλές παραλλαγές του παραπάνω κυκλώματος. Για να αποφευχθεί η ταυτόχρονη αγωγή των δύο MOSFET, απαιτούνται διατάξεις ταχείας απόκρισης (μεταγωγής) που να παρέχουν μια μικρή διαφορά χρόνου μεταξύ των καταστάσεων ON και OFF. Ο πιο εύκολος τρόπος να το πετύχουμε, είναι να οδηγούνται οι πύλες των MOSFET από διαφορετικές εισόδους. Αυτό επιτρέπει την ύπαρξη μιας κατάστασης STOP του κινητήρα όταν και τα δύο MOSFET είναι OFF.

MOSFET 1	MOSFET 2	Λειτουργία κινητήρα
OFF	OFF	Κινητήρας STOP (OFF)
ON	OFF	Κινητήρας περιστρέφεται
OFF	ON	Κινητήρας περιστρέφεται ανάστροφα
ON	ON	ΔΕΝ ΕΠΙΤΡΕΠΕΤΑΙ

Τελειώνοντας, δίνουμε ένα συνοπτικό πίνακα στον οποίο φαίνονται οι βασικές διαφορές ανάμεσα στα τρανζίστορ FET και BJT.

Διαφορές μεταξύ FET και BJT τρανζίστορ		
	Field Effect Transistor (FET)	**Bipolar Junction Transistor (BJT)**
1	Χαμηλό κέρδος τάσης	Υψηλό κέρδος τάσης
2	Υψηλό κέρδος ρεύματος	Χαμηλό κέρδος ρεύματος
3	Υψηλή αντίσταση εισόδου	Χαμηλή αντίσταση εισόδου
4	Υψηλή αντίσταση εξόδου	Χαμηλή αντίσταση εξόδου
5	Χαμηλός θόρυβος	Μέτριος θόρυβος
6	Γρήγοροι χρόνοι μεταγωγής	Μέτριοι χρόνοι μεταγωγής
7	Ευαίσθητα σε στατικά φορτία	Ανθεκτικά σε στατικά φορτία
8	Διάταξη που ελέγχεται από τάση	Διάταξη που ελέγχεται από ρεύμα
9	Συμπεριφέρεται σαν αντίσταση	
10	Πιο ακριβό από το BJT	Φθηνό
11	Δύσκολο στην πόλωση	Εύκολο στην πόλωση

8.5. Κυκλώματα πόλωσης και ενισχυτή με FET

Τα FET μπορούν να χρησιμοποιηθούν όπως και τα BJT σε αναλογικά κυκλώματα ενισχυτών. Η μεγάλη αντίσταση εισόδου που έχουν σε συνδυασμό με το χαμηλό θόρυβο στην έξοδό τους, τα κάνει ιδανικές ενισχυτικές διατάξεις μικρών σημάτων. Ο σχεδιασμός ενός ενισχυτή με FET ή MOSFET, ακολουθεί τις ίδιες ακριβώς αρχές με τον σχεδιασμό ενισχυτή με τρανζίστορ BJT. Καθορίζεται και εδώ ένα σημείο λειτουργίας Q, με κατάλληλη πόλωση του FET και ορίζονται αντίστοιχα με το BJT, τοπολογίες κοινής πηγής, κοινής απορροής και κοινής πύλης. Θα εξετάσουμε την πλέον συχνή τοπολογία κοινής πηγής.

Στο Σχ. 8.35 φαίνεται το κύκλωμα ενός ενισχυτή κοινής πηγής με JFET διαύλου τύπου-n, αν και θα μπορούσε το ίδιο κύκλωμα να χρησιμοποιηθεί με τρανζίστορ MOSFET διαύλου τύπου-n. Η πύλη του FET, πολώνεται στην τάση V_G με τη βοήθεια του διαιρέτη τάσης των αντιστάσεων R_1 και R_2 και πολώνεται έτσι ώστε το FET να λειτουργεί στην περιοχή κόρου. Η τάση της πύλης δίνεται από τη σχέση:

$$V_G = \frac{V_{DD} \cdot R_2}{R_1 + R_2} = V_{DD}\left[\frac{R_2}{R_1 + R_2}\right]$$

Στη σχέση αυτή, η τιμή της V_G εξαρτάται μόνο από το λόγο των αντιστάσεων R_1 και R_2, αλλά για να εκμεταλλευθούμε την πολύ μεγάλη αντίσταση εισόδου του FET και για να μειώσουμε την κατανάλωση ισχύος στο κύκλωμα, συνήθως επιλέγουμε τις τιμές των αντιστάσεων R_1 και R_2 πολύ μεγάλες, της τάξης των 1 έως 10MΩ.

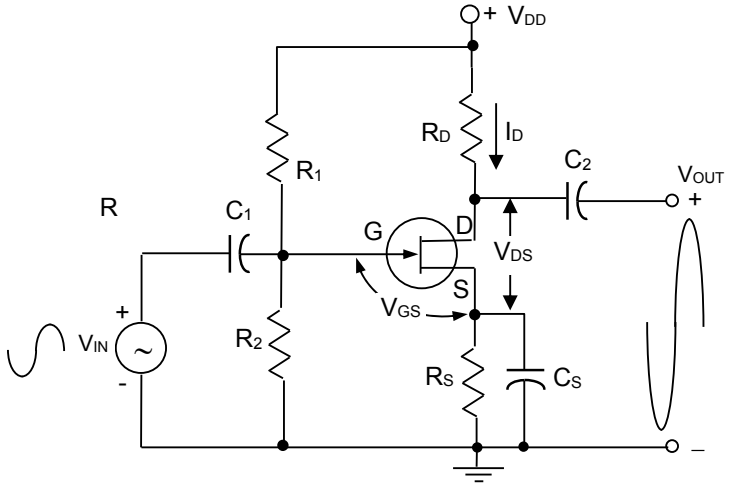
Το σήμα εισόδου V_{IN}, εφαρμόζεται μεταξύ της πύλης και της γείωσης, ενώ στη βαθμίδα εξόδου απορροής συνδέεται η αντίσταση φορτίου R_D. Η τάση εξόδου V_{OUT} εμφανίζεται πάνω στην αντίσταση εξόδου R_D. Τοποθετούμε επίσης την αντίσταση R_S, μεταξύ πηγής και γης, η οποία διαρρέεται από το ίδιο ρεύμα I_D από το οποίο διαρρέεται και η R_D. Όταν το JFET λειτουργεί, αναπτύσσεται πτώση τάσης ίση με R_S x I_D κατά μήκος της R_S, ανεβάζοντας το δυναμικό της πηγής σε τιμή πάνω από το 0. Αυτή η πτώση τάσης κατά μήκος της R_S, παρέχει

την αναγκαία ανάστροφη πόλωση της πύλης. Για να διατηρήσουμε την ένωση πύλης-πηγής ανάστροφα πολωμένη, η τάση πηγής V_S πρέπει να είναι μεγαλύτερη από την τάση πύλης V_G. Η τάση πηγής δίνεται από την:

$$V_S = I_D \cdot R_S = V_G - V_{GS}$$

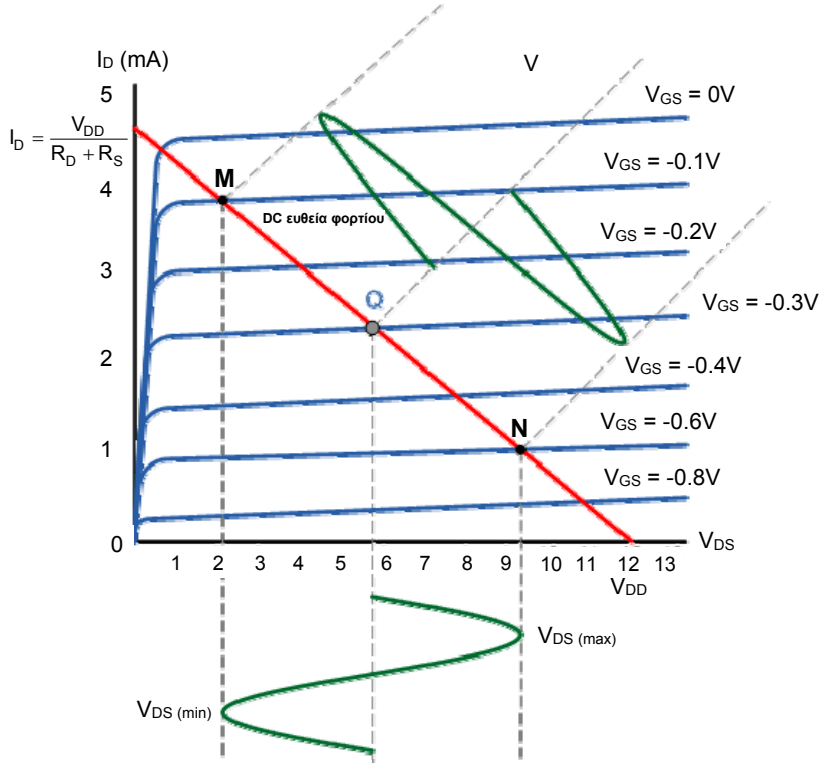
Το ρεύμα απορροής I_D είναι ίσο με το ρεύμα πηγής I_S, αφού το ρεύμα πύλης είναι μηδενικό, και δίνεται από την:

$$I_D = \frac{V_S}{R_S} = \frac{V_{DD} - V_{DS}}{R_D + R_S}$$



Σχ. 8.35. Ενισχυτής JFET κοινής πηγής.

Ο διαιρέτης τάσης βελτιώνει τη σταθερότητα του κυκλώματος. Η αντίσταση R_S και η χωρητικότητα C_S λειτουργούν όπως ακριβώς και στον ενισχυτή BJT κοινού εκπομπού, δηλαδή παρέχουν σταθερότητα και βελτιώνουν το λόγο ενίσχυσης στην έξοδο. Βέβαια, το όφελος αυτό επιβαρύνεται με την αυξημένη κατανάλωση ισχύος πάνω στην αντίσταση R_S.



Σχ. 8.36. Χαρακτηριστικές εξόδου και ευθεία φορτίου ενισχυτή JFET κοινής πηγής, [9].

Το βασικό κύκλωμα και οι χαρακτηριστικές ενός ενισχυτή JFET κοινής πηγής, είναι παρόμοια με αυτά του ενισχυτή BJT κοινού εκπομπού. Κατασκευάζουμε και εδώ, την DC ευθεία φορτίου ενώνοντας τα σημεία που σχετίζονται με το ρεύμα απορροής I_D, και την τάση τροφοδοσίας V_{DD}, και ορίζοντας το σημείο λειτουργίας Q, στο σημείο τομής αυτής της ευθείας με τις χαρακτηριστικές, ρεύματος εξόδου – τάσης εξόδου του JFET.

Όπως και στον ενισχυτή BJT κοινού εκπομπού, η DC ευθεία φορτίου έχει κλίση: $-1/(R_D + R_S)$ και τέμνει τον κάθετο άξονα I_D στο σημείο $V_{DD}/(R_D + R_S)$. Το άλλο άκρο της ευθείας φορτίου τέμνει τον οριζόντιο άξονα στο σημείο V_{DD}. Η ακριβής θέση του σημείου λειτουργίας Q, πάνω στην ευθεία φορτίου καθορίζεται από την V_{GS} η οποία πολώνεται αρνητικά. Χρησιμοποιώντας τα σημεία N και M σαν παράδειγμα, οι στιγμιαίες τιμές του ρεύματος απορροής I_D και της τάσης V_{DS}, μπορούν να προκύψουν εύκολα γραφικά από το Σχ. 8.36, με προβολές πάνω στην ευθεία φορτίου. Καθώς η τάση εισόδου V_{GS} αυξάνεται από -0.6V έως -0.1 V, η τάση εξόδου V_{DS} μειώνεται από 9.25 V έως 2 V, άρα μια αύξηση στην τάση εισόδου V_{GS} επιφέρει μια μείωση στην τάση εξόδου V_{DS}, και αντιστρόφως. Άρα, όπως και στον ενισχυτή BJT κοινού εκπομπού, η έξοδος είναι σε αντίθεση φάσης 180^0 με το σήμα εισόδου.

Ένα από τα μειονεκτήματα των JFET, είναι ότι πρέπει να πολωθούν με αρνητική τάση. Εάν η τάση αυτή, για οποιοδήποτε λόγο χαθεί, θα αυξηθεί η τάση πύλης-πηγής και θα γίνει θετική, προκαλώντας αύξηση στο ρεύμα απορροής και επομένως αύξηση στην κατανάλωση ισχύος και υπερθέρμανση του JFET. Τα προβλήματα αυτά αντιμετωπίζονται εύκολα χρησιμοποιώντας τρανζίστορ MOSFET πύκνωσης αντί για JFET.

Στα επόμενα, θα δώσουμε ορισμένα παραδείγματα ενισχυτών με FET, για την καλύτερη εμπέδωση του τρόπου λειτουργίας τους σε αναλογικά κυκλώματα.

8.5.1. Κύκλωμα πόλωσης MOSFET

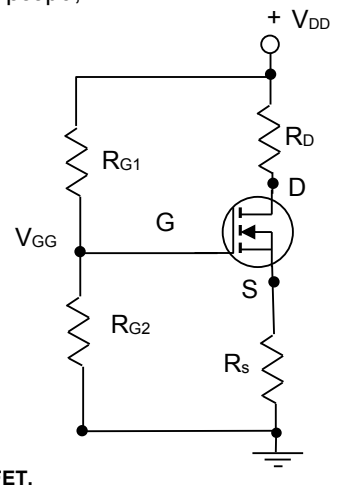
Ένα ηλεκτρονικό όργανο χρησιμοποιεί την τεχνική πόλωσης που φαίνεται στο παρακάτω κύκλωμα. Κατά την κατασκευή του κυκλώματος γίνεται ένα λάθος με αποτέλεσμα την βραχυκύκλωση της αντίστασης R_s. Δίνονται: V_{DD}=12V, R_{G1}=5.6MΩ, R_{G2}=2.2MΩ.

α) Ποια είναι η τιμή της V_{GG};

β) Αν οι προδιαγραφές του προμηθευτή επιτρέπουν στο k να κυμαίνεται από 220 έως 380 μA/V² και στην τάση κατωφλίου V_T από 1.3 έως 2.4 V, ποιες είναι οι οριακές τιμές που μπορεί να λάβει το I_D;

γ) Πόση θα έπρεπε να ήταν η τιμή της αντίστασης R_s για να περιοριστεί το μέγιστο ρεύμα I_D στα 0.15mA;

δ) Πόσο είναι τότε το ελάχιστο ρεύμα;



Σχ. 8.37. Κύκλωμα πόλωσης MOSFET.

Λύση

α) Από τον διαιρέτη τάσης στην είσοδο, $V_{GG} = 12\left(\frac{2.2}{2.2+5.6}\right) = 3.38V$.

β) Επειδή η R_s βραχυκυκλώθηκε αυτό σημαίνει ότι R_s =0. Άρα V_{GG}=V_{GS}.

Υποθέτουμε ότι το τρανζίστορ βρίσκεται στον κόρο: $I_D = \frac{k}{2}(V_{GS} - V_T)^2 = \frac{k}{2}(3.38 - V_T)^2$.

Οι ακραίες τιμές του I_D είναι: $I_D = 110(3.38 - 2.4)^2 = 0.106$ mA και

$I_D = 190(3.38 - 1.3)^2 = 0.822$ mA

γ) Το μέγιστο ρεύμα συμβαίνει όταν k=0.38 mA/V² και V_T=1.3V.

$0.15 \text{ mA} = 0.19(V_{GS} - 1.3)^2 \Rightarrow V_{GS} = 2.19\text{V}$

V_s = (3.38 – 2.19) V = 1.19V.
R_s = 1.19 V/0.15 mA =7.93kΩ.

δ) Το ελάχιστο ρεύμα συμβαίνει όταν K=0.22 mA/V² και V_T=2.4V.

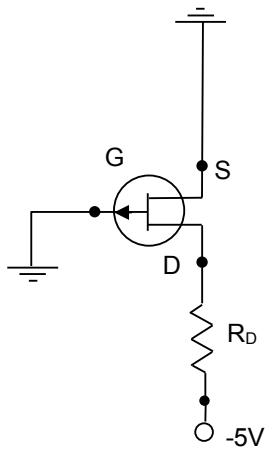
$$0.11(V_{GS} - 2.4)^2 = \frac{(3.38 - V_{GS})}{7.93}$$

$V_{GS}^2 - 3.65V_{GS} + 1.8846 = 0 \Rightarrow V_{GS,1} = 3.0275 \quad , \quad V_{GS,2} = 0.625$.

Η δεύτερη ρίζα απορρίπτεται γιατί η V_{GS} που προκύπτει είναι μικρότερη από την τάση κατωφλίου.
Άρα: $I_D = (3.38 - 3.0275)/7.93 = 0.044\text{mA}$.

8.5.2. Κύκλωμα JFET

Θεωρήστε το παρακάτω κύκλωμα. Αν το JFET έχει V_P = 3V και I_{DSS} = 4 mA:
α) Ποια είναι η μέγιστη τιμή που μπορεί να έχει το ρεύμα I;
β) Ποια θα είναι τότε η τιμή της τάσης της πηγής;
γ) Ποια θα είναι τότε η οριακή τιμή της V_{DS} ώστε το JFET να είναι στην περιοχή κόρου;
δ) Με το μέγιστο ρεύμα πόλωσης I, ποια είναι η μέγιστη τιμή που μπορεί να λάβει η R_D δίχως να εξέλθει το τρανζίστορ από την περιοχή του κόρου;



Σχ. 8.38. Κύκλωμα πόλωσης JFET.

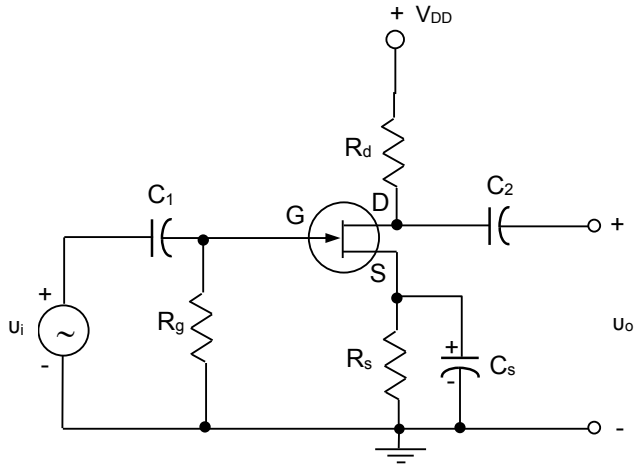
Λύση

α) Μέγιστη τιμή του I είναι I_{DSS} ή 4 mA.
β) Σε αυτή την τιμή του I, η V_{GS}=0 V οπότε η V_S=0 V.
γ) Για τη λειτουργία στην ωμική περιοχή, η V_{DS} πρέπει να είναι χαμηλότερη από την V_{GS} κατά τουλάχιστον |Vp|=3 V. Αυτό διότι για να έχουμε κόρο θα πρέπει:
$|V_{DS}| + |V_{GS}| \geq |V_P| \Rightarrow |V_{DS}| \geq |V_P| - |V_{GS}|$. Άρα για λειτουργία στην ωμική περιοχή, θα πρέπει: $|V_{DS}| < |V_P| - |V_{GS}| \Rightarrow |V_{DS}| < 3 - 0 = 3 \text{ V} \Rightarrow V_{DS} > -3 \text{ V}$.
δ) Οπότε η μέγιστη τιμή της V_{DS} είναι –3 V και αντίστοιχα η μέγιστη τιμή της R_D είναι:

$$R_D = \frac{V_D - (-5)}{I_{DSS}} = \frac{-3-(-5)}{4} = 0.5\ \text{k}\Omega\ .$$

8.5.3. Κύκλωμα ενισχυτή με αυτοπόλωση

Δίνεται το κύκλωμα ενισχυτή του Σχ. 8.39, ο οποίος χρησιμοποιεί ένα τρανζίστορ JFET διαύλου τύπου n το οποίο έχει τάση φραγής V_P = -2 V και μέγιστο ρεύμα κόρου I_{DSS} = 1,65 mA. Ζητείται να πολωθεί το κύκλωμα σε ρεύμα I_D = 0,8 mA, όταν χρησιμοποιείται τάση τροφοδοσίας V_{DD} = 24 V. Υποθέστε ότι η εσωτερική αντίσταση r_d >> R_d και ότι το τρανζίστορ λειτουργεί σε χαμηλές συχνότητες (ακουστικές). Θεωρήστε επίσης ότι όλοι οι πυκνωτές C_1, C_2 και C_s έχουν πολύ μεγάλες τιμές. Να βρεθούν:
(α) η τάση πόλωσης V_{GS},
(β) η αμοιβαία αγωγιμότητα g_m,
(γ) η αντίσταση αυτοπόλωσης R_s,
(δ) η αντίσταση του κυκλώματος απορροής R_d έτσι ώστε το ac κέρδος τάσης να είναι τουλάχιστον 20 dB.



Σχ. 8.39. Ενισχυτής JFET με κύκλωμα αυτοπόλωσης.

Λύση

Το παραπάνω κύκλωμα είναι κύκλωμα αυτοπόλωσης του FET. Η τροφοδοσία εφαρμόζεται μόνο στην απορροή και όχι στην πύλη. Η μέθοδος αυτή πόλωσης βασίζεται στην εκμετάλλευση της τάσης που αναπτύσσεται πάνω στην αντίσταση R_s, για την παραγωγή της απαιτούμενης ανάστροφης τάσης πύλης-πηγής. Αυτός ο τρόπος της πόλωσης σταθεροποιεί το ρεύμα της απορροής ως προς τις μεταβολές της θερμοκρασίας. Αν το ρεύμα απορροής αυξηθεί, αυξάνεται η πτώση τάσης πάνω στην R_s διότι αυξάνεται το γινόμενο I_DR_s. Το παραπάνω οδηγεί στην αύξηση της ανάστροφης τάσης πύλης-πηγής, η οποία μειώνει το εύρος του καναλιού και ελαττώνει το ρεύμα απορροής. Το αποτέλεσμα της όλης διαδικασίας είναι η μερική αντιστάθμιση της αρχικής αύξησης του ρεύματος απορροής. Αντίστοιχα, αν το ρεύμα απορροής ελαττωθεί, η ανάστροφη τάση πύλης-πηγής ελαττώνεται και ο δίαυλος διευρύνεται. Τότε περισσότερα ελεύθερα ηλεκτρόνια διέρχονται από το δίαυλο και το ρεύμα απορροής αυξάνεται. Το αποτέλεσμα είναι η μερική αντιστάθμιση της αρχικής μείωσης του ρεύματος απορροής.

(α) Από την εξ. (8.8) έχουμε: $I_{DS} = I_{DSS}\left(1-\frac{V_{GS}}{V_P}\right)^2$. Άρα: 0,8 mA = 1,65 $\times \left(1-\frac{V_{GS}}{-2}\right)^2 \Rightarrow$

$V_{GS} = -0{,}61\ \text{V}.$

(β) Από την εξ. (8.17) έχουμε: $g_{mo} = -\frac{2I_{DSS}}{V_P} = -\frac{2\cdot 1{,}65}{-2} = 1{,}65\ \text{mA/V}$. Άρα:

$$g_m = g_{mo}\left(1-\frac{V_{GS}}{V_P}\right) = 1{,}65\cdot\left(1-\frac{0{,}61}{2}\right) = 1{,}14\ \text{mA/V}.$$

(γ) Αφού η πύλη του FET είναι ανάστροφα πολωμένη, το dc ρεύμα πύλης που διέρχεται από την R_g είναι αμελητέο. Επομένως, η dc τάση της πύλης ως προς τη γη είναι μηδέν:

$$V_G = 0$$

Η dc τάση ανάμεσα στην πηγή και τη γη ισούται με το γινόμενο του ρεύματος απορροής επί την αντίσταση της πηγής:

$$V_S = I_D R_s$$

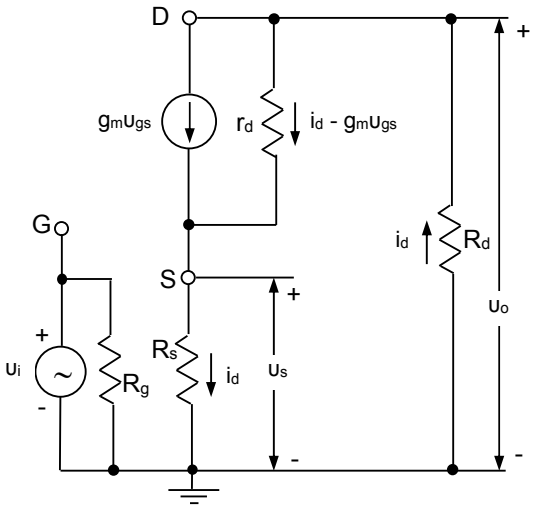
Η dc τάση πύλης-πηγής είναι η διαφορά ανάμεσα στην τάση της πύλης και την τάση της πηγής:

$$V_{GS} = V_G - V_S = 0 - I_D R_s = -I_D R_s$$

Άρα:

$$R_S = -\frac{V_{GS}}{I_D} = \frac{0,62}{0,8} = 0,77 \ \ k\Omega = 770 \ \ \Omega .$$

(δ) Θα αντικαταστήσουμε το FET με το ισοδύναμο κύκλωμα ασθενούς σήματος (ac) οπότε θα έχουμε το παρακάτω ισοδύναμο κύκλωμα του ενισχυτή FET. Σημειώστε ότι παραλείπονται όλοι οι πυκνωτές διότι σύμφωνα με τα δεδομένα της εκφώνησης έχουν πολύ μεγάλες τιμές οπότε ισοδυναμούν με βραχυκυκλώματα. Επίσης παραλείπονται οι πυκνωτές C_{gs}, C_{gd} και C_{ds} του ισοδύναμου κυκλώματος του JFET διότι ο ενισχυτής της άσκησης λειτουργεί σε χαμηλές συχνότητες στις οποίες το ισοδύναμο κύκλωμα του JFET δίνεται μόνο από την εξαρτημένη πηγή ρεύματος $g_m u_{gs}$ και την εσωτερική αντίσταση r_d.



Σχ. 8.40. Ισοδύναμο ac κύκλωμα του ενισχυτή JFET με κύκλωμα αυτοπόλωσης.

Στο ισοδύναμο ac κύκλωμα του Σχ. 8.40 έχουμε συμπεριλάβει και την αντίσταση αυτοπόλωσης R_s, παρ' όλον ότι αυτή βραχυκυκλώνεται από τον πυκνωτή C_s, ώστε να περιγράψουμε την πιο γενική περίπτωση που δεν υπάρχει πυκνωτής παρακάμψεως C_s.
Από το βρόχο του κυκλώματος εξόδου έχουμε:

$$i_d R_d + \left(i_d - g_m \upsilon_{gs}\right) r_d + i_d R_s = 0 \qquad 8.31$$

Η τάση μεταξύ των σημείων G και S δίνεται από τη σχέση:

$$\upsilon_{gs} = \upsilon_i - i_d R_s \qquad 8.32$$

Επειδή από τη θεωρία των FET γνωρίζουμε ότι $\mu = r_d g_m$, βρίσκουμε από τις 8.31 και 8.32:

$$i_d = \frac{\mu \upsilon_i}{r_d + R_d + (\mu + 1) R_s} \qquad 8.33$$

Άρα:

$$\upsilon_o = -i_d R_d \Rightarrow \boxed{\upsilon_o = \frac{-\mu \upsilon_i R_d}{r_d + R_d + (\mu + 1) R_s}} \qquad 8.34$$

Στην περίπτωση του Σχ. 8.39 ο πυκνωτής C_s βραχυκυκλώνει την αντίσταση R_s οπότε ο όρος $(\mu+1)R_s$ στον παρονομαστή της εξ. 8.34 μηδενίζεται. Το κέρδος τάσης θα δίνεται λοιπόν από τη σχέση:

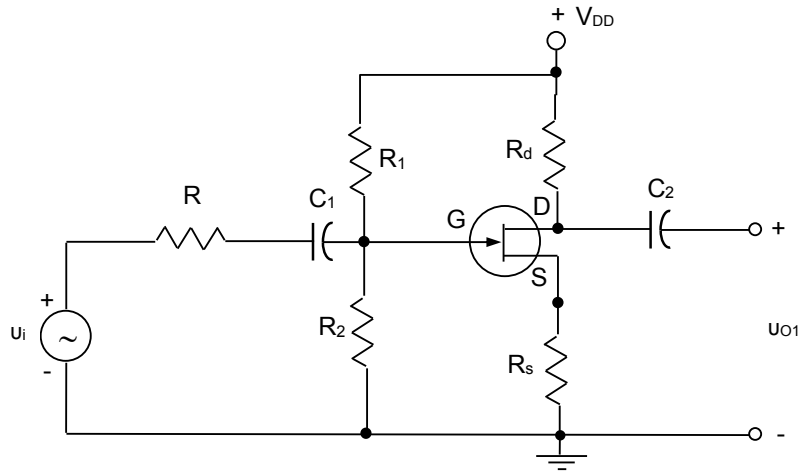
$$A_V = \frac{\upsilon_o}{\upsilon_i} = \frac{-\mu R_d}{r_d + R_d} = -g_m R'_d \qquad \text{όπου} \quad R'_d = R_d // r_d .$$

Επειδή από τα δεδομένα της άσκησης έχουμε $r_d >> R_d$, και από τον ορισμό της μονάδας decibel: 20 dB = 20 $\log_{10} A_V \Rightarrow A_V = 10$, θα ισχύει τελικά:

$$|A_V| \cong g_m R_d \geq 10 \Rightarrow R_d \geq \frac{10}{1{,}14 \text{ mA/V}} = 8{,}76 \text{ k}\Omega.$$

8.5.4. Ενισχυτής JFET με διαιρέτη τάσης

Δίνεται το κύκλωμα ενισχυτή του σχήματος ο οποίος δέχεται στην είσοδό του σήμα από γεννήτρια με εσωτερική αντίσταση R και χρησιμοποιεί ένα τρανζίστορ JFET διαύλου τύπου n το οποίο έχει τάση φραγής V_P = -5 V και μέγιστο ρεύμα κόρου I_{DSS} = 10 mA. Δίνεται η τάση τροφοδοσίας V_{DD} = 30 V και δίνονται οι τιμές των αντιστάσεων R = 200 Ω, R_S = 1 kΩ, R_1 = 11 MΩ, R_2 = 1 MΩ και r_d = 1 MΩ.



Σχ. 8.41. Ενισχυτής JFET με διαιρέτη τάσης.

Υποθέστε ότι το τρανζίστορ λειτουργεί σε χαμηλές συχνότητες (ακουστικές). Θεωρήστε επίσης ότι οι πυκνωτές C_1 και C_2 έχουν πολύ μεγάλες τιμές. Ζητούνται:
(α) Το ρεύμα πόλωσης I_{DS}. Δικαιολογήστε την απάντησή σας.
(β) Η τάση πόλωσης V_{GS}. Δικαιολογήστε την απάντησή σας.
(γ) Το ac ισοδύναμο κύκλωμα του ενισχυτή,
(δ) Η αντίσταση του κυκλώματος απορροής R_d έτσι ώστε το ac κέρδος τάσης u_0/u_i να είναι τουλάχιστον 30 dB.

Λύση

(α) Από το κύκλωμα εισόδου έχουμε:

$$V_G = \frac{R_2}{R_1 + R_2} V_{DD} = 2{,}5 \text{ V} \qquad 8.35$$

$$V_{GS} = V_G - V_S = V_G - I_{DS} R_S \qquad 8.36$$

Από την εξ. (8.8) έχουμε: $I_{DS} = I_{DSS}\left(1 - \frac{V_{GS}}{V_P}\right)^2$ 8.37

Αντικαθιστώντας την 8.36 στην 8.37 έχουμε:

$$I_{DS} = I_{DSS}\left(1 - \frac{V_G - I_{DS}R_S}{V_P}\right)^2 \qquad 8.38$$

Επιλύοντας ως προς I_{DS} βρίσκουμε:

$$\left(I_{DSS}R_S^2\right)I_{DS}^2 + \left[2I_{DSS}R_S\left(V_P - V_G\right) - V_P^2\right]I_{DS} + I_{DSS}\left(V_P - V_G\right)^2 = 0 \qquad 8.39$$

η οποία είναι μια εξίσωση δευτέρου βαθμού ως προς I_{DS}.
Αντικαθιστώντας τις τιμές της εκφώνησης και χρησιμοποιώντας μονάδες Volt για τις τάσεις, mA για τα ρεύματα και kΩ για τις αντιστάσεις, βρίσκουμε τελικά:

$$10I_{DS}^2 - 175I_{DS} + 562{,}5 = 0$$

Επιλύοντας, βρίσκουμε δύο τιμές για το ρεύμα I_{DS}:

I_{DS1} = 13,25 mA και I_{DS2} = 4,24 mA

Η σωστή τιμή είναι η δεύτερη διότι δεν επιτρέπεται να έχω τιμή ρεύματος μεγαλύτερη από την I_{DSS}.

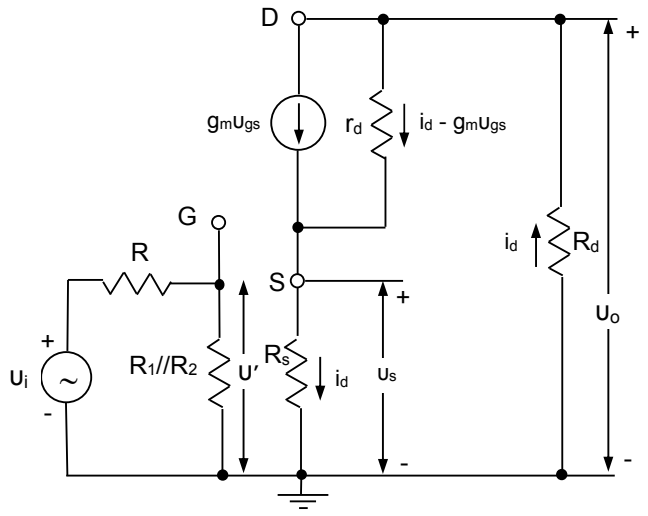
(β) Από την έκφραση:

$$V_{GS} = V_G - V_S = V_G - I_{DS}R_S$$

βρίσκουμε: V_{GS} = -1,74 V.

Άρα, το σημείο λειτουργίας είναι: V_{GSQ} = -1,74 V, I_{DSQ} = 4,24 mA. Την τάση V_{DSQ} δεν μπορώ να την προσδιορίσω διότι δεν γνωρίζω την αντίσταση R_d.

(γ) Για το ισοδύναμο ac κύκλωμα αντικαθιστούμε το JFET με το ισοδύναμο κύκλωμά του και ομοίως για τα υπόλοιπα στοιχεία του κυκλώματος.



Σχ. 8.42. Ισοδύναμο ac κύκλωμα του ενισχυτή JFET.

Σημειώστε ότι παραλείπονται όλοι οι πυκνωτές διότι σύμφωνα με τα δεδομένα της εκφώνησης έχουν πολύ μεγάλες τιμές οπότε ισοδυναμούν με βραχυκυκλώματα. Επίσης παραλείπονται οι πυκνωτές C_{gs}, C_{gd} και C_{ds} του ισοδύναμου κυκλώματος του JFET διότι ο ενισχυτής της άσκησης λειτουργεί σε χαμηλές συχνότητες στις οποίες το ισοδύναμο κύκλωμα

του JFET δίνεται μόνο από την εξαρτημένη πηγή ρεύματος $g_m u_{gs}$ και την εσωτερική αντίσταση r_d.

(δ) Από την εξ. (8.17) έχουμε: $g_{mo} = -\frac{2I_{DSS}}{V_P} = -\frac{2 \cdot 10}{-5} = 4$ mA/V. Άρα:

$$g_m = g_{mo}\left(1 - \frac{V_{GS}}{V_P}\right) = 4 \cdot \left(1 - \frac{-1{,}74}{-5}\right) = 2{,}6 \text{ mA/V.}$$

Από το βρόχο του κυκλώματος εξόδου έχουμε:

$$i_d R_d + \left(i_d - g_m \upsilon_{gs}\right) r_d + i_d R_s = 0 \qquad 8.40$$

Η τάση μεταξύ των σημείων G και S δίνεται από τη σχέση:

$$\upsilon_{gs} = \upsilon' - i_d R_s \qquad 8.41$$

Από τη θεωρία των FET γνωρίζουμε ότι $\mu = r_d g_m$. Άρα:

$\mu = r_d g_m = 10^6\ \Omega \cdot 2{,}6$ mA/V $= 2{,}6 \cdot 10^3$.

Από τις 8.40 και 8.41, βρίσκουμε:

$$i_d = \frac{\mu \upsilon'}{r_d + R_d + (\mu + 1) R_s} \qquad 8.42$$

Άρα:

$$\upsilon_o = -i_d R_d \Rightarrow \qquad \upsilon_o = \frac{-\mu \upsilon' R_d}{r_d + R_d + (\mu + 1) R_s} \qquad 8.43$$

Το κέρδος τάσης A'_V θα δίνεται λοιπόν από τη σχέση:

$$\boxed{\left|A'_V\right| = \frac{\upsilon_o}{\upsilon'} = \frac{\mu R_d}{r_d + R_d + (\mu + 1) R_s}} \qquad 8.44$$

Από τον ορισμό της μονάδας decibel: 30 dB = 20 $\log_{10} A_V \Rightarrow A_V$ = 31,6227, οπότε θα ισχύει τελικά:

$$\boxed{A_V = \frac{\upsilon_o}{\upsilon_i} = \frac{\upsilon_o}{\upsilon'} \cdot \frac{\upsilon'}{\upsilon_i} = A'_V \cdot \frac{R_1 \parallel R_2}{R + R_1 \parallel R_2}} \qquad 8.45$$

Ο λόγος $\frac{R_1 \parallel R_2}{R + R_1 \parallel R_2}$ = 0,999.

Άρα τελικά:

$$A_V = A'_V \cdot \frac{R_1 \parallel R_2}{R + R_1 \parallel R_2} = \frac{\mu R_d}{r_d + R_d + (\mu + 1) R_s} \cdot \frac{R_1 \parallel R_2}{R + R_1 \parallel R_2} \geq 31{,}6227 \Rightarrow$$

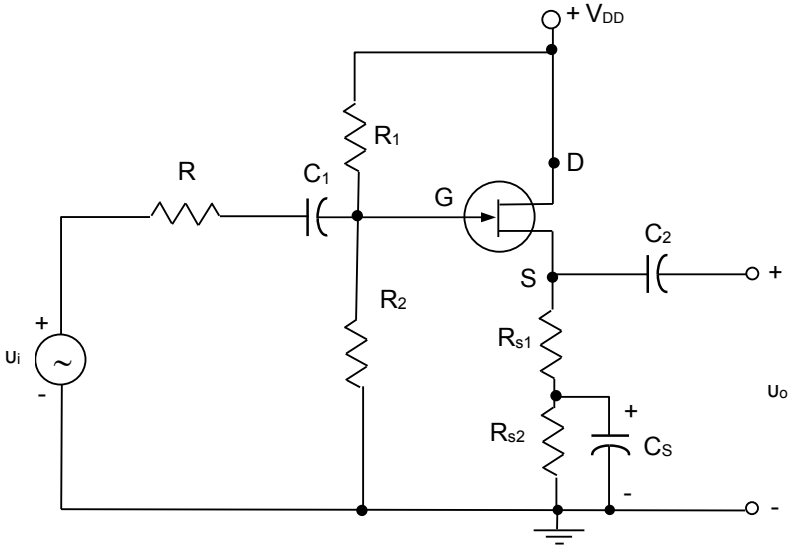
$$R_d \geq \frac{A_V \left\{r_d + (\mu + 1) R_s\right\}}{\mu \cdot \frac{R_1 \parallel R_2}{R + R_1 \parallel R_2} - A_V} \Rightarrow R_d \geq 44{,}32 \text{ k}\Omega.$$

<u>Παρατήρηση:</u> Διαπιστώνουμε ότι η απαίτηση για κέρδος τάσης 30 dB δίνει ελάχιστη τιμή για την R_d η οποία δεν συμβαδίζει με την dc ανάλυση των ερωτημάτων (α) και (β). Δηλαδή, η τιμή R_d = 44,32 kΩ δίνει dc πτώση τάσης ίση με:

$V_{Rd} = i_D R_d = 4{,}24\ \text{mA} \cdot 44{,}32\ \text{k}\Omega = 188\ \text{V} \gg V_{DD} = 30\ \text{V}$. Για το λόγο αυτό, είναι αναγκαία η χρήση διάταξης CMOS (βλ. παράγραφο 8.3.10), αντί για ωμική αντίσταση R_d, ώστε να ικανοποιείται ταυτόχρονα η απαίτηση για dc και ac λειτουργία σύμφωνα με συγκεκριμένες προδιαγραφές.

8.5.5. Ενισχυτής JFET

Δίνεται το κύκλωμα ενισχυτή του σχήματος ο οποίος δέχεται στην είσοδό του σήμα από γεννήτρια με εσωτερική αντίσταση R και χρησιμοποιεί ένα τρανζίστορ JFET διαύλου τύπου n το οποίο έχει τάση φραγής V_P = -5 V και μέγιστο ρεύμα κόρου I_{DSS} = 10 mA. Δίνεται η τάση τροφοδοσίας V_{DD} = 30 V και δίνονται οι τιμές των αντιστάσεων R = 200 Ω, R_{S1} = 0,5 kΩ, R_{S2} = 0,5 kΩ, R_1 = 11 MΩ, R_2 = 1 MΩ και r_d = 1 MΩ. Υποθέστε ότι το τρανζίστορ λειτουργεί σε χαμηλές συχνότητες (ακουστικές). Θεωρήστε επίσης ότι οι πυκνωτές C_1, C_2 C_S έχουν πολύ μεγάλες τιμές. Ζητούνται:
(α) Το DC σημείο λειτουργίας Q του τρανζίστορ (V_{GSQ}, V_{DSQ}, I_{DSQ}). Σχεδιάστε το ισοδύναμο DC κύκλωμα.
(β) Το ac ισοδύναμο κύκλωμα του ενισχυτή.
(γ) Το ac κέρδος τάσης του ενισχυτή u_o / u_i.
(δ) Το ac κέρδος ρεύματος του ενισχυτή.



Σχ. 8.43. Ενισχυτής JFET.

Λύση

$$R_G = R_1 \,//\, R_2 = 916{,}66\ \text{k}\Omega \qquad V_G = \frac{R_2}{R_1 + R_2} \cdot V_{DD}$$

(α) Από το κύκλωμα εισόδου έχουμε:

$$V_G = \frac{R_2}{R_1 + R_2} V_{DD} = 2{,}5\ \text{V} \qquad 8.46$$

$$V_{GS} = V_G - V_S = V_G - I_{DS} R_S \qquad 8.47$$

Από την εξ. (8.7) έχουμε: $I_{DS} = I_{DSS}\left(1 - \frac{V_{GS}}{V_P}\right)^2$ 8.48

Αντικαθιστώντας την 8.47 στην 8.48 έχουμε:

$$I_{DS} = I_{DSS}\left(1 - \frac{V_G - I_{DS} R_S}{V_P}\right)^2 \qquad 8.49$$

Επιλύοντας ως προς I_{DS} βρίσκουμε:

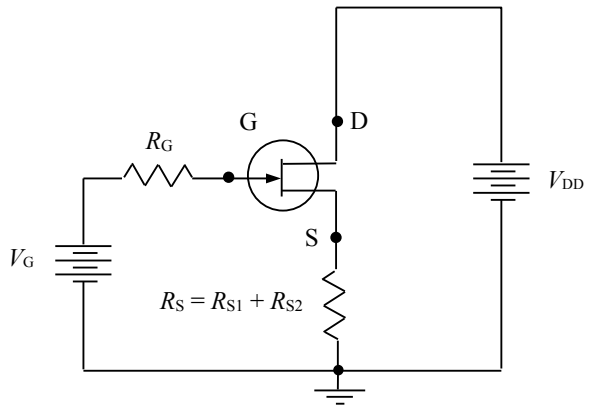
$$\left(I_{DSS}R_S^2\right)I_{DS}^2 + \left[2I_{DSS}R_S\left(V_P - V_G\right) - V_P^2\right]I_{DS} + I_{DSS}\left(V_P - V_G\right)^2 = 0 \qquad 8.50$$

η οποία είναι μια εξίσωση δευτέρου βαθμού ως προς I_{DS}.
Αντικαθιστώντας τις τιμές της εκφώνησης και χρησιμοποιώντας μονάδες Volt για τις τάσεις, mA για τα ρεύματα και kΩ για τις αντιστάσεις, βρίσκουμε τελικά:

$$10I_{DS}^2 - 175I_{DS} + 562{,}5 = 0$$

Επιλύοντας, βρίσκουμε δύο τιμές για το ρεύμα I_{DS}:

I_{DS1} = 13,25 mA και I_{DS2} = 4,24 mA



Σχ. 8.44. Ισοδύναμο dc κύκλωμα του ενισχυτή JFET.

Η σωστή τιμή είναι η δεύτερη διότι δεν επιτρέπεται να έχω τιμή ρεύματος μεγαλύτερη από την I_{DSS}.

Από την έκφραση:

$$V_{GS} = V_G - V_S = V_G - I_{DS}R_S$$

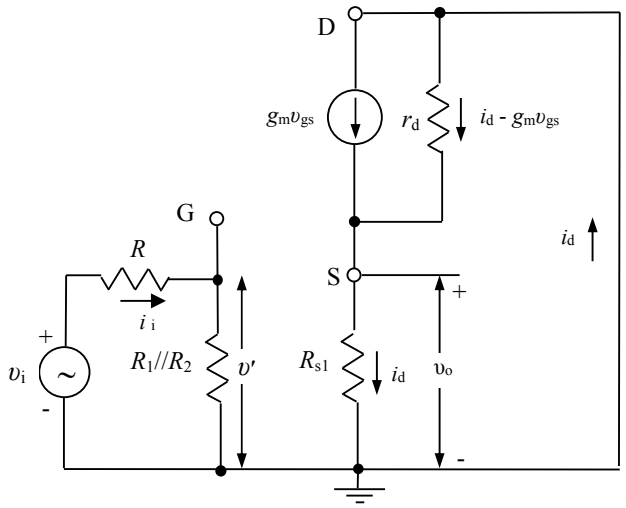
βρίσκουμε: V_{GS} = -1,74 V.

Τέλος, η τάση λειτουργίας V_{DSQ} δίνεται από:

$$V_{DSQ} = V_{DD} - I_{DSQ}R_S = 30\text{ V} - 4{,}24\text{ mA} \cdot 1\text{ k}\Omega = 25{,}75\text{ V}.$$

Άρα, το σημείο λειτουργίας είναι: V_{GSQ} = -1,74 V, V_{DSQ} = 25,75 V, I_{DSQ} = 4,24 mA.

(β) Για το ισοδύναμο ac κύκλωμα αντικαθιστούμε το JFET με το ισοδύναμο κύκλωμά του και ομοίως για τα υπόλοιπα στοιχεία του κυκλώματος.
Σημειώστε ότι παραλείπονται όλοι οι πυκνωτές διότι σύμφωνα με τα δεδομένα της εκφώνησης έχουν πολύ μεγάλες τιμές οπότε ισοδυναμούν με βραχυκυκλώματα. Επίσης παραλείπονται οι πυκνωτές C_{gs}, C_{gd} και C_{ds} του ισοδύναμου κυκλώματος του JFET διότι ο ενισχυτής της άσκησης λειτουργεί σε χαμηλές συχνότητες στις οποίες το ισοδύναμο κύκλωμα του JFET δίνεται μόνο από την εξαρτημένη πηγή ρεύματος $g_m u_{gs}$ και την εσωτερική αντίσταση r_d.



Σχ. 8.45. Ισοδύναμο ac κύκλωμα του ενισχυτή JFET.

(γ) Από την εξ. 8.17 έχουμε: $g_{mo} = -\frac{2I_{DSS}}{V_P} = \frac{-2 \cdot 10}{-5} = 4$ mA/V. Άρα:

$g_m = g_{mo}\left(1 - \frac{V_{GS}}{V_P}\right) = 4 \cdot \left(1 - \frac{-1{,}74}{-5}\right) = 2{,}6$ mA/V.

Από το βρόχο του κυκλώματος εξόδου έχουμε:

$$\left(i_d - g_m \upsilon_{gs}\right) r_d + i_d R_{s1} = 0 \qquad 8.51$$

Η τάση μεταξύ των σημείων G και S δίνεται από τη σχέση:

$$\upsilon_{gs} = \upsilon' - i_d R_{s1} \qquad 8.52$$

Από τη θεωρία των FET γνωρίζουμε ότι $\mu = r_d g_m$. Άρα:

$\mu = r_d g_m = 10^6\ \Omega \cdot 2{,}6$ mA/V $= 10^3$ kΩ $\cdot 2{,}6$ mA/V $= 2{,}6 \cdot 10^3$.

Από τις 8.51 και 8.52, βρίσκουμε:

$$i_d = \frac{\mu \upsilon'}{r_d + (\mu + 1) R_{s1}} \qquad 8.53$$

Άρα:

$$\upsilon_o = i_d R_{S1} \quad \Rightarrow \quad \upsilon_o = \frac{\mu \upsilon' R_{S1}}{r_d + (\mu + 1) R_{s1}} \qquad 8.54$$

Το κέρδος τάσης A'_V θα δίνεται λοιπόν από τη σχέση:

$$\boxed{\left|A'_V\right| = \frac{\upsilon_o}{\upsilon'} = \frac{\mu R_{S1}}{r_d + (\mu + 1) R_{s1}}} \qquad 8.55$$

Αντικαθιστώντας βρίσκουμε: $\left|A'_V\right| = 0{,}5656$.

$$\boxed{A_V = \frac{\upsilon_o}{\upsilon_i} = \frac{\upsilon_o}{\upsilon'} \cdot \frac{\upsilon'}{\upsilon_i} = A'_V \cdot \frac{R_1 \,||\, R_2}{R + R_1 \,||\, R_2}} \qquad 8.56$$

Ο λόγος $\frac{R_1 \| R_2}{R + R_1 \| R_2}$ = 0,99978 άρα τελικά το κέρδος είναι:

$$A_V = A'_V \cdot \frac{R_1 \| R_2}{R + R_1 \| R_2} = 0{,}5655. \qquad 8.57$$

Από τον ορισμό της μονάδας decibel: 20 $\log_{10} A_V \Rightarrow$ **A_V = -4,95 dB.**

(δ) Το κέρδος ρεύματος δίνεται από:

$$A_I = \frac{i_d}{i_i} \quad , \quad R_G = R_1 \| R_2 \qquad 8.58$$

$$i_i = \frac{\upsilon_i}{R + R_G} \quad , \quad i_d = \frac{\mu \upsilon'}{r_d + (\mu + 1) R_{S1}} \quad , \quad \frac{\upsilon'}{\upsilon_i} = \frac{R_G}{R + R_G} \qquad 8.59$$

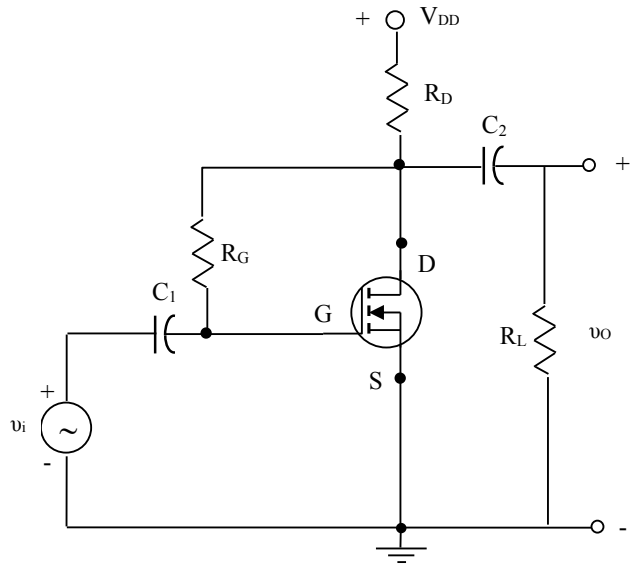
Αντικαθιστώντας τις 8.59 στην 8.58 βρίσκουμε τελικά:

$$A_I = \frac{i_d}{i_i} = \frac{\mu R_G}{r_d + (\mu + 1) R_{S1}} \qquad 8.60$$

Και αντικαθιστώντας τις δοσμένες τιμές βρίσκουμε: **A_i = 1036,96.**

8.5.6. Ενισχυτής MOSFET

Δίνεται το κύκλωμα ενισχυτή του Σχ. 8.46 ο οποίος δέχεται στην είσοδό του σήμα από γεννήτρια και χρησιμοποιεί ένα τρανζίστορ MOSFET διαύλου τύπου-n το οποίο έχει τάση κατωφλίου V_T = 1,5 V.
Δίνονται οι τιμές των εξής παραμέτρων:
R_G = 10 MΩ
R_D = 10 kΩ
R_L = 10 kΩ
V_{DD} = 15 V
k = 0,25 mA/V²
Υποθέστε ότι το τρανζίστορ λειτουργεί σε χαμηλές συχνότητες (ακουστικές). Θεωρήστε επίσης ότι οι πυκνωτές C_1, C_2 και έχουν πολύ μεγάλες τιμές. Θεωρήστε επίσης ότι η εσωτερική αντίσταση του MOSFET r_d είναι άπειρη.



Σχ. 8.46. Κύκλωμα ενισχυτή MOSFET.

Ζητούνται:
(α) Το DC σημείο λειτουργίας Q του τρανζίστορ (V_{GSQ}, V_{DSQ}, I_{DSQ}). Σχεδιάστε το ισοδύναμο DC κύκλωμα.
(β) Το ac ισοδύναμο κύκλωμα του ενισχυτή,
(γ) Το ac κέρδος τάσης του ενισχυτή υ_o / υ_i
(δ) Η αντίσταση εισόδου του ενισχυτή.
(ε) Το ac κέρδος ρεύματος του ενισχυτή στην αντίσταση εξόδου R_L.
(στ) Η αντίσταση εξόδου του ενισχυτή.

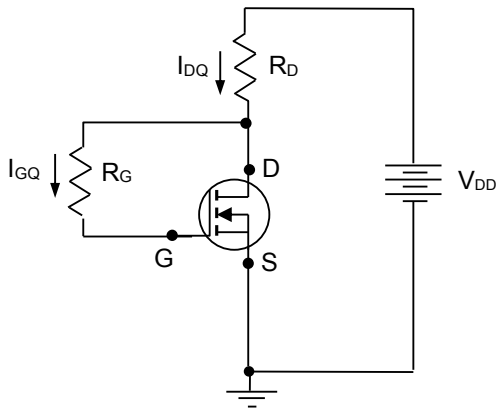
Δίνεται ότι το ρεύμα κόρου του τρανζίστορ MOSFET: $I_{DSQ} = \frac{k}{2}\left(V_{GSQ} - V_T\right)^2$ και ότι

$g_m = k\left(V_{GSQ} - V_T\right)$.

Λύση

(α) Από το DC ισοδύναμο κύκλωμα παρατηρούμε ότι αφού η αντίσταση εισόδου του MOSFET είναι άπειρη, το ρεύμα I_{GQ} είναι μηδέν. Άρα, δεν υπάρχει πτώση τάσης κατά μήκος της R_G. Επομένως ισχύει $V_{GSQ} = V_{DQ} = V_{DSQ}$ αφού η πηγή είναι γειωμένη.
Το ρεύμα απορροής βρίσκεται από την:

$$I_{DSQ} = \frac{k}{2}\left(V_{GSQ} - V_T\right)^2 = 0{,}125\left(V_{GSQ} - 1{,}5\right)^2 = 0{,}125\left(V_{DSQ} - 1{,}5\right)^2 \qquad 8.61$$



Σχ. 8.47. Ισοδύναμο dc κύκλωμα του ενισχυτή MOSFET.

Από το κύκλωμα της απορροής έχουμε:

$$V_{DD} = V_{DSQ} + R_D I_{DSQ} \quad \text{ή} \quad 15 = V_{DSQ} + 10 I_{DSQ} \qquad 8.62$$

Από τις 8.61 και 8.62 παίρνουμε:

$$\left(kR_D^2\right)I_{DS}^2 + \left[-2kR_D\left(V_{DD} - V_T\right) - 2\right]I_{DS} + k\left(V_{DD} - V_T\right)^2 = 0 \qquad 8.63$$

η οποία είναι μια εξίσωση δευτέρου βαθμού ως προς I_{DS}.
Αντικαθιστώντας τις τιμές της εκφώνησης και χρησιμοποιώντας μονάδες Volt για τις τάσεις, mA για τα ρεύματα και kΩ για τις αντιστάσεις, βρίσκουμε τελικά:

$$25I_{DS}^2 - 69{,}5I_{DS} + 45{,}5625 = 0$$

Επιλύοντας, βρίσκουμε δύο τιμές για το ρεύμα I_{DS}:

I_{DS1} = 1,72 mA και I_{DS2} = 1,058 mA

Το ποια είναι η σωστή τιμή από τις δύο παραπάνω τιμές του ρεύματος, θα το βρούμε από την τιμή της V_{GS} που προκύπτει για κάθε περίπτωση:
Από την έκφραση:

$$V_{DD} = V_{DSQ} + R_D I_{DSQ} \Rightarrow V_{DSQ} = V_{GSQ} = V_{DD} - R_D I_{DSQ}$$

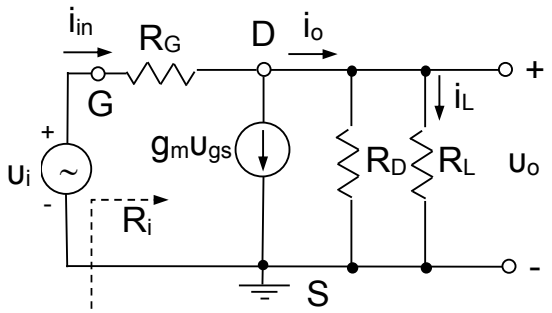
βρίσκουμε: V_{GS1} = -2,21 V και V_{GS2} = 4,41 V.

Δεδομένου ότι για να λειτουργεί το MOSFET στην περιοχή κόρου θα πρέπει $V_{DS} > V_{GS} - V_T$ και $V_{GS} > V_T$, επομένως η σωστή τιμή είναι η V_{GS2} = 4,41 V. Άρα το σημείο λειτουργίας είναι:

I_{DS2} = 1,058 mA και V_{GS2} = 4,41 V.

(β) Για το ισοδύναμο ac κύκλωμα αντικαθιστούμε το MOSFET με το ισοδύναμο κύκλωμά του και ομοίως για τα υπόλοιπα στοιχεία του κυκλώματος.

Σημειώστε ότι παραλείπονται όλοι οι πυκνωτές διότι σύμφωνα με τα δεδομένα της εκφώνησης έχουν πολύ μεγάλες τιμές οπότε ισοδυναμούν με βραχυκυκλώματα. Επίσης παραλείπονται οι πυκνωτές C_{gs}, C_{gd} και C_{ds} του ισοδύναμου κυκλώματος του MOSFET διότι ο ενισχυτής της άσκησης λειτουργεί σε χαμηλές συχνότητες στις οποίες το ισοδύναμο κύκλωμα του MOSFET δίνεται μόνο από την εξαρτημένη πηγή ρεύματος $g_m u_{gs}$ και την εσωτερική αντίσταση r_d (η οποία επειδή είναι άπειρη παραλείπεται).



Σχ. 8.48. Ισοδύναμο ac κύκλωμα του ενισχυτή MOSFET.

(γ) Υπολογίζουμε τη διαγωγιμότητα από την εξίσωση της εκφώνησης:

$$g_m = k\left(V_{GSQ} - V_T\right) = 0,25 \cdot \left(4,41 - 1,5\right) = 0,727 \ \frac{mA}{V}$$

Η τάση εξόδου θα δίνεται από την:

$\upsilon_o = i_o \cdot \left(R_D // R_L\right) = \left(i_{in} - g_m \upsilon_{gs}\right) \cdot \left(R_D // R_L\right)$ και επειδή $i_{in} = \frac{\upsilon_i - \upsilon_o}{R_G}$ και u_{gs} = u_i, το κέρδος τάσης του ενισχυτή είναι:

$$\upsilon_o = \left(\frac{\upsilon_i - \upsilon_o}{R_G} - g_m \upsilon_{gs}\right) \cdot \left(R_D // R_L\right) \Rightarrow A_V = \frac{\upsilon_o}{\upsilon_i} = \frac{\left(\frac{1}{R_G} - g_m\right)\left(R_D // R_L\right)}{1 + \frac{\left(R_D // R_L\right)}{R_G}} = -3,633 \ .$$

(δ) Για να υπολογίσουμε την αντίσταση εισόδου του ενισχυτή, πρέπει να βρούμε το ρεύμα εισόδου:

$$i_{in} = \frac{\upsilon_i - \upsilon_o}{R_G} = \frac{\upsilon_i}{R_G}\left(1 - A_V\right)$$

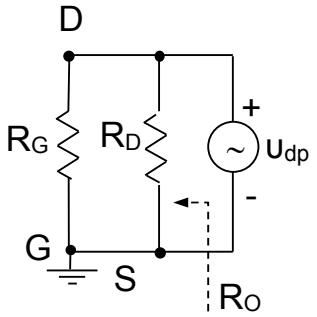
Αφού η αντίσταση εισόδου ορίζεται ως ο λόγος της τάσης εισόδου προς το ρεύμα εισόδου, θα έχουμε:

$$R_i = \frac{\upsilon_i}{i_i} = \frac{\upsilon_i}{\frac{\upsilon_i}{R_G}(1-A_V)} = \frac{R_G}{(1-A_V)} = \frac{10^7}{4{,}633} = 2{,}158\ \text{MΩ}.$$

(ε) Για το κέρδος ρεύματος θα έχουμε:

$$A_i = \frac{i_L}{i_i} = \frac{\upsilon_o / R_L}{(\upsilon_i - \upsilon_o)/R_G} = \frac{A_V R_G}{(1-A_V)R_L} = -784{,}16.$$

(στ) Για να υπολογίσουμε την αντίσταση εξόδου αφαιρούμε την R_L και συνδέουμε μια πηγή τάσης στην έξοδο υ_{dp}. Ταυτόχρονα, απενεργοποιούμε (γειώνουμε) την τάση εισόδου υ_i οπότε $\upsilon_{gs} = 0$. Το κύκλωμα τώρα γίνεται:



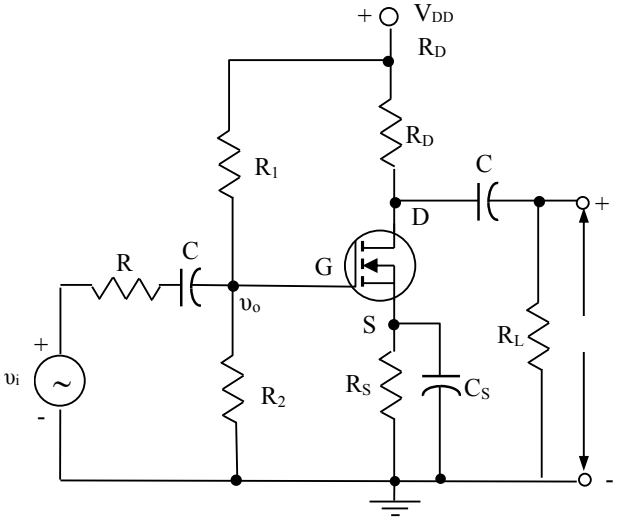
Σχ. 8.49. Κύκλωμα υπολογισμού αντίστασης εξόδου του ενισχυτή MOSFET.

Άρα, η αντίσταση εξόδου είναι:

$$R_O = R_G // R_D = 9{,}99\ \text{kΩ}.$$

8.5.7. Ενισχυτής MOSFET

Δίνεται το κύκλωμα ενισχυτή του σχήματος ο οποίος δέχεται στην είσοδό του σήμα από γεννήτρια και χρησιμοποιεί ένα τρανζίστορ MOSFET διαύλου τύπου-n το οποίο έχει τα εξής χαρακτηριστικά:
Δίνονται οι τιμές των εξής παραμέτρων: V_{DD}=25 V, R=100 Ω, R_L=80 Ω, g_m=200 mA/V, V_{DS}=10 V, I_D=250 mA, V_T=0,8 V, R_D=21 Ω, R_2 = 180 kΩ.
Υποθέστε ότι το τρανζίστορ λειτουργεί σε χαμηλές συχνότητες (ακουστικές). Θεωρήστε επίσης ότι οι πυκνωτές C_1, C_2 και έχουν πολύ μεγάλες τιμές. Θεωρήστε επίσης ότι η εσωτερική αντίσταση του MOSFET r_d είναι άπειρη. Ζητούνται:

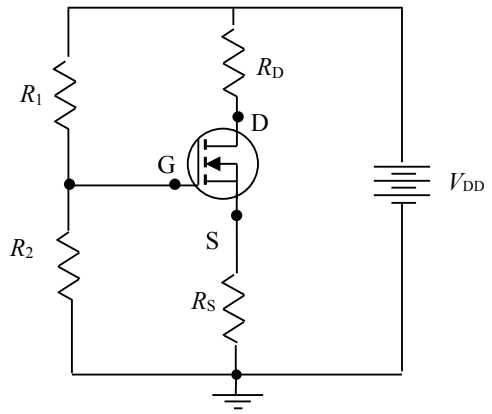


Σχ. 8.50. Κύκλωμα ενισχυτή MOSFET.

(α) Η τάση πόλωσης V_{GSQ} και οι αντιστάσεις R_1 και R_S. Σχεδιάστε το ισοδύναμο DC κύκλωμα.
(β) Το ac κέρδος τάσης του ενισχυτή υ_o / υ_i.
(γ) Το ac κέρδος ρεύματος του ενισχυτή στην αντίσταση εξόδου R_L.
(δ) Το ac κέρδος ισχύος του ενισχυτή.
(ε) Η αντίσταση εξόδου του ενισχυτή.

Δίνεται ότι το ρεύμα κόρου του τρανζίστορ MOSFET: $I_{DSQ} = \frac{k}{2}\left(V_{GSQ} - V_T\right)^2$ και ότι $g_m = k\left(V_{GSQ} - V_T\right)$.

Λύση



Σχ. 8.51. Ισοδύναμο dc κύκλωμα του ενισχυτή MOSFET.

α) Από την αμοιβαία αγωγιμότητα g_m και το ρεύμα I_{DSQ} βρίσκουμε

$$k = \frac{1}{2}\frac{g_m^2}{I_D} = \frac{1}{2}\frac{200^2}{250} = 80\frac{mA}{V^2}$$

Ισχύει επίσης ότι

$$I_{DSS} = k \cdot \frac{V_T^2}{2} = 80\frac{mA}{V^2} \cdot \frac{(0,8)^2\,V^2}{2} = 25,6\,mA \qquad 8.64$$

Στη συνέχεια, υπολογίζουμε την V_{GSQ} από την εξίσωση κόρου 8.27

$$V_{GSQ} = V_T + \sqrt{V_T^2 \cdot \frac{I_D}{I_{DSS}}} = 3,3\,V. \qquad 8.65$$

Εφόσον ικανοποιούνται οι συνθήκες λειτουργίας στον κόρο ($V_{DS} > V_{GS} - V_T$ και $V_{GS} > V_T$), μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε το παραπάνω αποτέλεσμα για να υπολογίσουμε τις αντιστάσεις. Από το βρόχο εισόδου έχουμε:

$$V_{GG} = V_{GSQ} + I_{DQ}R_S = 3,3 + 250R_S \qquad 8.66$$

Ενώ από το βρόχο εξόδου έχουμε:

$$V_{DD} = V_{DSQ} + I_{DQ}\left(R_D + R_S\right) = 10 + 250\left(R_D + R_S\right) \Rightarrow \left(R_D + R_S\right) = 0,06k\Omega. \qquad 8.67$$

Άρα : R_S = 60 Ω – 21 Ω = 39 Ω.

Από την 8.66 θα έχουμε: V_{GG} = 13,05 V. Ισχύει όμως επίσης ότι:

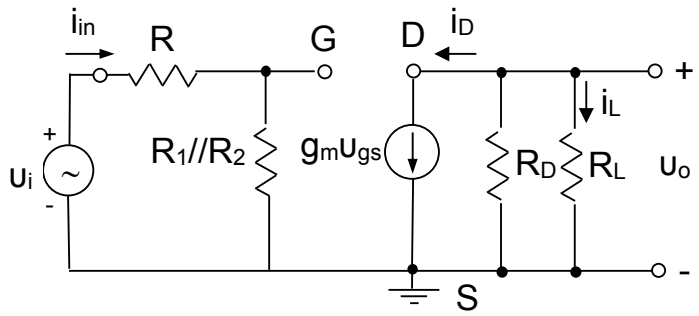
$V_{GG} = \frac{R_2}{R_1 + R_2}V_{DD} = 13,05\,V$. Με την τιμή της R_2 = 180 kΩ, βρίσκουμε R_1 = 165 kΩ.

β) Ισχύουν οι εξής σχέσεις:

$$\upsilon_L = -i_D \cdot \left(R_D // R_L\right) \qquad 8.68$$

$$i_D = g_m \cdot \upsilon_{gs} \qquad 8.69$$

$$\upsilon_{gs} = \frac{R_1 // R_2}{R + \left(R_1 // R_2\right)} \cdot \upsilon_i = \frac{86}{0,1 + 86} \cdot \upsilon_i = 0,999\upsilon_i \cong \upsilon_i \qquad 8.70$$



Σχ. 8.52. Ισοδύναμο ac κύκλωμα του ενισχυτή MOSFET.

Η τάση εξόδου υ_o δίνεται από:

$$\upsilon_o = -g_m \cdot \left(R_D // R_L\right) \cdot \upsilon_{gs} = -g_m \cdot \left(R_D // R_L\right) \cdot \upsilon_i$$

Άρα το κέρδος τάσης θα είναι:

$$A_\upsilon = \frac{\upsilon_o}{\upsilon_i} = -g_m \left(R_D // R_L\right) = -3{,}32.$$

γ) Θα έχουμε για το ρεύμα εξόδου (πάνω στο φορτίο):

$$i_L = -\frac{R_D}{R_D + R_L} i_D = -\frac{R_D}{R_D + R_L} g_m \upsilon_{gs} \qquad 8.71$$

Για το ρεύμα εισόδου έχουμε:

$$i_{in} = \frac{\upsilon_i}{R + R_1 // R_2} \qquad 8.72$$

Άρα το κέρδος ρεύματος θα δίνεται από τις 8.70, 8.71 και 8.72:

$$A_i = \frac{i_L}{i_{in}} = -\frac{\frac{R_D}{R_D + R_L} g_m \upsilon_{gs}}{\frac{\upsilon_i}{R + R_1 // R_2}} = -g_m \cdot \frac{R_D \left(R + R_1 // R_2\right)}{R_D + R_L} = -3580{,}4.$$

δ) Το κέρδος ισχύος θα δίνεται από την:

$$A_P = A_\upsilon \cdot A_i = \left(-3{,}32\right) \cdot \left(-3580{,}4\right) = 11.887.$$

(ε) Για να υπολογίσουμε την αντίσταση εξόδου αφαιρούμε την R_L και συνδέουμε μια πηγή τάσης στην έξοδο υ_{dp}. Ταυτόχρονα, απενεργοποιούμε (γειώνουμε) την τάση εισόδου υ_i οπότε $\upsilon_{gs} = 0$. Άρα, η αντίσταση εξόδου είναι ίση με R_D.

9. Ημιαγωγικά Στοιχεία Δύο Καταστάσεων

Στα προηγούμενα κεφάλαια αναλύσαμε την απλή ανορθωτική δίοδο η οποία έχει δύο ημιαγωγικές περιοχές και μία ένωση p-n, και τα τρανζίστορ (διπολικά και FET) τα οποία έχουν τρεις ημιαγωγικές περιοχές και δύο ενώσεις p-n. Υπάρχουν όμως και διατάξεις με τέσσερις ημιαγωγικές περιοχές και τρεις ενώσεις p-n που μάλιστα αλληλεπιδρούν μεταξύ τους. Οι διατάξεις αυτές ονομάζονται διατάξεις p-n-p-n ή δίοδοι Shockley. Η πλέον διαδεδομένη μορφή διόδου Shockley είναι το θυρίστορ SCR (Silicon Controlled Rectifiers). Τα θυρίστορ είναι συνήθως διατάξεις μεγάλης επιφάνειας που περιέχονται σε μεταλλικές θήκες για βελτιστοποίηση της απαγωγής θερμότητας, και βρίσκουν εκτεταμένη χρήση σαν ανορθωτές υψηλής ισχύος και ηλεκτρονικοί διακόπτες. Τα θυρίστορ χρησιμοποιούνται, ευρέως, σε εφαρμογές, όπου πρέπει να ελεγχθεί φορτίο ισχύος DC και AC. Αυτές οι συσκευές χρησιμοποιούνται, συχνά, για να τροφοδοτήσουν ένα συγκεκριμένο ποσό ισχύος σε ένα φορτίο ή για να το αφαιρέσουν, εντελώς, από το φορτίο. Εν τούτοις, χρησιμοποιούνται, επίσης, για να κανονικοποιήσουν ή να προσαρμόσουν το παρεχόμενο ποσό ισχύος, σε ένα συγκεκριμένο φορτίο. Για παράδειγμα, ένα θυρίστορ μπορεί να χρησιμοποιηθεί, απλώς, για να "ξεκινήσει" ή να "σταματήσει" ένα ηλεκτρικό κινητήρα ή μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να ρυθμίσει την ταχύτητα ή τη ροπή στρέψης του κινητήρα, σε μία ευρεία περιοχή λειτουργίας.

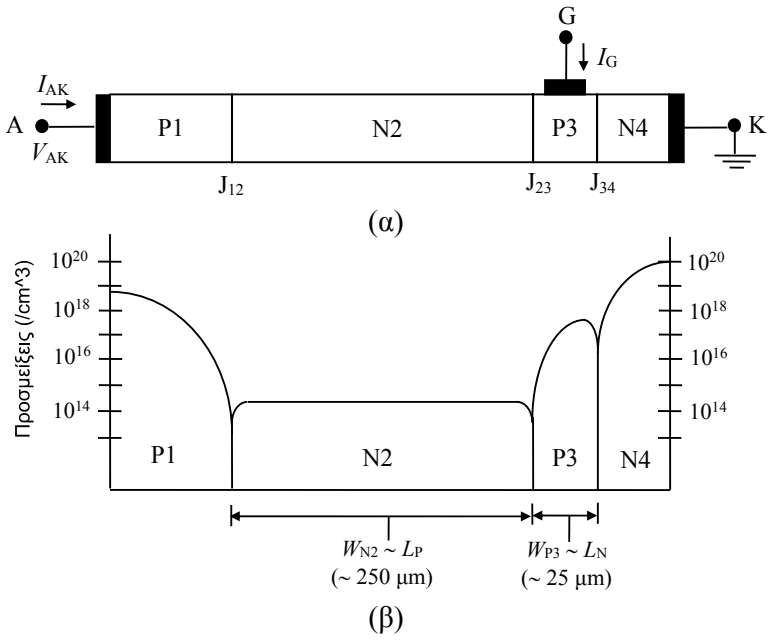
Τα θυρίστορ δεν πρέπει να συγχέονται με τα διπολικά τρανζίστορ (BJT) ή με τα τρανζίστορ επιδράσεως πεδίου (FET). Παρόλο που είναι αλήθεια, ότι τα τρανζίστορ και τα FET μπορούν να χρησιμοποιηθούν ως ηλεκτρονικοί διακόπτες, οι συσκευές αυτές δεν είναι τόσο επαρκείς και δεν έχουν την ικανότητα χειρισμού ισχύος των θυρίστορ. Τα θυρίστορ είναι συσκευές που χρησιμοποιούνται ρητώς, για το σκοπό ελέγχου της ηλεκτρικής ισχύος, ενώ τα τρανζίστορ και τα FET χρησιμοποιούνται, πρωτίστως, για να παρέχουν ενίσχυση. Κατασκευάζονται σήμερα θυρίστορ τα οποία ξεπερνούν τα 5 kA σε ρεύμα και τα 10 kV σε τάση. Στη διαπραγμάτευσή μας αυτή, θα επικεντρωθούμε αρχικά στην κυριότερη διάταξη PNPN η οποία είναι η δίοδος Shockley. Θα δώσουμε μια ποιοτική ανάλυση της λειτουργίας της διόδου Shockley καθώς και την περιγραφή της διακοπτικής της λειτουργίας σαν μέρος ενός κυκλώματος. Στη συνέχεια, θα εξετάσουμε τις πιο εξελιγμένες παραλλαγές της διόδου Shockley, που είναι το θυρίστορ SCR, και οι δίοδοι DIAC και TRIAC.

9.1. Αρχή λειτουργίας διόδου Shockley p-n-p-n δύο καταστάσεων

Στο Σχ. 9.1 φαίνεται το σχηματικό διάγραμμα της διόδου Shockley με πύλη, που είναι το θυρίστορ SCR. Το SCR περιέχει τέσσερις περιοχές με εναλλασσόμενη νόθευση οι οποίες χαρακτηρίζονται με τα γράμματα P1 έως N4. Οι συμβολισμοί J_{12}, J_{23}, και J_{34} χαρακτηρίζουν τις ενώσεις P1-N2, N2-P3, και P3-N4 αντίστοιχα. Η εξωτερική περιοχή P1 μαζί με την επαφή στην περιοχή αυτή ονομάζεται *άνοδος* (A). Η εξωτερική περιοχή N4 μαζί με την επαφή στην περιοχή αυτή ονομάζεται *κάθοδος* (K). Οι εσωτερικές περιοχές N2 και P3 ονομάζονται *βάσεις.* Ο τρίτος ακροδέκτης, που ονομάζεται *πύλη* (G), συνδέεται στη βάση P3. V_{AK} είναι η τάση που εφαρμόζεται μεταξύ της ανόδου και της καθόδου, I_{AK} είναι το ρεύμα που ρέει στην άνοδο, και I_G είναι το ρεύμα που ρέει στην πύλη.

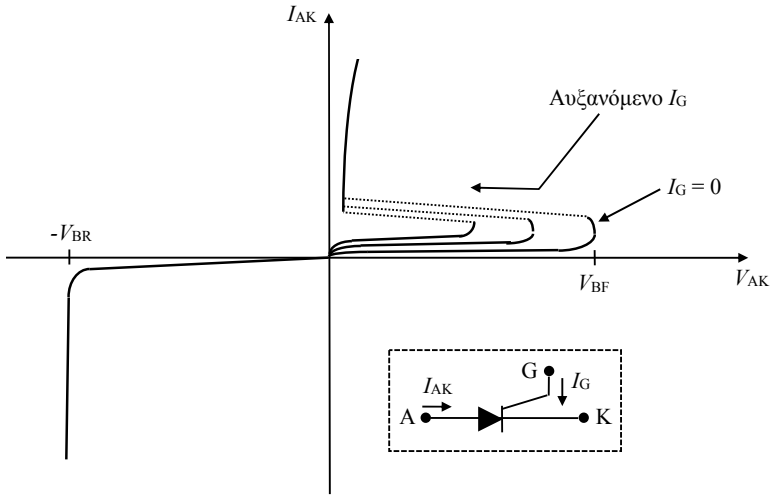
Το θυρίστορ, σχεδόν πάντα, είναι κατασκευασμένο από πυρίτιο, αλλά έχει χρησιμοποιηθεί και γερμάνιο. Το SCR συνήθως κατασκευάζεται ξεκινώντας από ένα υπόστρωμα Si τύπου *n* με χαμηλή νόθευση ($N_D \sim 5\times10^{13}$ /cm^3), το εσωτερικό του οποίου τελικά καταλήγει να είναι η βάση N2. Στη συνέχεια, γίνεται διάχυση με προσμείξεις τύπου *p* και από τα δύο άκρα του υποστρώματος, δίνοντας έτσι δύο σχεδόν πανομοιότυπες ενώσεις J_{12} και J_{23}. Τέλος, γίνεται διάχυση με προσμείξεις τύπου *n* στη μία πλευρά του υποστρώματος και σχηματίζεται η έντονα νοθευμένη κάθοδος N4. Το προφίλ των προσμείξεων κατά μήκος της διάταξης φαίνεται στο Σχ. 9.1β. Όπως φαίνεται από το σχήμα, οι περιοχές βάσης N2 και P3 έχουν μέτριο σχετικά ηλεκτρικό εύρος. Σε αντίθεση με την απλή ανορθωτική δίοδο, στην οποία οι περιοχές P και N έχουν πολύ μεγαλύτερο εύρος από ένα μήκος διαχύσεως φορέων μειονότητας, ή το διπολικό τρανζίστορ όπου το εύρος της βάσης είναι πολύ μικρότερο από

ένα μήκος διαχύσεως φορέων μειονότητας, τα εύρη των περιοχών βάσης του SCR είναι περίπου συγκρίσιμα με ένα μήκος διαχύσεως. Αυτό, όπως θα δούμε είναι ένα πολύ κρίσιμο σημείο για τη σωστή λειτουργία των SCR.



Σχ. 9.1. α) Σχηματικό διάγραμμα SCR, β) τυπικό προφίλ προσμείξεων, [5].

Η γενική μορφή των χαρακτηριστικών του SCR φαίνεται στο Σχ. 9.2. Το τμήμα της χαρακτηριστικής $V_{AK} < 0$ είναι ανεξάρτητο από το ρεύμα I_G και μοιάζει πάρα πολύ με το αντίστοιχο τμήμα μιας ανάστροφα πολωμένης ένωσης p-n. Το SCR άγει ελάχιστα το ρεύμα μέχρι το σημείο κατάρρευσης για $V_{AK} = -V_{BR}$. Η τάση V_{BR} αναφέρεται σαν ανάστροφη τάση συγκράτησης (reverse bias-holding ή blocking voltage).



Σχ. 9.2. Στατική χαρακτηριστική θυρίστορ SCR και κυκλωματικός του συμβολισμός, [5].

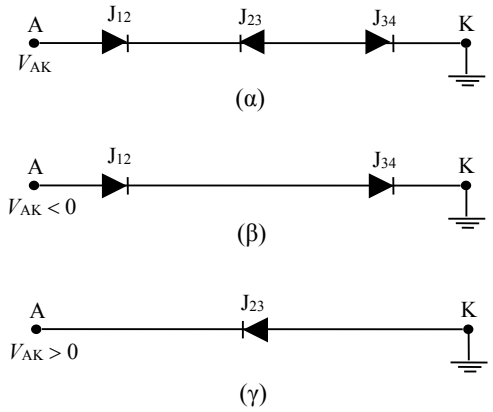
Η χαρακτηριστική του SCR για ορθή πόλωση έχει μια πολύ ιδιάζουσα μορφή. Με μηδενικό ρεύμα πύλης ($I_G = 0$), η σταδιακή αύξηση της V_{AK} από μηδενική τιμή προκαλεί διέλευση ενός μικρού ρεύματος διαμέσου του SCR μέχρις ότου η V_{AK} ξεπεράσει την V_{BF}, η οποία είναι η μέγιστη τάση μεταπτώσεως ή τάση ανατροπής. Μόλις ξεπεραστεί η τιμή V_{BF}, η διάταξη μετάγεται από την κατάσταση αποκοπής υψηλής εμπέδησης (όπου δεν άγει) στην κατάσταση αγωγιμότητας χαμηλής εμπέδησης. Η λειτουργία τότε πραγματοποιείται κατά μήκος της

χαρακτηριστικής ορθής πόλωσης που βρίσκεται κοντά στο σημείο $V_{AK} = 0$. Εφαρμόζοντας ένα ρεύμα $I_G > 0$, μειώνεται η τάση ανατροπής και η διάταξη μπορεί να εισέλθει στην κατάσταση αγωγιμότητας για ένα μικρότερο δυναμικό V_{AK}. Ας σημειωθεί ότι οι τάσεις V_{BR} και V_{BF}, μπορούν να είναι της τάξης των εκατοντάδων ή ακόμα και χιλιάδων volts, ενώ η πτώση τάσης στην κατάσταση αγωγιμότητας πάνω στο SCR είναι συνήθως της τάξης του volt.

9.1.1. Λειτουργική Περιγραφή Θυρίστορ SCR

Στην παράγραφο αυτή θα προσπαθήσουμε να εξηγήσουμε τη χαρακτηριστική του θυρίστορ που φαίνεται στο Σχ. 9.2. Για να απλουστεύσουμε την αρχική μας προσέγγιση, θα υποθέσουμε $I_G=0$. Με $I_G=0$, η λειτουργία του θυρίστορ είναι ουσιαστικά ταυτόσημη με τη λειτουργία μιας διόδου p-n-p-n (χωρίς δηλαδή το ηλεκτρόδιο ελέγχου πύλης) η οποία είναι γνωστή ως δίοδος Shockley.

Ο πιο εύλογος τρόπος να ξεκινήσουμε την ανάλυσή μας θα ήταν χρησιμοποιώντας κατ' αρχήν το πλέον απλό μοντέλο και στη συνέχεια, να θεωρήσουμε ένα πιο πολύπλοκο μοντέλο έτσι ώστε να πετύχουμε συμφωνία των θεωρητικών με τα πειραματικά αποτελέσματα. Το απλούστερο δυνατό μοντέλο για το θυρίστορ θα ήταν τρεις ενώσεις p-n σε σειρά, όπως αυτές που φαίνονται στο Σχ. 9.3α.

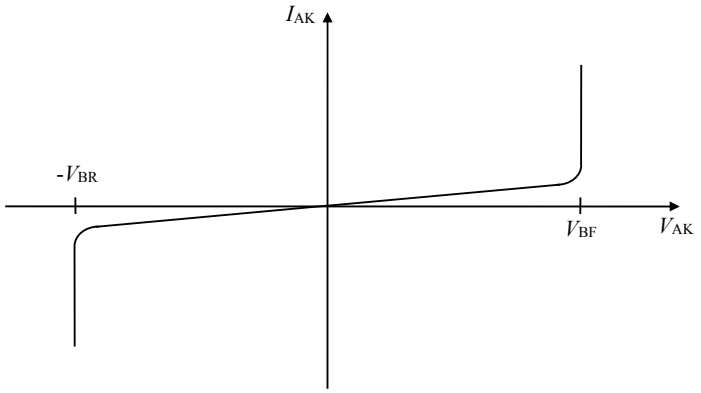


Σχ. 9.3. Το μοντέλο των διόδων: α) Τυχαία τάση V_{AK}, β) $V_{AK} < 0$, γ) $V_{AK} > 0$, [5].

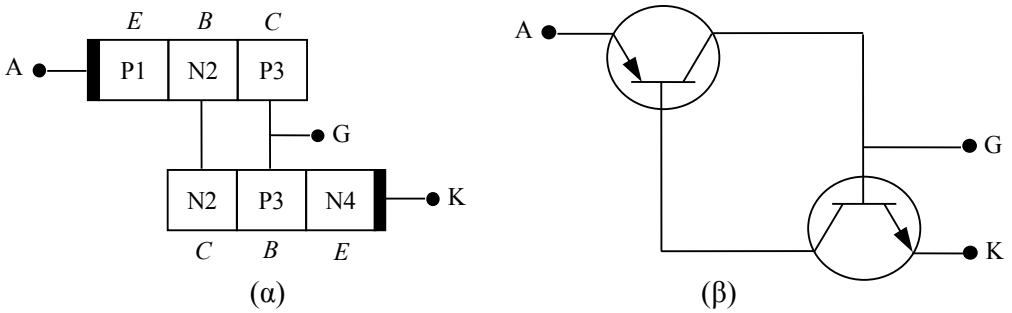
Παρατηρούμε ότι, εάν $V_{AK} < 0$, η μεσαία δίοδος είναι ορθά πολωμένη και μπορεί επομένως να αντικατασταθεί με ένα βραχυκύκλωμα. Αυτό οδηγεί στο μοντέλο του Σχ. 9.3β. Ας σημειωθεί τώρα ότι, όπως φαίνεται στο Σχ. 9.1β, η νόθευση προς την πλευρά ασθενών προσμείξεων της ένωσης J_{34} είναι $\sim 10^{17}$ /cm^3, ενώ η νόθευση προς την πλευρά ασθενών προσμείξεων της ένωσης J_{12} είναι $\leq 10^{14}$ /cm^3. Επομένως, η ένωση J_{34} οδηγείται σε κατάρρευση για μια σχετικά μικρή τάση $V_{AK} < 0$, και η χαρακτηριστική ανάστροφης πόλωσης του θυρίστορ προβλέπεται από τη θεώρησή μας αυτή να είναι ουσιαστικά η ίδια με τη χαρακτηριστική ανάστροφης πόλωσης της ένωσης J_{12}. Κατά παρόμοιο τρόπο, εάν $V_{AK} > 0$, οι δίοδοι J_{12} και J_{34} πολώνονται ορθά και μπορούν να αντικατασταθούν με βραχυκυκλώματα, οδηγώντας τελικά στο μοντέλο του Σχ. 9.3γ. Κατά συνέπεια, η χαρακτηριστική ορθής πόλωσης του θυρίστορ, προβλέπεται από τη θεώρησή μας αυτή να είναι ουσιαστικά η ίδια με τη χαρακτηριστική ανάστροφης πόλωσης της ένωσης J_{23}. Η ένωση J_{12} η οποία καθορίζει τη χαρακτηριστική του θυρίστορ όταν $V_{AK} < 0$, και η ένωση J_{23} η οποία καθορίζει τη χαρακτηριστική του θυρίστορ όταν $V_{AK} > 0$, αναμένεται να έχουν παρόμοιες χαρακτηριστικές λόγω του ίδιου σχεδόν προφίλ προσμείξεων των δύο αυτών ενώσεων. Με άλλα λόγια, η χαρακτηριστική του θυρίστορ, με βάση το μοντέλο των διόδων συμπεραίνουμε ότι πρέπει να είναι σχεδόν συμμετρική γύρω από το σημείο $V_{AK} = 0$, και της μορφής που φαίνεται στο Σχ. 9.4.

Μολονότι λοιπόν, το μοντέλο των διόδων, προβλέπει σωστά τη γενική μορφή, σε ό,τι αφορά την αποκοπή, τόσο για την ορθή όσο και για την ανάστροφη πόλωση του θυρίστορ, αποτυγχάνει να προβλέψει τη δυνατότητα μεταγωγής η οποία παρατηρείται στη λειτουργία του θυρίστορ κατά την ορθή πόλωση. Επιπλέον, σύμφωνα με το μοντέλο μας των διόδων, η V_{BF} είναι περίπου ίση με την V_{BR}, η οποία με τη σειρά της είναι περίπου ίση με την τάση

κατάρρευσης της ένωσης J_{12} (ή J_{23}). Βέβαια, αυτές οι τάσεις αποκοπής (δηλ. οι V_{BF} και V_{BR}) είναι άνω όρια. Οι πραγματικές οριακές τάσεις είναι στην πράξη κάπως μικρότερες.



Σχ. 9.4. Χαρακτηριστική του θυρίστορ όπως αυτή προβλέπεται από το μοντέλο των διόδων, [5].

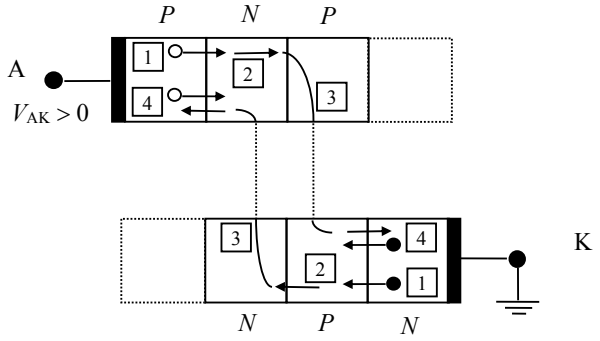


Σχ. 9.5. Το μοντέλο των δύο τρανζίστορ: α) Σχηματικό διάγραμμα, και β) ισοδύναμο κύκλωμα του μοντέλου, [5].

Το βασικό όμως μειονέκτημα του μοντέλου των διόδων είναι το γεγονός ότι δεν λαμβάνει υπόψη την αλληλεπίδραση μεταξύ των τριών διόδων. Και είναι βέβαια λογικό να υπάρχει τέτοιου είδους αλληλεπίδραση, διότι τα εύρη των περιοχών βάσης N2 και P3 είναι συγκρίσιμα με τα αντίστοιχα μήκη διαχύσεως των φορέων μειονότητας. Για να διορθώσουμε την έλλειψη αυτή του θεωρητικού μοντέλου των διόδων, είναι δυνατό να λάβουμε υπόψη την αλληλεπίδραση μεταξύ των διόδων, με το μοντέλο των δύο τρανζίστορ. Στο μοντέλο αυτό, που φαίνεται στο Σχ. 9.5, το θυρίστορ υποδιαιρείται ιδεατά σε δύο αλληλοσυνδεόμενα τρανζίστορ. Οι περιοχές P1-N2-P3 σχηματίζουν ένα τρανζίστορ p-n-p, και οι περιοχές N2-P3-N4 σχηματίζουν ένα τρανζίστορ n-p-n. Η περιοχή P1 αποτελεί τον εκπομπό του τρανζίστορ p-n-p, και η περιοχή N4 αποτελεί τον εκπομπό του τρανζίστορ n-p-n. Καλώδια βραχυκύκλωσης συνδέουν τις περιοχές που είναι κοινές και στα δύο τρανζίστορ. Ας σημειωθεί ότι τα δύο τρανζίστορ της ανάλυσής μας είναι, ως εκ της κατασκευής τους, τρανζίστορ χαμηλού κέρδους, διότι τα εύρη των βάσεων είναι μόνο συγκρίσιμα με τα μήκη διαχύσεως (και όχι πολύ μικρότερα), και επομένως τα κέρδη ρεύματος θα είναι πολύ μικρότερα από τη μονάδα υπό τις συνήθεις συνθήκες λειτουργίας.

Ας χρησιμοποιήσουμε τώρα το μοντέλο των δύο τρανζίστορ για να εξηγήσουμε το πώς το θυρίστορ επιτυγχάνει τη μεταγωγή από την κατάσταση αποκοπής υψηλής εμπέδησης στην κατάσταση αγωγής χαμηλής εμπέδησης. Το Σχ. 9.6 θα βοηθήσει στην ανάλυσή μας. Έστω ότι το θυρίστορ είναι στην κατάσταση αποκοπής με $I_G = 0$ και $V_{AK} > 0$. Με $V_{AK} > 0$ και τα δύο τρανζίστορ είναι πολωμένα στην ενεργό τους περιοχή λειτουργίας και φορείς πλειονότητας από τους εκπομπούς P1 και N4 εγχέονται στις γειτονικές περιοχές βάσης ($\boxed{1}$ στο Σχ. 9.6). Ένα κλάσμα από τους εγχεόμενους φορείς διαχέεται επιτυχώς διαμέσου της περιοχής βάσης $\boxed{2}$ και εισέρχονται στη βάση του άλλου τρανζίστορ $\boxed{3}$. Λόγω του ότι σχηματίζουν μια περίσσεια φορέων πλειονότητας που δεν μπορεί να απαχθεί προς ένα εξωτερικό ακροδέκτη, οι φορείς που έρχονται από το άλλο τρανζίστορ οδηγούν σε μια αύξηση της έγχυσης από τη βάση στον εκπομπό, η οποία με τη σειρά της επιφέρει μια επαύξηση της έγχυσης από τον

εκπομπό στη βάση 4 . Οι επιπλέον αυτοί φορείς ακολουθούν τον ίδιο δρόμο όπως και οι αρχικά εγχεόμενοι φορείς επιφέροντας ακόμα μεγαλύτερη έγχυση. Είναι προφανές ότι η διαδικασία κατ' αυτόν τον τρόπο ανατροφοδοτείται, είναι δηλαδή αναγεννητική του εαυτού της.



Σχ. 9.6. Χρησιμοποίηση του μοντέλου των δύο τρανζίστορ για την εξήγηση του μηχανισμού ανατροφοδότησης που οδηγεί σε μεταγωγή. 1 Αρχική έγχυση φορέων. 2 Διάχυση κατά μήκος της περιοχής βάσης. 3 Οι εγχεόμενοι φορείς εισέρχονται στη βάση του άλλου τρανζίστορ. 4 Επιπρόσθετη έγχυση η οποία ενεργοποιείται λόγω της περίσσειας φορέων πλειονότητας στη βάση, [5].

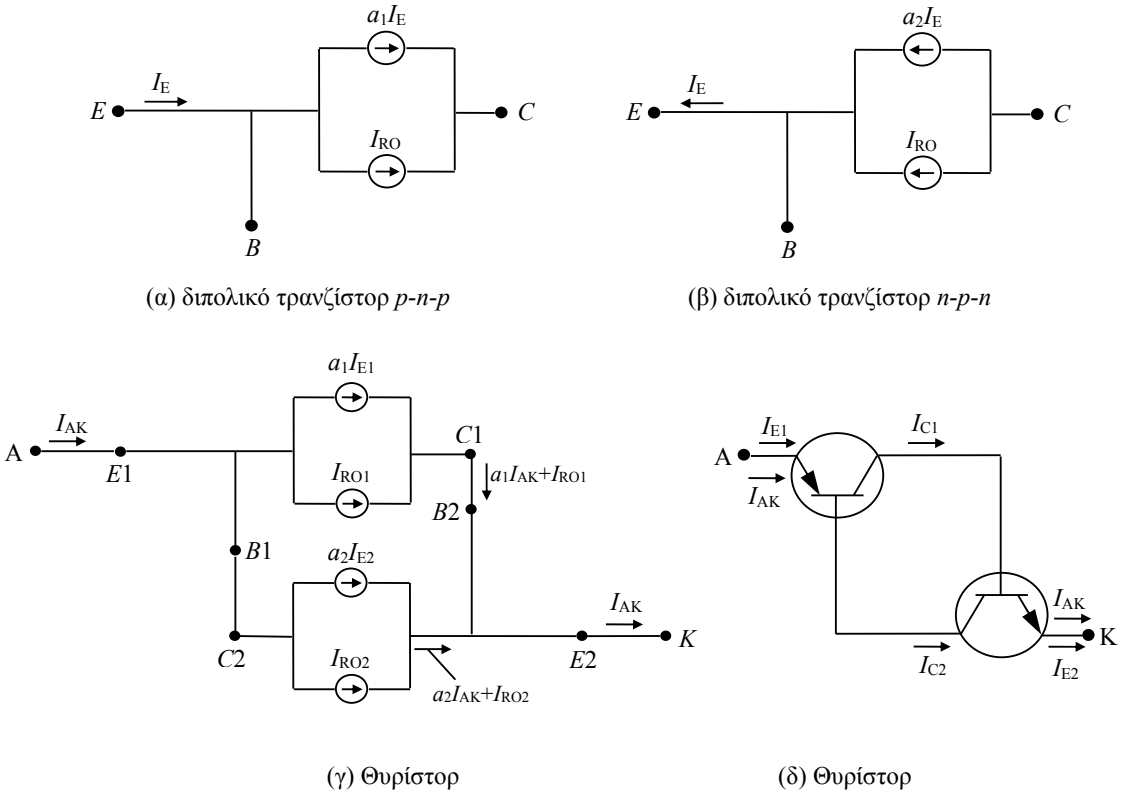
Για μικρές τάσεις πόλωσης V_{AK} η διαδικασία είναι ευσταθής και υπάρχει αμελητέα αύξηση των φορέων γύρω από την ένωση J_{23}. Όμως, η περαιτέρω αύξηση της V_{AK} και η επακόλουθη σημαντική αύξηση των φορέων λόγω του φαινομένου ανατροφοδότησης που περιγράψαμε, μειώνει την ανάστροφη πόλωση και τελικά πολώνει ορθά την ένωση J_{23}. (Θυμηθείτε ότι, μια ένωση p-n είναι ορθά πολωμένη εάν υπάρχει στα άκρα της περιοχής απογύμνωσης μια συγκέντρωση φορέων μειονότητας μεγαλύτερη από την συγκέντρωση ισορροπίας μέσα στο υλικό). Μιλώντας τη γλώσσα των τρανζίστορ, μπορούμε να πούμε ότι τότε τα δύο τρανζίστορ πολώνονται στον κόρο. Το θυρίστορ εισέρχεται στον τρόπο λειτουργίας αγωγής με χαμηλή εμπέδηση όταν και οι τρεις ενώσεις πολωθούν τελικά ορθά.

Ας προσπαθήσουμε να εξηγήσουμε πιο απλά το τι συμβαίνει. Όταν δεν εφαρμόζεται καμία τάση στο θυρίστορ, είναι φυσικό να μην διαρρέεται από ρεύμα. Καθώς αυξάνεται σταδιακά η τάση, το ρεύμα θα εξακολουθεί να είναι μηδενικό διότι κανένα από τα δύο τρανζίστορ δεν μπορεί να ενεργοποιηθεί: θα είναι και τα δύο σε αποκοπή. Για να το κατανοήσουμε καλύτερα, ας θυμηθούμε τι χρειάζεται ένα τρανζίστορ BJT για να ενεργοποιηθεί: ροή ρεύματος δια μέσου της ένωσης βάσης-εκπομπού. Όπως φαίνεται στο Σχ. 9.5β, το ρεύμα βάσης του ενός τρανζίστορ ελέγχεται από το άλλο τρανζίστορ, και αντιστρόφως. Με άλλα λόγια, κανένα από τα δύο τρανζίστορ δεν μπορεί να ενεργοποιηθεί μέχρι να ενεργοποιηθεί το άλλο τρανζίστορ.

Επομένως, πώς θα πετύχουμε να άγει το θυρίστορ, αφού τα τρανζίστορ που το απαρτίζουν παραμένουν πεισματικά σε κατάσταση αποκοπής; Η απάντηση βρίσκεται στη συμπεριφορά των πραγματικών τρανζίστορ σε σχέση με τα ιδανικά τρανζίστορ που χρησιμοποιούμε στις θεωρητικές μας αναλύσεις. Ένα ιδανικό τρανζίστορ BJT δεν θα άγει ποτέ ρεύμα συλλέκτη εάν δεν υπάρχει ρεύμα βάσης, ανεξάρτητα από το πόση τάση εφαρμόζουμε μεταξύ συλλέκτη και εκπομπού. Τα πραγματικά τρανζίστορ, από την άλλη, έχουν σαφή όρια στο πόση ανάστροφη τάση συλλέκτη - εκπομπού μπορούν να αντέξουν πριν οδηγηθούν σε κατάρρευση. Εάν δύο πραγματικά τρανζίστορ συνδεθούν για να σχηματίσουν ένα θυρίστορ, το ένα από αυτά θα άγει εάν εφαρμοστεί αρκετή ανάστροφη πόλωση ώστε το ένα από αυτά να οδηγηθεί σε κατάρρευση. Δηλαδή, όταν φθάσουμε το όριο κατάρρευσης του ενός τρανζίστορ, θα διαρρέται από ρεύμα ο συλλέκτης του ακόμα και με μηδενικό ρεύμα στη βάση του. Αυτό, κανονικά θα κατέστρεφε ένα σύνηθες τρανζίστορ BJT, αλλά οι ενώσεις PNP που απαρτίζουν το θυρίστορ είναι κατάλληλα σχεδιασμένες για να αντέχουν, όπως ακριβώς μια δίοδος Zener είναι σχεδιασμένη ώστε να αντέχει υψηλές ανάστροφες τάσεις πόλωσης. Μόλις ένα από τα τρανζίστορ καταρρεύσει και ξεκινήσει να άγει, θα επιτρέψει ρεύμα βάσης μέσα στο άλλο τρανζίστορ, αναγκάζοντάς το να ενεργοποιηθεί, επιτρέποντας με τη σειρά του ρεύμα βάσης στο αρχικό τρανζίστορ. Η όλη διαδικασία είναι τυπική διαδικασία θετικής ανατροφοδότησης μεταξύ των ρευμάτων των δύο τρανζίστορ. Το

τελικό αποτέλεσμα είναι ότι και τα δύο τρανζίστορ οδηγούνται στον κόρο, κρατώντας το ένα το άλλο ενεργοποιημένο.

Έτσι, μπορούμε να εξαναγκάσουμε ένα θυρίστορ να ενεργοποιηθεί εφαρμόζοντας αρκετή τάση μεταξύ ανόδου και καθόδου του. Όπως είδαμε, αυτό ενεργοποιεί το ένα τρανζίστορ, και αυτό με τη σειρά του ενεργοποιεί το δεύτερο τρανζίστορ, οδηγούμενα και τα δύο σε μια κατάσταση όπου παραμένουν συνεχώς ενεργοποιημένα. Στην κατάσταση αυτή, κάθε ένα από τα τρανζίστορ θα παραμένει ενεργοποιημένο όσο υπάρχει άφθονο ρεύμα στη βάση του, ακόμα και αν μειωθεί σημαντικά η εφαρμοζόμενη τάση από την τάση κατάρρευσης. Αυτό είναι ακριβώς το αποτέλεσμα της θετικής ανατροφοδότησης μεταξύ των ρευμάτων των τρανζίστορ. Πώς μπορούμε τώρα να τα απενεργοποιήσουμε; Ακόμα και αν η εφαρμοζόμενη τάση μειωθεί σε μια τιμή πολύ μικρότερη από την τάση ενεργοποίησης, το θυρίστορ θα συνεχίσει να άγει διότι και τα δύο τρανζίστορ έχουν αρκετό ρεύμα βάσης για να διατηρήσουν την κατάσταση αγωγιμότητάς τους. Η απάντηση στο ερώτημα είναι να εφαρμόσουμε τόσο μικρή τάση ώστε να ρέει ελάχιστο ρεύμα που να μην μπορεί να διατηρήσει την πόλωση του τρανζίστορ, οπότε στο σημείο εκείνο ένα από τα τρανζίστορ θα αποκοπεί, οπότε θα διακοπεί το ρεύμα βάσης του άλλου τρανζίστορ, και θα οδηγηθούν και τα δύο τρανζίστορ, και φυσικά το θυρίστορ, στην αποκοπή. Δηλαδή, καθώς θα μειωθεί πάρα πολύ το ρεύμα συλλέκτη του ενός τρανζίστορ, θα μειωθεί αντίστοιχα το ρεύμα βάσης του άλλου τρανζίστορ, οπότε θα μειωθεί το ρεύμα βάσης του αρχικού τρανζίστορ. Ο κύκλος αυτός συνεχίζεται μέχρι το σημείο που πολύ γρήγορα και τα δύο τρανζίστορ οδηγούνται στην αποκοπή. Και πάλι το φαινόμενο οφείλεται στη θετική ανατροφοδότηση μεταξύ των ρευμάτων. Από τα παραπάνω, προκύπτει εύκολα το συμπέρασμα ότι, το θυρίστορ τείνει να παραμένει ενεργοποιημένο μόλις ενεργοποιηθεί και τείνει να παραμένει σε αποκοπή μόλις αποκοπεί. Είναι δηλαδή μια διάταξη ON-OFF.



(α) διπολικό τρανζίστορ *p-n-p* (β) διπολικό τρανζίστορ *n-p-n*

(γ) Θυρίστορ (δ) Θυρίστορ

Σχ. 9.7. Ισοδύναμα κυκλώματα μεγάλου σήματος για α) ένα διπολικό τρανζίστορ p-n-p πολωμένο στην ενεργό περιοχή, β) ένα διπολικό τρανζίστορ n-p-n πολωμένο στην ενεργό περιοχή, γ) ένα θυρίστορ στην κατάσταση αποκοπής με $I_G = 0$ και $V_{AK} > 0$, δ) ισοδύναμο κύκλωμα θυρίστορ, [5].

Η προηγούμενη ποιοτική ανάλυση της λειτουργίας του θυρίστορ, αν και χρήσιμη, δεν κατέδειξε την κρίσιμη εκείνη τάση μεταγωγής στην οποία παρατηρείται η ιδιάζουσα συμπεριφορά του θυρίστορ. Πράγματι, χρειάζονται ακριβείς θεωρητικοί υπολογισμοί με βάση

τη θεωρία των διπολικών τρανζίστορ για να εκφράσουμε με μαθηματική σχέση την αναγκαία απαίτηση για μεταγωγή. Ας υποθέσουμε ξανά ότι το θυρίστορ είναι στην κατάσταση αποκοπής με $I_G = 0$ και $V_{AK} > 0$. Δεδομένου ότι τα τρανζίστορ θα είναι πολωμένα στην ενεργό τους περιοχή υπό τις συνθήκες αυτές πόλωσης, τα τρανζίστορ μπορούν να παρασταθούν με τα ισοδύναμα κυκλώματά τους, (σύμφωνα με την προσέγγιση μεγάλου σήματος που βασίζεται στις εξ. 6.24 και 6.25 και στο Σχ. 6.9), που φαίνονται στα Σχ. 9.7α και 9.7β. Εάν τα ισοδύναμα κυκλώματα των Σχ. 9.7α και 9.7β, συνδεθούν σύμφωνα με την τοπολογία του Σχ. 9.5, το αποτέλεσμα θα είναι όπως στο Σχ. 9.7γ. Στο Σχ. 9.7γ ο δείκτης 1 συνδέεται με το τρανζίστορ p-n-p και ο δείκτης 2 με το τρανζίστορ n-p-n. Εξισώνοντας το ρεύμα που ρέει προς και από τον κόμβο Ε2 στο Σχ. 9.7γ, έχουμε

$$I_{AK} = \alpha_1 I_{AK} + I_{RO1} + \alpha_2 I_{AK} + I_{RO2} \qquad 9.1$$

ή

$$\boxed{I_{AK} = \frac{I_{RO1} + I_{RO2}}{1-(\alpha_1 + \alpha_2)}} \qquad 9.2$$

Από την εξ. 9.2 συνάγουμε ότι η κρίσιμη τάση ανατροπής θα είναι όταν ικανοποιηθεί η συνθήκη $\boxed{\alpha_1 + \alpha_2 \rightarrow 1}$. Όπως είπαμε και νωρίτερα, τα διπολικά τρανζίστορ του μοντέλου μας είναι τρανζίστορ χαμηλού κέρδους. Δηλαδή, το θυρίστορ είναι έτσι κατασκευασμένο ώστε $\alpha_1 + \alpha_2 < 1$ για μικρές τάσεις $V_{AK} > 0$. Όμως, καθώς η V_{AK} αυξάνεται το άθροισμα $\alpha_1 + \alpha_2$ σταδιακά αυξάνεται επίσης. Έτσι, τελικά το άθροισμα $\alpha_1 + \alpha_2$ πλησιάζει τη μονάδα και το θυρίστορ μετάγεται στην κατάσταση αγωγιμότητας.

Οι μηχανισμοί οι οποίοι προκαλούν την αύξηση του $\alpha_1 + \alpha_2$ με την αύξηση της V_{AK} είναι κυρίως: ο μηχανισμός διαμόρφωσης του εύρους της βάσης ενός διπολικού τρανζίστορ, και ο πολλαπλασιασμός φορέων στις ενώσεις συλλέκτη-βάσης λόγω ανάστροφης πόλωσης. Σε ό,τι αφορά τον πρώτο μηχανισμό, πρόκειται ουσιαστικά για τη μεταβολή του εύρους της βάσης ενός διπολικού τρανζίστορ λόγω μεταβολής της μιας ή και των δύο από τις πολώσεις V_{EB} και V_{CB}. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι το εύρος της βάσης ενός διπολικού τρανζίστορ είναι μικρό και επομένως ακόμα και μικρές μεταβολές του πάχους των περιοχών απογύμνωσης στα άκρα του (οι οποίες προκαλούνται από μεταβολές των τάσεων V_{EB} και V_{CB}) μεταβάλλουν τους λόγους των ρευμάτων I_C και I_E και επομένως το κέρδος του τρανζίστορ (συγκεκριμένα, μείωση του πάχους της περιοχής βάσης προξενεί αύξηση του I_E). Ο δεύτερος μηχανισμός αφορά την κατάρρευση (όπως και σε μια δίοδο Zener) λόγω ανάστροφης πόλωσης της ένωσης συλλέκτη-βάσης και το επακόλουθο φαινόμενο πολλαπλασιασμού χιονοστοιβάδας.

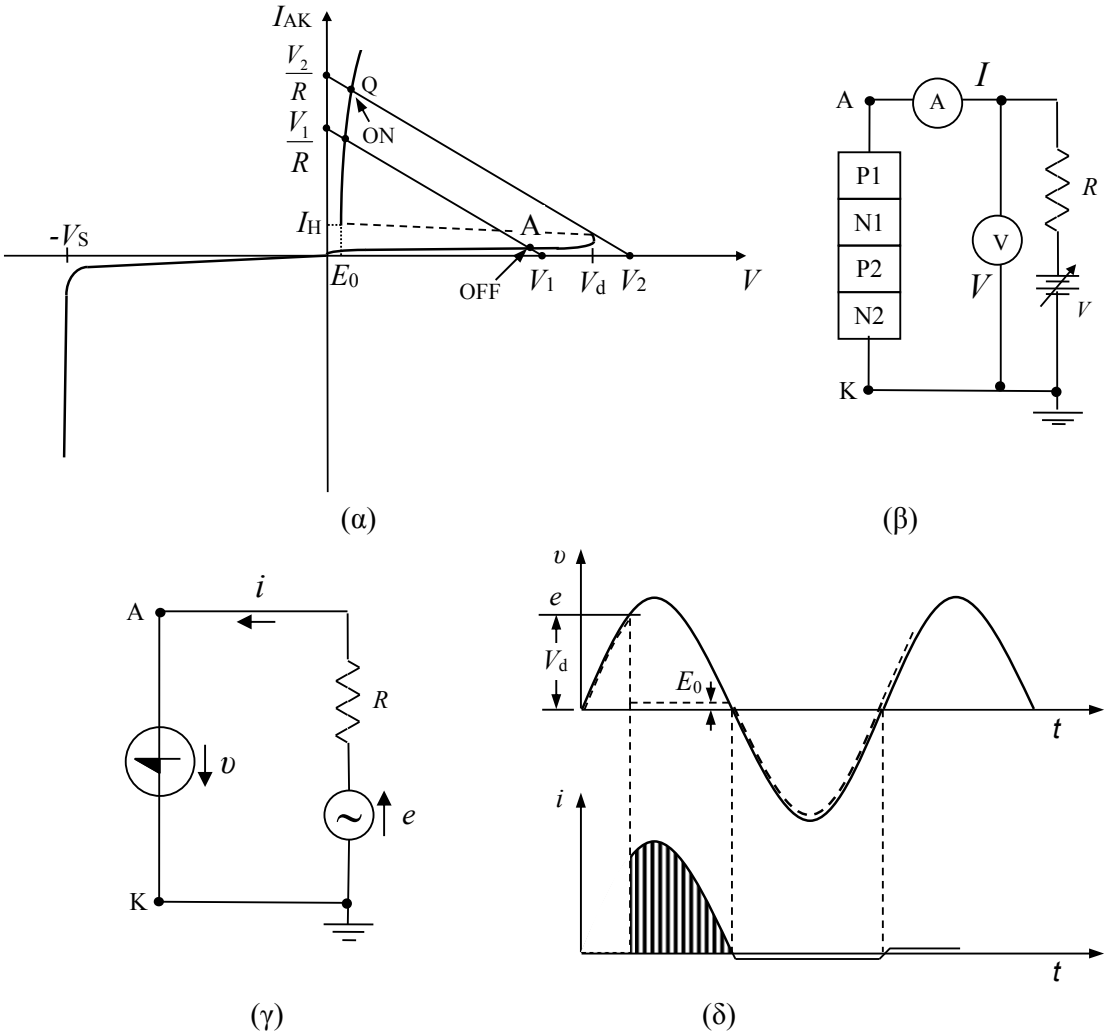
Όταν $V_{AK} > 0$ και το θυρίστορ είναι στην κατάσταση αποκοπής, η ένωση J_{23} είναι ανάστροφα πολωμένη. Το μεγαλύτερο μέρος της περιοχής απογύμνωσης γύρω από την ένωση J_{23} εκτείνεται στην ελαφρά νοθευμένη βάση N2 του τρανζίστορ p-n-p. Έτσι, αύξηση της V_{AK} προκαλεί σημαντική διαμόρφωση του εύρους της βάσης και αντίστοιχη αύξηση του α. Περαιτέρω αύξηση της V_{AK} ενεργοποιεί το φαινόμενο χιονοστοιβάδας και τελική μεταγωγή του θυρίστορ στην κατάσταση αγωγής χαμηλής εμπέδησης. Είναι φανερό ότι, όπως ειπώθηκε και προηγουμένως, η τάση κατάρρευσης της ένωσης J_{23} σηματοδοτεί το άνω όριο της τάσης ανατροπής.

Η μόνη πειραματική παρατήρηση την οποία αφήσαμε ανερμήνευτη μέχρι στιγμής, είναι η μείωση της τάσης αποκοπής ορθής πόλωσης με την αύξηση του ρεύματος $I_G > 0$. Ο λόγος αυτής της μείωσης είναι πολύ απλά το γεγονός ότι, ένα θετικό ρεύμα πύλης μέσα στην περιοχή P3 προσθέτει φορείς πλειονότητας μέσα στη βάση του τρανζίστορ N2-P3-N4. Η έγχυση από τον εκπομπό N4 ως εκ τούτου επιτείνεται και η διαδικασία σκανδαλισμού της μεταγωγής επιτυγχάνεται σε μικρότερη τάση V_{AK}. Τυπικά, μερικά μόνο mA ρεύματος πύλης είναι αρκετά για να σκανδαλίσουν ρεύμα ανόδου πολλών Amperes.

9.1.2. Κυκλωματική Λειτουργία Διόδου Shockley

Προκειμένου να αποκτήσουμε ολοκληρωμένη άποψη για τον τρόπο λειτουργίας μιας διόδου Shockley, είναι χρήσιμο να ασχοληθούμε με τις διακοπτικές ιδιότητές της, από την κυκλωματική αυτή τη φορά άποψη. Έστω λοιπόν, η τοπολογία πόλωσης της διόδου και η χαρακτηριστική της για $V > 0$, με την αντίστοιχη γραμμή φορτίου, όπως απεικονίζεται στο Σχ. 9.8α. Υποθέτουμε ότι δεν υπάρχει ακροδέκτης πύλης διότι είναι δίοδος Shockley. Υποθέτουμε επίσης, ότι η τάση της πηγής είναι ίση με V_1 και η δίοδος είναι αρχικά πολωμένη στην κατάσταση αποκοπής στο σημείο A (OFF) του Σχ. 9.8α. Η τάση V_1 που εφαρμόζεται από το

εξωτερικό κύκλωμα, πολώνει ορθά τις ενώσεις J12 καI J34 της διόδου Shockley και ανάστροφα την J23. Έτσι, για μικρές τιμές της τάσης το ρεύμα που περνά από το στοιχείο αυτό είναι πολύ μικρό (ίσο με το ρεύμα ανάστροφης πόλωσης της ενώσεως J23). Αν η τάση αυξηθεί και φθάσει στην τάση V_d, πού φαίνεται στο Σχ. 9.8α, η δίοδος άγει απότομα καί η τάση στα άκρα της πέφτει απότομα στο 1 V περίπου και το ρεύμα αρχίζει να αυξάνεται απότομα.



Σχ. 9.8. α) Χαρακτηριστική διόδου Shockley για V_{AK} > 0 και αντίστοιχη γραμμή φορτίου. β) Κύκλωμα πόλωσης της διόδου. γ) Κύκλωμα ελέγχου ρεύματος φορτίου με δίοδο Shockley. δ) Μεταβολή της ac τάσης και ρεύματος στα άκρα της διόδου, [16].

Αυτό γίνεται καλύτερα αντιληπτό, αν εξετάσουμε τα σημεία λειτουργίας του κυκλώματος χαράζοντας τις αντίστοιχες ευθείες φορτίου για κάθε τιμή της τάσης της πηγής. Αν η τάση της πηγής είναι V_1, τότε ή δίοδος δεν άγει γιατί η τομή της ευθείας φορτίου είναι στο σημείο Α. Αν η τάση γίνει V_2, τότε γίνεται παράλληλη μετατόπιση της γραμμής φορτίου προς την κατεύθυνση αυξανόμενης τάσης V, και το σημείο λειτουργίας μεταπίπτει απότομα στο Q. Η ευθεία φορτίου περνά τώρα έξω από την καμπύλη μικρών ρευμάτων που αντιστοιχεί στην κατάσταση αποκοπής. Όταν η γραμμή φορτίου, πάψει πλέον να τέμνει τη χαρακτηριστική αποκοπής, η δίοδος Shockley άγει (δηλ. έρχεται σε κατάσταση ON). Τότε, η τάση μεταξύ ανόδου και καθόδου της διόδου πέφτει στα 1 V περίπου και το ρεύμα περιορίζεται μόνο από την αντίσταση που συνδέεται σε σειρά στο κύκλωμα.

Η χαρακτηριστική του σχήματος 9.8α, δείχνει τις παραπάνω μεταβολές, όπως επίσης και τη συμπεριφορά της διόδου κατά την ανάστροφη πόλωση, όπου αυτή άγει και πάλι αλλά τώρα σε μια τάση διασπάσεως Zener ($-V_S$), η οποία όμως παραμένει στα άκρα της διόδου και

αφού αυτή αρχίσει να άγει.

Η παραπάνω χαρακτηριστική είναι παρόμοια με εκείνη της διόδου αερίου με το πλεονέκτημα όμως της μεγαλύτερης εντάσεως ρεύματος, 50 έως 100 A, της μικρότερης πτώσεως τάσεως, της απαλλαγής από την τάση θερμάνσεως, του μικρότερου μεγέθους, αλλά με το μειονέκτημα της μεγαλύτερης τάσεως μεταπτώσεως V_d.

Η δίοδος Shockley, αφού περιέλθει στην κατάσταση αγωγιμότητας, λόγω αύξησης της τάσης της πηγής του κυκλώματος, δεν μπορεί να πάψει να άγει παρά μόνο αν μειωθεί η τάση αυτή και φθάσει σε μια πολύ μικρή τιμή E_o της τάξεως του 1V που λέγεται **τάση συγκρατήσεως**. Δηλαδή, ευθύς μόλις η δίοδος "αγκιστρωθεί" στο σημείο λειτουργίας ON, μπορεί να αποκοπεί μόνον μειώνοντας την τάση εισόδου V. Μόλις το ρεύμα I_{AK} μειωθεί κάτω από την τιμή I_H, δεν μπορεί να διατηρηθεί πλέον η κατάσταση αγωγής χαμηλής εμπέδησης και η διάταξη επανέρχεται στην κατάσταση αποκοπής. Το ρεύμα I_{AK} πρέπει να διατηρηθεί κάτω από την τιμή I_H για αρκετό χρόνο ώστε όλοι οι φορείς πλειονότητας και στα τέσσερα στρώματα να μετακινηθούν ή να επανασυνδεθούν.

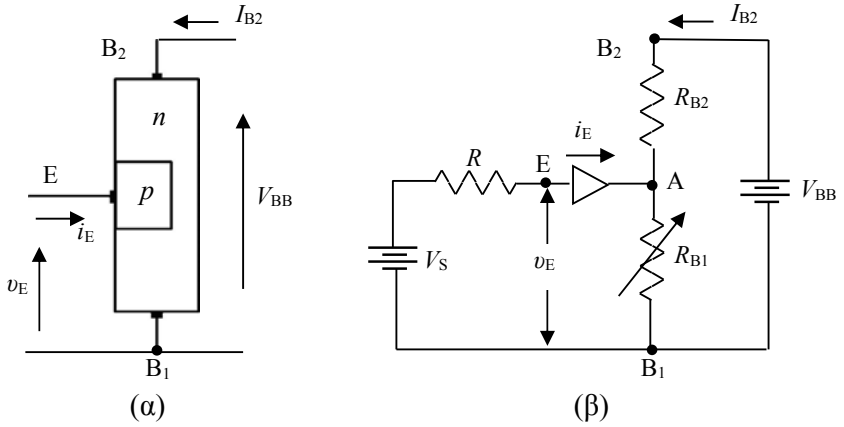
Στο Σχ. 9.8γ φαίνεται το κύκλωμα ελέγχου ρεύματος του φορτίου R με τη βοήθεια διόδου Shockley. Στο Σχ. 9.8δ παρουσιάζεται η μεταβολή της τάσης υ στα άκρα της διόδου (διακεκομμένη γραμμή) και του ρεύματος i που διαρρέει το φορτίο. Βλέπουμε ότι η δίοδος είναι OFF μέχρι το σημείο που η τάση στα άκρα της υ, ξεπεράσει την τάση αγωγής V_d. Στο σημείο αυτό, η δίοδος άγει, η τάση στα άκρα της πέφτει απότομα στην τιμή E_0, ενώ το ρεύμα αυξάνεται απότομα από τη μηδενική σχεδόν τιμή του ανάστροφου ρεύματος κόρου της ένωσης J23, σε μια τιμή i η οποία ακολουθεί τις μεταβολές της τάσης εισόδου e. Η δίοδος Shockley παραμένει σε κατάσταση αγωγιμότητας σε όλη τη θετική ημιπερίοδο της τάσης εισόδου e. Στην αρνητική ημιπερίοδο, η δίοδος δεν άγει, και επομένως το ρεύμα φορτίου είναι μηδέν. Ο κύκλος επαναλαμβάνεται ξανά στην επόμενη περίοδο της τάσης εισόδου e.

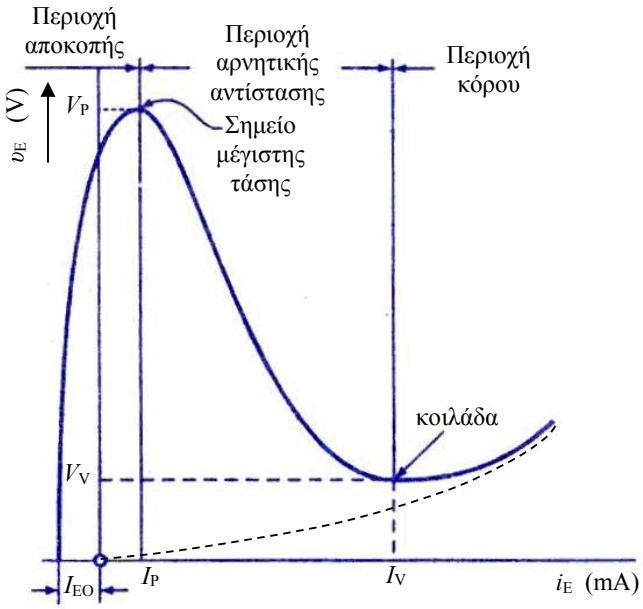
Οι κυριότερες εφαρμογές της διόδου Shockley είναι, διακόπτες υπερτάσεως, ταλαντωτές, παραγωγοί παλμών, κυκλώματα μνήμης, πολυδονητές.

9.2. Τρανζίστορ μιας ενώσεως (UniJunction Transistor, UJT)

Το παραπάνω στοιχείο μοιάζει με το κοινό τρανζίστορ, έχει όμως δύο βάσεις αντί μία και δεν έχει συλλέκτη. Ο εκπομπός του στοιχείου αυτού άγει με τη μία του βάση, από μια τάση και πέρα και έχει χαρακτηριστική παρόμοια με τη δίοδο Shockley, μόνο που έχει μια μόνο ένωση *p-n*, από όπου και η ονομασία του.

Το τρανζίστορ μιας ενώσεως χαρακτηρίζεται από τα αρχικά της αγγλικής του ονομασίας, UniJunction Transistor UJT, και αποτελείται από ένα πρίσμα από ημιαγωγό τύπου *n*, όπως φαίνεται στο Σχ. 9.9α, μικρής διατομής με δύο ωμικές επαφές B_1 και B_2, από μία σε κάθε άκρη του, και οι οποίες αποτελούν τις δύο βάσεις. Στη μέση του ημιαγωγού αυτού, διαμορφώνεται μια ένωση *p-n* όπως στο Σχ. 9.9α, η οποία αποτελεί τον εκπομπό, συλλέκτης δεν υπάρχει εδώ.





(γ)

Σχ. 9.9. α) Τρανζίστορ μιας ένωσης (UJT). β) Ισοδύναμο κύκλωμα τρανζίστορ UJT. γ) Χαρακτηριστική ρεύματος-τάσης τρανζίστορ UJT, [16].

Ο ημιαγωγός του πρίσματος έχει ασθενή νόθευση και η αντίστασή του από βάση σε βάση είναι αρκετά μεγάλη, της τάξης των 10 ΚΩ. Αν οι δύο βάσεις συνδεθούν μεταξύ τους, το στοιχείο αυτό μετατρέπεται σε μια κοινή δίοδο.

Το UJT έχει φυσικά και ηλεκτρικά χαρακτηριστικά, τα οποία είναι αρκετά διαφορετικά από εκείνα του θυρίστορ, που περιγράφηκε προηγουμένως. Το UJT είναι, στην πραγματικότητα, ένας ειδικός τύπος τρανζίστορ, το οποίο χρησιμοποιείται ως ηλεκτρονικός διακόπτης και όχι ως συσκευή ενίσχυσης. Επιπλέον, το UJT μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την παραγωγή επαναληπτικών κυματομορφών, οι οποίες μπορούν να χρησιμοποιηθούν, για να επιτελέσουν πολλές χρήσιμες λειτουργίες σε ηλεκτρονικά κυκλώματα.

Η λειτουργία ενός συνηθισμένου UJT είναι περισσότερο εμφανής, όταν αναλυθεί το ισοδύναμό του κύκλωμα. Το Σχήμα 9.9 δείχνει πώς το ισοδύναμο UJT κύκλωμα πολώνεται υπό κανονικές συνθήκες. Σημειώστε ότι μία εξωτερική πηγή τάσης (V_{BB}) είναι συνδεδεμένη στους ακροδέκτες B_1 και B_2, έτσι ώστε ο B_2 να είναι θετικός σε σχέση με τον B_1. Άλλη μία εξωτερική πηγή τάσης (V_S) είναι συνδεμένη στους ακροδέκτες Ε και B_1, έτσι ώστε ο Ε να είναι θετικός σε σχέση με το B_1. Μία αντίσταση R είναι τοποθετημένη ανάμεσα στη θετική πλευρά της V_S και στον ακροδέκτη Ε. Αυτή η αντίσταση χρησιμοποιείται για να περιοριστεί το ρεύμα δια μέσω του Ε, σε μία ασφαλή τιμή.

Αν η τάση V_S δεν είναι αρκετά υψηλή, ώστε να προκαλέσει την ορθή πόλωση της διόδου, στο ισοδύναμο κύκλωμα, οι δύο αντιστάσεις του ισοδύναμου κυκλώματος (R_{B1} & R_{B2}) θα επιτρέψουν μόνο ένα πολύ μικρό ρεύμα να ρεύσει μεταξύ των ακροδεκτών B_1 και B_2. Επίσης, το ρεύμα του εκπομπού i_E είναι πολύ μικρό (ανάστροφο ρεύμα διαρροής), αφού το δυναμικό του σημείου Α ως προς τη γη είναι μεγαλύτερο της u_E, και η δίοδος ΕΑ πολώνεται ανάστροφα. Το ρεύμα του εκπομπού φθάνει τότε μόλις, μερικά μΑ. Το ρεύμα που διαρρέει τη διάταξη μπορεί, εύκολα, να υπολογιστεί, σύμφωνα με το νόμο του Ohm, διαιρώντας την τάση V_{BB}, με τη συνολική αντίσταση μεταξύ των ακροδεκτών B_1 και B_2 ($R_{B1} + R_{B2}$). Αυτό σημαίνει ότι η τάση V_{BB} διανέμεται στις αντιστάσεις R_{B1} & R_{B2}. Ο λόγος της τάσης στην R_{B1} (συμβολίζεται ως V_{B1}) προς την πηγή τάσης (V_{BB}) είναι γνωστός ως λόγος παραμονής εκτός (stand-off ratio) και παριστάνεται με το ελληνικό γράμμα η.

Αυτή η σχέση μπορεί να εκφρασθεί μαθηματικά, σαν:

$$\text{Λόγος παραμονής εκτός } \eta = \frac{V_{B1}}{V_{BB}} \qquad 9.3$$

Καθώς η τάση στις αντιστάσεις R_{B1} και R_{B2} είναι ανάλογη των τιμών τους, ο λόγος παραμονής εκτός, είναι επίσης, ίσος με το λόγο της R_{B1} προς τη συνολική αντίσταση, μεταξύ των ακροδεκτών B_1 και B_2 (R_{B1} + R_{B2}). Αυτό μπορεί να εκφραστεί μαθηματικά, σαν :

$$\eta = \frac{R_{B1}}{R_{B1} + R_{B2}} \qquad 9.4$$

Η τελευταία εξίσωση δείχνει ότι ο λόγος παραμονής εκτός, βασικά, καθορίζεται από τις δύο εσωτερικές αντιστάσεις. Η τιμή του καθορίζεται από τη βασική δομή της διάταξης και δεν μπορεί να ελεγχθεί, μεταβάλλοντας τις V_{BB} ή V_S. Ο λόγος παραμονής εκτός είναι συγκεκριμένος για κάθε τύπο UJT και οι τυπικές του τιμές κυμαίνονται περίπου, από 0,5 έως 0,8. Όταν ο λόγος παραμονής εκτός, για μία συγκεκριμένη διάταξη, είναι γνωστός, η τάση στην R_{B1} (V_{B1}) μπορεί να καθορισθεί για κάθε τιμή της παρεχόμενης τάσης (V_{BB}). Αυτός ο υπολογισμός μπορεί να γίνει, μετατρέποντας απλώς την εξίσωση 9.3, σε :

$$V_{B1} = \eta \cdot V_{BB} \qquad 9.5$$

Η εξίσωση δηλώνει, απλώς, ότι η τάση στην R_{B1} (V_{B1}) είναι ίση με το λόγο παραμονής εκτός V_{BB} φορές. Για παράδειγμα, εάν το UJT έχει ένα λόγο παραμονής εκτός ίσο με 0,5 και υπόκειται σε τάση V_{BB} ίση με 20 volts, η τάση στην R_{B1} θα είναι 10 Volts.

Το UJT λειτουργεί με τον τρόπο που μόλις περιγράφηκε, όσο η V_S δεν είναι αρκετά υψηλή, ώστε να πολώνει ορθά τη δίοδο και να την κάνει να άγει. Εν τούτοις, το UJT θα παρουσιάσει διαφορετικά χαρακτηριστικά, όταν η V_S είναι αρκετά υψηλή, ώστε να πολώνει ορθά τη δίοδο. Για να συμβεί αυτό, η V_S πρέπει να αυξηθεί, έως ότου επιτευχθεί η αναγκαία τάση για την ενεργοποίηση της διόδου, η οποία είναι περίπου 0,7 volts. Με άλλα λόγια, η τάση στην R_{B1} (V_{B1}) προκαλεί την ανάστροφη πόλωση της διόδου και αυτή η τάση πρέπει να εξουδετερώνεται πλήρως, από την αντίθετη τάση εισόδου (υ_E). Κατόπιν, η υ_E πρέπει να αυξηθεί 0,7 volts πάνω από τη V_{B1}, έτσι ώστε η δίοδος να πολωθεί ορθά, από μία τάση, η οποία είναι αρκετά υψηλή ώστε να την κάνει να άγει.

Η τιμή της υ_E που απαιτείται για την ενεργοποίηση της διόδου, καλείται τάση κορυφής (peak voltage) και συνήθως συμβολίζεται ως V_P. Η τιμή της V_P καθορίζεται από την πηγή τάσης V_{BB}, το λόγο παραμονής εκτός και την απαιτούμενη τάση για την ενεργοποίηση της διόδου. Αυτή η σχέση μπορεί να εκφρασθεί μαθηματικά, σαν:

$$\text{Τάση κορυφής } (V_P) = \eta \cdot V_{BB} + V_F \qquad 9.6$$

Αυτή η εξίσωση, απλά, δηλώνει ότι η V_P είναι ίση με το γινόμενο του λόγου παραμονής εκτός, επί την πηγή τάσης, συν την απαιτούμενη τάση για την ενεργοποίηση της διόδου (V_F). Οι κατασκευαστές, συνήθως, δεν δηλώνουν την τιμή της V_P για ένα συγκεκριμένο UJT, καθώς αυτή μεταβάλλεται με τη V_{BB}. Για παράδειγμα, εάν ένα UJT έχει (η) ίσο με 0,6 και V_{BB} ίση με 10 volts, η τάση κορυφής του θα είναι :

$$(V_P) = 0{,}6 \cdot 10 + 0{,}7 = 6{,}7 \text{ Volts} \qquad 9.7$$

Αυτό σημαίνει ότι η δίοδος θα ενεργοποιηθεί, όταν η τάση εισόδου υ_E φθάσει τα 6,7 volts.

Μέχρι να επιτευχθεί η τιμή V_P, η δίοδος άγει μόνο ένα πολύ μικρό ανάστροφο ρεύμα διαρροής, το οποίο ρέει δια μέσω του ακροδέκτη εκπομπού. Εν τούτοις, όταν επιτευχθεί η τιμή V_P, η δίοδος ενεργοποιείται και επιτρέπει ρεύμα να ρέει στην ορθή κατεύθυνση, δια μέσου της ένωσης PN και δια μέσου του ακροδέκτη εκπομπού. Αυτό το ρεύμα (συχνά συμβολίζεται ως i_E) υπάρχει, διότι η δίοδος ενεργοποιείται, αλλά και διότι μία πρόσθετη δράση λαμβάνει επίσης χώρα. Όταν το i_E αρχίζει να ρέει στην ορθή κατεύθυνση, πολλοί φορείς φορτίου (οπές) εγχέονται μέσα στην ελαφρά νοθευμένη περιοχή τύπου N και κινούνται προς τον ακροδέκτη B_1, ο οποίος είναι αρνητικός σε σχέση με τον εκπομπό. Αυτοί οι φορείς φορτίου αυξάνουν την αγωγιμότητα της διάταξης, ανάμεσα στον εκπομπό (E) και την B_1, κάτι το οποίο φυσικά σημαίνει ότι η αντίσταση R_{B1} μειώνεται. Αυτή η χαμηλότερη αντίσταση προκαλεί την ακόμη μεγαλύτερη αύξηση του i_E και περισσότεροι φορείς φορτίου εγχέονται μέσα στη διάταξη, οι οποίοι με τη σειρά τους ελαττώνουν την τιμή της R_{B1} ακόμη περισσότερο. Αυτή η δράση είναι σωρευτική και αρχίζει να συμβαίνει, όταν επιτευχθεί η V_P. Εκείνη τη στιγμή λέμε ότι το UJT ενεργοποιήθηκε. Αν η τάση πηγής (V_S) αυξηθεί περισσότερο, η σωρευμένη δράση, που μόλις περιγράφηκε, γίνεται ακόμη πιο εμφανής. Καθώς η V_S αυξάνεται, το i_E αυξάνεται ραγδαία, λόγω της μείωσης της αντίστασης R_{B1}. Επιπλέον, η μείωση της τιμής της R_{B1} προκαλεί την τάση υ_E, η οποία εμφανίζεται ανάμεσα στους ακροδέκτες E και B_1, να μειωθεί ακόμη περισσότερο και το i_E να αυξάνει την τιμή του. Το UJT, επομένως, επιδεικνύει χαρακτήρα αρνητικής αντίστασης, αφού ενεργοποιηθεί.

Αν η V_S αυξηθεί ακόμη περισσότερο, το i_E θα συνεχίσει να αυξάνεται, εν τούτοις, θα φτάσουμε τελικώς σε ένα σημείο, όπου η υ_E θα σταματήσει να μειώνεται και στην πραγματικότητα θα αρχίσει, ελαφρώς, να αυξάνεται. Αυτό το σημείο σηματοδοτεί το τέλος της

περιοχής αρνητικής αντίστασης. Πέραν αυτού του σημείου, μία αύξηση του i_E συνοδεύεται από μία μικρή αύξηση της υ_E.

Μέχρι στιγμής, μελετήσαμε μόνο τη δράση που λαμβάνει χώρα μεταξύ των ακροδεκτών Ε και B_1, όταν το UJT ενεργοποιείται. Έχουμε δει ότι η R_{B1} μειώνεται, εν τούτοις, είναι σημαντικό να σημειώσουμε ότι η R_{B2} επίσης μειώνεται, κατά ένα συγκεκριμένο ποσό, καθώς κάποιοι από τους εγχεόμενους φορείς φορτίου (οπές) εισέρχονται σε εκείνο το τμήμα της διάταξης τύπου Ν. Εν τούτοις, η μείωση στην τιμή της R_{B2} είναι μικρή, συγκρινόμενη με τη μείωση της R_{B1}. Αυτό σημαίνει ότι η συνολική αντίσταση της διάταξης (R_{B1} + R_{B2}) μειώνεται, όταν το UJT ενεργοποιείται και αυτό έχει ως αποτέλεσμα την αύξηση του ρεύματος, δια μέσω αυτών των δύο αντιστάσεων και της πηγής τάσης V_{BB}. Εν τούτοις, η R_{B2} δεν μειώνεται πολύ και επομένως δεν επιτρέπει το ρεύμα να αυξηθεί σε μια υψηλή τιμή.

Η σημαντικότερη δράση λαμβάνει χώρα ανάμεσα στους ακροδέκτες Ε και B_1. Είναι αυτό το τμήμα του UJT, που παρέχει τα πιο χρήσιμα χαρακτηριστικά. Τα δύο σημαντικότερα χαρακτηριστικά είναι η ικανότητα να ενεργοποιείται σε μια συγκεκριμένη τιμή V_P και στο χαρακτήρα αρνητικής αντίστασης που παρουσιάζει για μία συγκεκριμένη τιμή του χρόνου, μετά την ενεργοποίηση της διάταξης.

Η δράση που λαμβάνει χώρα μεταξύ των ακροδεκτών Ε και B_1 ενός συνηθισμένου UJT, φαίνεται γραφικά στο Σχήμα 9.9γ. Η καμπύλη, σε αυτό το σχήμα, δείχνει τη σχέση μεταξύ του ρεύματος που ρέει δια μέσω του εκπομπού ενός τυπικού UJT (συμβολίζεται ως i_E) και της τάσης που εμφανίζεται στους ακροδέκτες Ε και B_1 (συμβολίζεται ως υ_E). Μία τέτοια καμπύλη μπορεί να σχεδιασθεί, χρησιμοποιώντας το κύκλωμα του Σχ. 9.9β. Οι τιμές υ_E και i_E μπορούν να παρατηρηθούν, καθώς η V_S μεταβάλλεται σε μία ευρεία περιοχή.

Το σχήμα 9.9γ δείχνει ότι όταν η υ_E ισούται με το μηδέν, ένα μικρό αρνητικό ρεύμα (I_{EO}) ρέει δια μέσω του ακροδέκτη του εκπομπού. Αυτό είναι ένα μικρό ρεύμα διαρροής, το οποίο ρέει από δεξιά προς τα αριστερά, δια μέσου της διόδου (βλέπε Σχήμα 9.9), λόγω της σχετικής μεγάλης τάσης στην R_{B1} (V_{B1}). Όταν η υ_E ισούται με τη V_{B1}, το ρεύμα μηδενίζεται και κάθε περαιτέρω αύξηση της υ_E έχει ως αποτέλεσμα ένα θετικό ρεύμα (+i_E), το οποίο ρέει από αριστερά προς τα δεξιά (δηλ. από το Ε προς το Α περνώντας μέσα από την R_{B1} του ισοδύναμου κυκλώματος, της οποίας προκαλεί τη μείωση της τιμής) δια μέσου της διόδου. Όταν η υ_E φτάσει την τιμή κορυφής (V_P), το UJT θεωρείται ότι βρίσκεται στην αγώγιμη κατάσταση. Το ρεύμα που ρέει αυτή τη στιγμή, καλείται ρεύμα κορυφής (peak current) και συμβολίζεται ως I_P , όπως φαίνεται στο σχήμα 9.9γ.

Πέραν του σημείου V_P, η υ_E μειώνεται, καθώς το + i_E αυξάνεται, δίνοντας έτσι στη συσκευή, χαρακτήρα αρνητικής αντίστασης. Αυτή η αρνητική αντίσταση συνεχίζεται, έως ότου η υ_E αρχίζει και πάλι να αυξάνεται. Το σημείο, όπου η υ_E αποκτά τη μικρότερη τιμή της και αρχίζει κατόπιν να αυξάνεται, καλείται τάση κοιλάδος (valley voltage) και συμβολίζεται ως V_V. Το ρεύμα που ρέει αυτή την στιγμή καλείται ρεύμα κοιλάδος (valley current) ή I_V. Πέραν του σημείου V_V, η υ_E αυξάνεται ελαφρά, καθώς το + i_E αυξάνεται και το UJT δεν παρουσιάζει, πλέον, αρνητική αντίσταση. Από εκεί και πέρα η καμπύλη αντιστοιχεί με την καμπύλη ορθής πόλωσης της διόδου ΕΑ που αντιστοιχεί στη διακεκομμένη γραμμή.

Εφαρμογή:

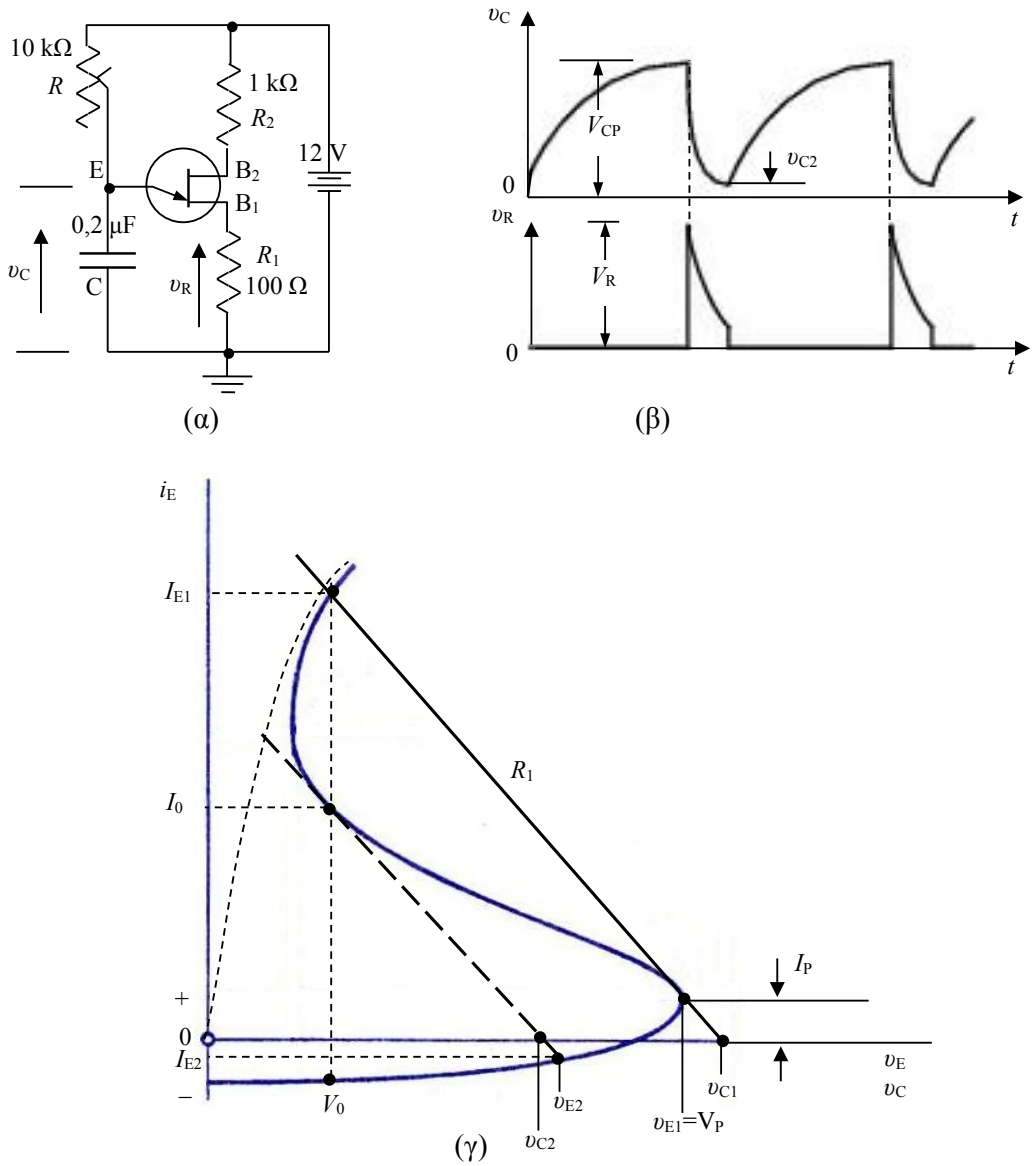
Το UJT χρησιμοποιείται συνήθως για την παραγωγή παλμών για τον έλεγχο άλλων στοιχείων δύο καταστάσεων μεγαλύτερης ισχύος, όπως θυρίστορ κ.λ.π. Παράδειγμα μιας τέτοιας διάταξης είναι το κύκλωμα του Σχ. 9.10, όπου φαίνεται και ο συμβολισμός του UJT που μοιάζει με εκείνον του FET.

Με το παραπάνω κύκλωμα, παίρνουμε στα άκρα του πυκνωτή μια πριονωτή τάση υ_c, στα δε άκρα της αντίστασης R_1 μια σειρά από παλμούς. Το κύκλωμα λειτουργεί ως εξής:

Μόλις συνδεθεί η πηγή V στο χρόνο μηδέν αρχίζει η φόρτιση του πυκνωτή C μέσα από τη ρυθμιζόμενη αντίσταση R. Η φόρτιση του πυκνωτή ακολουθεί την εκθετική καμπύλη φορτίσεως πυκνωτή, αφού ο εκπομπός του UJT δεν άγει και η τάση του πυκνωτή είναι κάτω από την τάση κορυφής V_P.

$$\upsilon_E = \upsilon_C = V\left(1 - e^{-\frac{t}{RC}}\right) \qquad 9.8$$

όπου RC είναι η σταθερά χρόνου της φόρτισης του πυκνωτή. Όταν η υ_E φθάσει την τάση υ_{E1} στο Σχ. 9.10γ, η ευθεία φορτίου της αντίστασης R_1 φθάνει να εφάπτεται στην κορυφή της καμπύλης του UJT, η οποία στο παραπάνω σχήμα έχει σχεδιασθεί με τους άξονες γυρισμένους κατά 90°.



Σχ. 9.10. α) Κύκλωμα παραγωγής παλμών με τρανζίστορ UJT. β) Παλμοί εξόδου. γ) Χαρακτηριστική ρεύματος-τάσης τρανζίστορ UJT και εξήγηση του τρόπου παραγωγής παλμών, [16].

Τη στιγμή αυτή η τάση του εκπομπού φθάνει την τάση κορυφής V_P και από εκεί και πέρα ο εκπομπός του UJT αρχίζει να άγει γιατί το ρεύμα του αυξάνεται απότομα από I_P σε I_{E1}. Τότε ο πυκνωτής αρχίζει να εκφορτίζεται μέσα από τη μειωμένη αντίσταση εκπομπού R_{B1} και την αντίσταση του κυκλώματος βάσης R_1 που έχουν μικρή τιμή. Κατά συνέπεια, η σταθερά χρόνου εκφόρτισης είναι τώρα πολύ μικρότερη από τη σταθερά χρόνου φόρτισης, το δε ρεύμα εκφόρτισης γίνεται απότομα πολύ μεγάλο δημιουργώντας ένα παλμό τάσης μέσα στην αντίσταση R_1 των 100Ω. Έτσι, στα άκρα της αντίστασης R_1 παίρνουμε παλμούς τάσης όπως φαίνονται στο Σχ. 9.10β με μέγιστη τιμή V_R. Μόλις εκφορτισθεί αρκετά ο πυκνωτής και η τάση του φθάσει την u_{C2}, η ευθεία φορτίου της αντίστασης R_1 θα φθάσει να εφάπτεται στην κοιλάδα της καμπύλης του UJT και ο εκπομπός θα πάψει να άγει, το ρεύμα θα μειωθεί στην τιμή I_{E2} και θα αρχίσει μια νέα φάση φόρτισης. Αυτό θα συμβεί βέβαια αν δεν υπάρχει αιτία που να διατηρεί τον εκπομπό στην κατάσταση που να άγει, που μπορεί να συμβεί αν η αντίσταση φορτίσεως R είναι μικρότερη από μια ορισμένη τιμή. Στη δεύτερη αυτή περίπτωση, δεν αρχίζει νέα φάση φόρτισης αν δεν διακοπεί τελείως το ρεύμα εκπομπού που διατηρεί τον εκπομπό σε κατάσταση που άγει.

Στην περίπτωση των συνεχών διαδοχικών φορτίσεων και εκφορτίσεων, είναι ενδιαφέρον να υπολογίσουμε τη συχνότητα εμφάνισης των παλμών εξόδου. Από τις εξ. 9.5 και 9.8, βρίσκουμε:

$$\frac{\upsilon_C}{V} = \frac{V_{CP} - \upsilon_{C2}}{V} = \left(1 - e^{-\frac{t}{RC}}\right) = \eta \Rightarrow e^{-\frac{t}{RC}} = (1-\eta) \Rightarrow t = RC\ln\left(\frac{1}{1-\eta}\right) \qquad 9.9$$

Η χρονική περίοδος T της κυματομορφής παλμών εξόδου θα είναι:

T = χρόνος φόρτισης + χρόνος εκφόρτισης

$$T = t + t_d$$

Επειδή, όπως είπαμε η χρονική διάρκεια εκφόρτισης t_d είναι πολύ μικρή (αμελητέα), προκύπτει ότι

$$T \approx t$$

Και επομένως η συχνότητα των παλμών εξόδου

$$f = \frac{1}{RC\ln\left(\frac{1}{1-\eta}\right)} \qquad 9.10$$

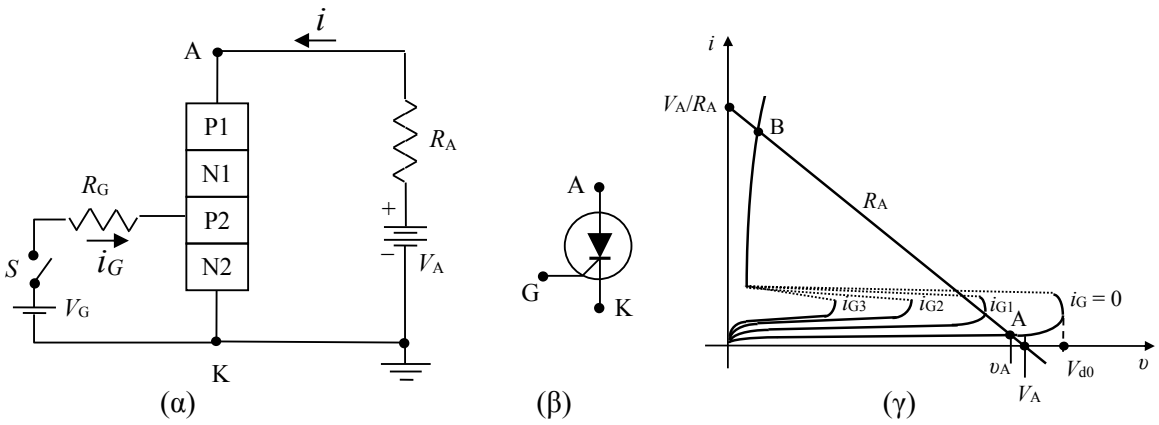
Ο αριθμός των ολοκληρωμένων κυματομορφών ή παλμών, που παράγεται κάθε δευτερόλεπτο (συχνότητα του ταλαντωτή), μπορεί να ελεγχθεί, μεταβάλλοντας την R. Αν η αντίσταση R μειωθεί, ο πυκνωτής C θα φορτισθεί πιο γρήγορα και το κύκλωμα θα λειτουργήσει σε μία υψηλότερη συχνότητα. Όταν η τιμή της R αυξάνεται, ο πυκνωτής C χρειάζεται περισσότερο χρόνο για να φορτισθεί έως την τιμή V_P και η συχνότητα ελαττώνεται. Η συχνότητα μπορεί, επίσης, να μεταβληθεί, αντικαθιστώντας τον πυκνωτή C με ένα μικρότερο ή μεγαλύτερο πυκνωτή. Ένας μεγαλύτερος πυκνωτής θα φορτισθεί πιο αργά, ενώ ένας μικρότερος πυκνωτής θα φορτισθεί με γρηγορότερο ρυθμό.

Οι παλμικές κυματομορφές, που παράγονται από τον UJT ταλαντωτή ανατροπής, μπορούν να χρησιμοποιηθούν για να επιτελέσουν διάφορες λειτουργίες, σε ηλεκτρικά κυκλώματα. Εν τούτοις, το UJT χρησιμοποιείται, επίσης, σε εφαρμογές, όπου δεν απαιτείται συνεχής ταλάντωση. Για παράδειγμα, το UJT μπορεί να λειτουργήσει ως δισταθές (δύο καταστάσεων) στοιχείο και να μεταβαίνει από την αγώγιμη κατάσταση στη μη αγώγιμη κατάσταση και αντιστρόφως, όταν λαμβάνει ένα κατάλληλο σήμα εισόδου. Η συσκευή μπορεί, επίσης, να χρησιμοποιηθεί ως διαιρέτης συχνότητας. Το UJT είναι ικανό να παράγει παλμούς ρεύματος, οι οποίοι είναι κατάλληλοι για ενεργοποίηση SCR. Με άλλα λόγια, η τάση στον πυκνωτή C, μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να ενεργοποιήσει το UJT και το UJT μπορεί, με τη σειρά του, να παράγει τους παλμούς σκανδαλισμού που απαιτούνται για την ενεργοποίηση του SCR στην κατάλληλη στιγμή.

9.3. Θυρίστορ ή SCR (Silicon Controlled Rectifier)

Το θυρίστορ ή SCR (Silicon Controlled Rectifier) είναι μια δίοδος Schockley της οποίας το σημείο μεταπτώσεως είναι ελεγχόμενο. Το σημείο αυτό λέγεται *σημείο ανατροπής* και ελέγχεται, όπως είπαμε, από ένα τρίτο ηλεκτρόδιο που λέγεται πύλη.

Στο Σχ. 9.11 φαίνεται η διάταξη ενός θυρίστορ. Στο Σχ. 9.11α είναι η διάταξη των ενώσεων με το εξωτερικό κύκλωμα, στο Σχ. 9.11β είναι η σχηματική του παράσταση και στο Σχ. 9.11γ οι χαρακτηριστικές του καμπύλες. Το ηλεκτρόδιο ελέγχου του SCR λέγεται πύλη και είναι η βάση του υποτιθέμενου τρανζίστορ n_1-p_2-n_2. Αν στο ηλεκτρόδιο αυτό διαβιβάσουμε ρεύμα ορθής πόλωσης της ένωσης p_2-n_2, μειώνεται η τάση ανατροπής του SCR τόσο περισσότερο όσο μεγαλύτερο είναι το ρεύμα αυτό. Αυτό φαίνεται από τις καμπύλες του θυρίστορ στο Σχ. 9.11γ όπου για κάθε τιμή του ρεύματος πύλης έχουμε και μια διαφορετική τάση ανατροπής V_d, η δε μεγαλύτερη από όλες είναι εκείνη που αντιστοιχεί στο μηδενικό ρεύμα πύλης, δηλαδή για $i_G = 0$ είναι $V_d = V_{d0}$. Από τη στιγμή που θα ενεργοποιηθούν τα δύο τρανζίστορ που απαρτίζουν το SCR, συγκρατούν το ένα το άλλο σε αγώγιμη κατάσταση, επιτρέποντας τοιουτοτρόπως, τη συνεχή ροή ρεύματος από την άνοδο στην κάθοδο του κυκλώματος. Είναι σημαντικό να σημειώσουμε ότι αυτό το γεγονός συμβαίνει, ακόμη και όταν το ρεύμα στην πύλη εφαρμόζεται μόνο για μία στιγμή. Το στιγμιαίο ρεύμα πύλης προκαλεί τη μετάβαση του κυκλώματος στην αγώγιμη κατάσταση και παραμένει σε αυτή, ακόμη και όταν αφαιρείται το ρεύμα πύλης.



Σχ. 9.11. α) Κύκλωμα θυρίστορ. β) Κυκλωματικό σύμβολο θυρίστορ. γ) Χαρακτηριστικές εξόδου θυρίστορ, [16].

Για να επαναφέρουμε το ισοδύναμο κύκλωμα SCR πίσω στη μη αγώγιμη κατάστασή του, είναι απαραίτητο να ελαττώσουμε την τάση ανόδου - καθόδου του, σχεδόν στο μηδέν. Αυτό θα προκαλέσει την απενεργοποίηση των δύο τρανζίστορ και θα παραμείνουν έτσι, έως ότου εφαρμοσθεί πάλι το ρεύμα πύλης. Η ανατροπή της κατάστασης του θυρίστορ είναι δυνατό να γίνει με παλμούς ρεύματος μικρής διάρκειας, της τάξης των 10 μsec στο ηλεκτρόδιο της πύλης. Οι παλμοί αυτοί παράγονται συνήθως από ένα κύκλωμα με UJT όπως αυτό που αναφέρθηκε στην προηγούμενη παράγραφο. Όπως προαναφέραμε, το SCR, πρωτίστως, χρησιμοποιείται για να ελέγχει την εφαρμογή DC ή AC ισχύος, σε διάφορους τύπους φορτίων. Μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να ανοίξει ή να κλείσει ένα κύκλωμα ή μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να μεταβάλλει το ποσό ισχύος που παρέχεται σε ένα φορτίο. Ένα πολύ χαμηλό σήμα ρεύματος πύλης μπορεί να ελέγξει ένα πολύ μεγάλο ρεύμα φορτίου. Τα διακοπτικά κυκλώματα με SCR, χρησιμοποιούνται για να παρέχουν ή να αφαιρούν ηλεκτρικά ισχύ και να αντικαθιστούν ένα μηχανικό διακόπτη. Εν τούτοις, συγκρινόμενα με μηχανικούς διακόπτες ή ηλεκτρονόμους, τα SCR κυκλώματα έχουν πολλά πλεονεκτήματα. Δεν κατατρίβονται όπως οι μηχανικές συσκευές και δεν έχουν συνδέσεις, οι οποίες μπορεί να αναπηδήσουν ή να κολλήσουν, προκαλώντας διακοπτόμενη λειτουργία. Τα SCR κυκλώματα, με τη σειρά τους, μπορούν να ελέγχονται μηχανικά ή ηλεκτρικά. Σε κάθε περίπτωση, για τον έλεγχο του SCR, είναι απαραίτητο μόνο ένα πολύ μικρό ρεύμα πύλης. Εάν αυτό γίνει μηχανικά, μπορεί να χρησιμοποιηθεί ένας, σχετικά φθηνός διακόπτης, με μικρές ονομαστικές τιμές τάσης και ρεύματος.

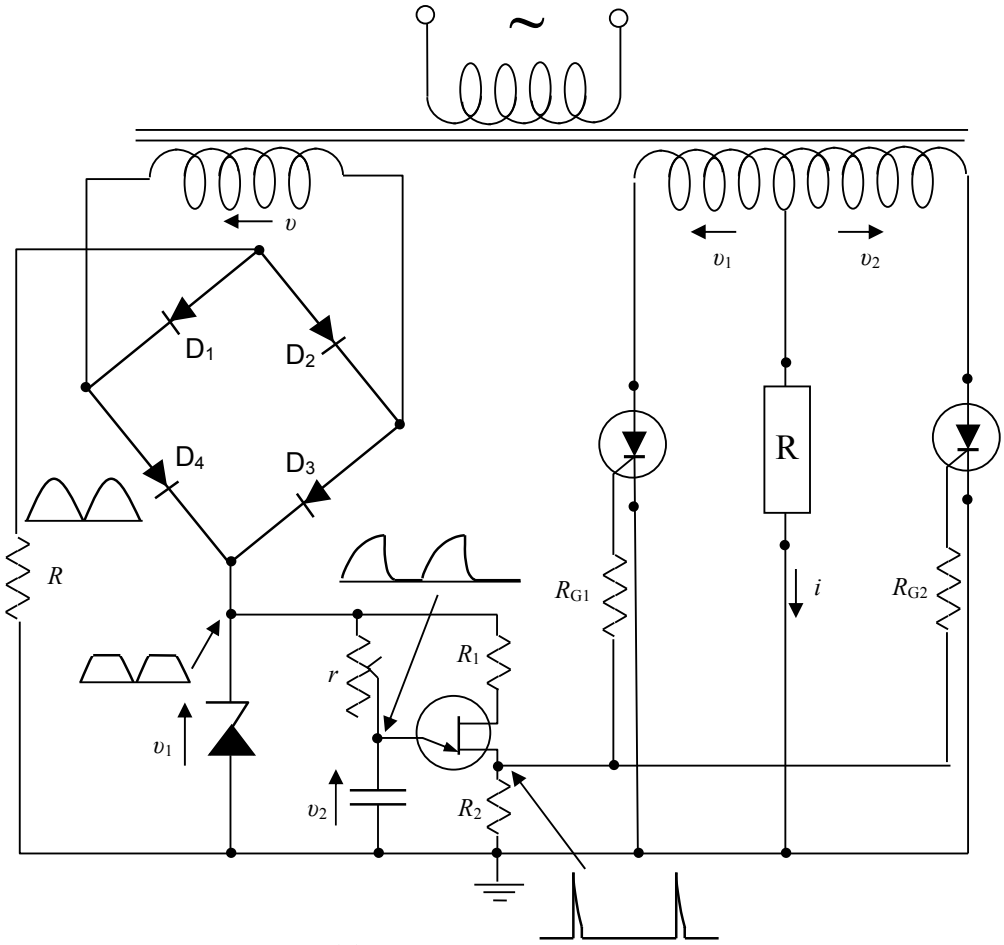
Το SCR μπορεί να χρησιμοποιηθεί, όπως είπαμε παραπάνω, για να μεταβάλλει το ποσό της παρεχόμενης ισχύος σε ένα φορτίο, αντί απλώς να ελέγχει την παροχή ή μη, της ισχύος. Πάνω στις καμπύλες του θυρίστορ που φαίνονται στο Σχ. 9.11γ, έχει χαραχθεί η ευθεία φορτίου για αντίσταση R_A. Από αυτή φαίνεται ότι για ρεύμα πύλης $i_G = 0$, το κύκλωμα ισορροπεί στο σημείο Α της αντίστοιχης χαρακτηριστικής και το ρεύμα του κυκλώματος είναι πολύ μικρό γιατί το θυρίστορ δεν άγει. Αν στη συνέχεια, αυξηθεί το ρεύμα της πύλης, όταν αυτό θα είναι, π.χ. i_{G2} τότε το θυρίστορ θα ανατραπεί και το σημείο λειτουργίας θα περάσει από τη θέση Α στη θέση Β, όπου το θυρίστορ άγει και το ρεύμα του κυκλώματος είναι μεγάλο. Η αντίθετη ενέργεια, δηλαδή ο μηδενισμός του ρεύματος πύλης ή η επιβολή αρνητικού παλμού, δεν επαναφέρει το θυρίστορ στην κατάσταση αποκοπής. Για να το επιτύχουμε αυτό πρέπει να μειώσουμε το ρεύμα του κυρίου κυκλώματος τόσο ώστε η ευθεία φορτίου η οποία στην περίπτωση αυτή κατεβαίνει προς τον άξονα των τάσεων, να κόβει τις χαρακτηριστικές σε ένα μόνο σημείο αντίστοιχο του Α. Υπάρχουν πάντως θυρίστορ ειδικής κατασκευής στα οποία είναι δυνατή η διακοπή του κυκλώματος ανόδου με εφαρμογή αρνητικού παλμού ρεύματος $I_G < 0$ στην πύλη. Όμως, ο ρυθμός ελάττωσης (εκφόρτισης) του φορτίου από την περιοχή πύλης P2, πρέπει να είναι ταχύτερος από το ρυθμό εισόδου φορτίου μέσα στην περιοχή αυτή. Αυτό, απαιτεί ειδική σχεδίαση της διάταξης ώστε να αντέχει τα σχετικά μεγάλα ρεύματα πύλης. Για παράδειγμα, θα απαιτείτο ένα ρεύμα $I_G \approx -10$ A, για να αποκοπεί ένα θυρίστορ, στα άκρα του οποίου κυκλοφορεί ρεύμα $I_{AK} = 100$ A. Τέτοιες διατάξεις που είναι σχεδιασμένες να αποκόπτονται με το ρεύμα πύλης ονομάζονται θυρίστορ αποκοπής πύλης (Gate Turn-Off, GTO SCR).

Εφαρμογές του θυρίστορ:

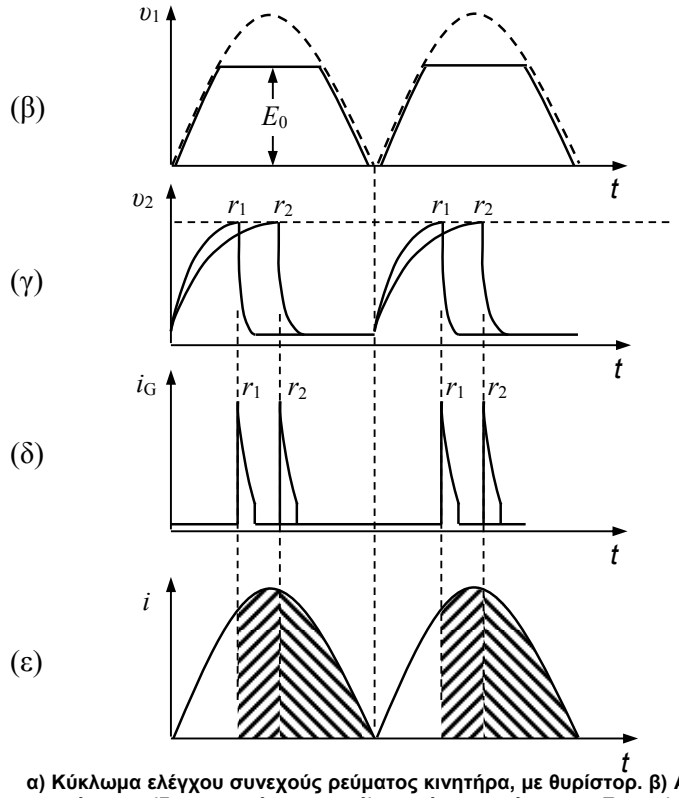
Μια εφαρμογή των ελεγχόμενων ανορθωτών πυριτίου (SCR) ή θυρίστορ είναι ο έλεγχος του συνεχούς ρεύματος που διαρρέει ένα ηλεκτρικό φορτίο, π.χ. μια αντίσταση θέρμανσης ή ένα κινητήρα κλπ., χωρίς την παρεμβολή σε σειρά αντιστάσεων. Με τη μέθοδο αυτή αποφεύγονται απώλειες ενέργειας, αφού η ρύθμιση γίνεται με διακοπή του κυκλώματος σε ένα μέρος της περιόδου κατά το οποίο ο ανορθωτής δεν άγει διόλου και επομένως, έτσι ελέγχεται η μέση τιμή του ρεύματος χωρίς απώλειες.

Το σχετικό κύκλωμα φαίνεται στο Σχ. 9.12. Τούτο αποτελείται από ένα μετασχηματιστή παροχής ισχύος με δύο περιελίξεις στο δευτερεύον. Η μία περιέλιξη παρέχει τάση εναλλασσόμενη ημιτονοειδή στιγμιαίας τιμής υ η οποία ανορθώνεται με μια γέφυρα διόδων. Η δεύτερη περιέλιξη είναι διπλή και παρέχει δύο τάσεις εναλλασσόμενες με στιγμιαίες τιμές $υ_1$ και $υ_2$ με διαφορά φάσης 180° προς ένα κεντρικό σημείο. Η διπλή αυτή περιέλιξη συνδέεται με τα SCR σε διάταξη διπλής ανόρθωσης και από αυτήν παρέχεται το συνεχές ρεύμα στο φορτίο.

Η στιγμιαία τιμή του ρεύματος που περνά από το φορτίο είναι i και αντιστοιχεί με την κυματομορφή της διπλής ανόρθωσης αλλά μόνο για ένα τμήμα της, όσο φαίνεται στη διαγραμμισμένη επιφάνεια στο Σχ. 9.12ε. Αυτό ελέγχεται με τη βοήθεια παλμών ανατροπής των SCR, οι οποίοι εισάγονται στα ηλεκτρόδια ελέγχου, δηλαδή τις πύλες. Τους παραπάνω παλμούς παρέχει κύκλωμα με ένα UJT, όπως εκείνο που αναφέρθηκε στην προηγούμενη παράγραφο. Με το κύκλωμα αυτό παράγονται παλμοί του Σχ. 9.12δ, που μπορούν να μετατεθούν χρονικά με τη μεταβολή της αντίστασης r ως εξής:



(α)



Σχ. 9.12. α) Κύκλωμα ελέγχου συνεχούς ρεύματος κινητήρα, με θυρίστορ. β) Ανορθωμένη τάση στην έξοδο της γέφυρας (διακεκομμένη γραμμή) και τάση στα άκρα της Zener (συνεχής γραμμή). γ) Τάση στα άκρα του πυκνωτή. δ) Παλμοί εξόδου στα άκρα του τρανζίστορ UJT. ε) Ρεύμα που διαρρέει το φορτίο R, [16].

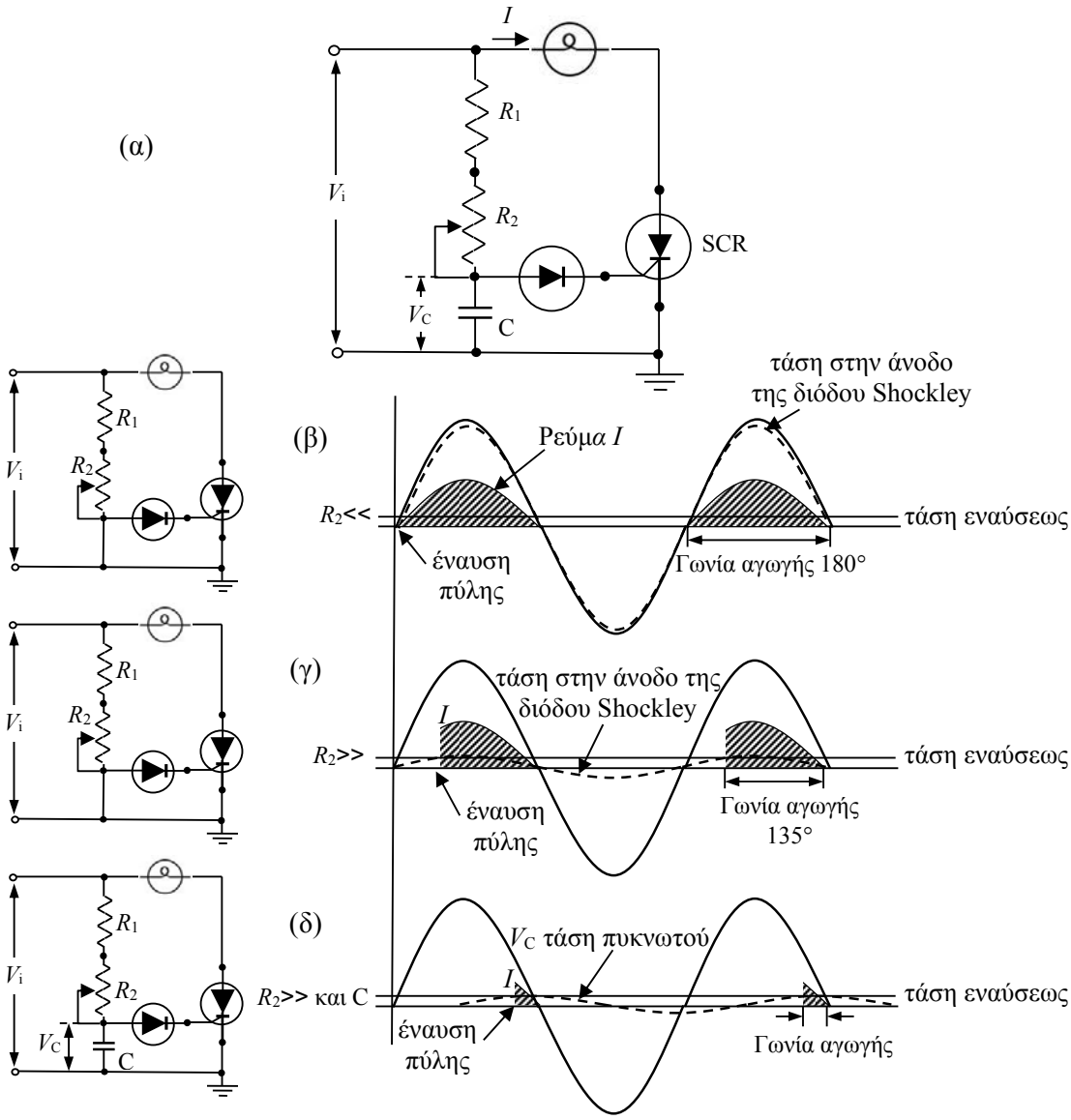
Η ανορθωμένη ημιτονοειδής τάση που παρέχεται από τη γέφυρα, είναι εκείνη της κυματομορφής του Σχ. 9.12β με τη διακεκομμένη γραμμή. Εν σειρά με την έξοδο της γέφυρας συνδέεται αντίσταση R και ακολουθεί μια δίοδος Zener. Στα άκρα της διόδου αυτής γίνεται μια ρύθμιση τάσης, αφού η τάση δεν μπορεί να ανέβει πάνω από την ονομαστική τιμή της τάσης Zener, E_0, όπως φαίνεται στο Σχ. 9.12β. Η τάση αυτή όμως μηδενίζεται πάντα ανάμεσα στις ημιπεριόδους και από την τάση αυτή τροφοδοτείται το κύκλωμα του UJT. Ο πυκνωτής φορτίζεται μέχρις ότου αρχίσει να άγει ο εκπομπός του UJT, οπότε ο πυκνωτής αρχίζει να εκφορτίζεται μέσα από την αντίσταση R_2. Τα διάφορα στοιχεία του κυκλώματος, έχουν τέτοιες τιμές ώστε να μην παύει να άγει το UJT αφού τελειώσει η εκφόρτιση του πυκνωτή. Το UJT παύει να άγει μόνον όταν μηδενιστεί η τάση στα άκρα της Zener οπότε αρχίζει ο επόμενος κύκλος.

Με αλλαγή της αντίστασης r μεταβάλλεται η σταθερά χρόνου φόρτισης και έτσι γίνεται χρονική μετάθεση του μετώπου εκφόρτισης του πυκνωτή. Το ρεύμα εκφόρτισης περνώντας από την αντίσταση R_2 δίνει έναν αντίστοιχο παλμό τάσης όπως φαίνεται στο Σχ. 9.12δ με τον οποίο διεγείρονται τα SCR.

Η μεταβολή της αντίστασης r προκαλεί συνεπώς τη χρονική μετάθεση των παλμών που μεταθέτουν αντίστοιχα το σημείο που αρχίζουν να άγουν τα SCR. Έτσι, είναι δυνατή η μεταβολή της μέσης τιμής του ρεύματος του φορτίου που αντιστοιχεί με τη διαγραμμισμένη επιφάνεια της καμπύλης του Σχ. 9.12ε.

Στο Σχ. 9.13 φαίνεται ένα πολύ απλό κύκλωμα ελέγχου της έντασης φωτισμού σε ένα λαμπτήρα με τη βοήθεια μιας διόδου Shockley και ενός SCR. Στο κύκλωμα αυτό ελέγχου φάσης, το SCR ενεργοποιείται μέσω της πύλης του σε οποιαδήποτε επιθυμητή γωνία της εφαρμοζόμενης ac τάσης εισόδου V_i. Η τάση ενεργοποίησης της πύλης προέρχεται από την ac τάση V_i μέσω των αντιστάσεων R_1 και R_2. Η μεταβλητή αντίσταση R_2 ρυθμίζει το ρεύμα πύλης κατά τη διάρκεια της θετικής ημιπεριόδου της τάσης εισόδου. Εάν η ρυθμιστική επαφή τεθεί στην κορυφή της μεταβλητής αντίστασης R_2 (R_2 πολύ μικρή, Σχ. 9.13β), η αντίσταση στο κύκλωμα θα είναι πολύ χαμηλή (η R_1 είναι γενικά πολύ μικρή αντίσταση) και το SCR

ενεργοποιείται (πυροδοτείται) σχεδόν αμέσως με την έναρξη της θετικής ημιπεριόδου της εισόδου. Εάν, η ρυθμιστική επαφή τεθεί στη βάση της μεταβλητής αντίστασης R_2 (R_2 μεγάλη, Σχ. 9.13γ), η αντίσταση στο κύκλωμα είναι μέγιστη, και το SCR μπορεί να μην ενεργοποιείται μέχρις ότου η τάση εισόδου φθάσει στην μέγιστη τιμή της θετικής ημιπεριόδου (90°). Με προσαρμογή της τιμής της R_2 μεταξύ αυτών των ακραίων τιμών, το SCR μπορεί να ενεργοποιηθεί κάπου μεταξύ της έναρξης και της μέγιστης τιμής της θετικής ημιπεριόδου, δηλαδή μεταξύ 0° και 90°. Επειδή με το κύκλωμα αυτό η δυνατότητα μεταβολής είναι περιορισμένη μεταξύ 0° και 90°, προσθέτουμε και τον πυκνωτή C, όπως φαίνεται στο Σχ. 9.13γ, ώστε η επιτρεπόμενη περιοχή ελέγχου της γωνίας ενεργοποίησης του SCR να επεκταθεί στην περιοχή μεταξύ 0° και 180°. Εφόσον το SCR δεν άγει στην αρνητική ημιπερίοδο, ο έλεγχος φάσης περιορίζεται μόνο στη θετική ημιπερίοδο.

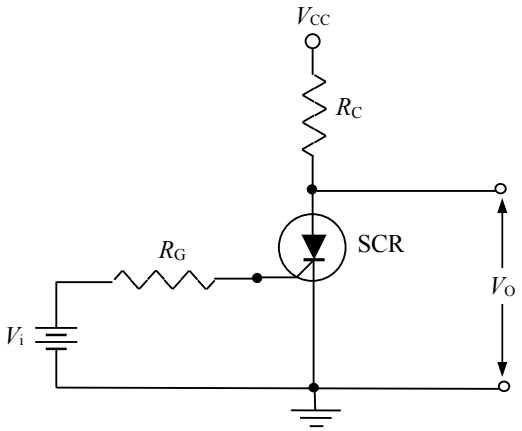


Σχ. 9.13. α) Κύκλωμα ελέγχου εντάσεως φωτισμού λαμπτήρα. Ρεύμα φορτίου και τάση πυκνωτή για διάφορες τιμές της αντίστασης R_2 (περιπτώσεις β, γ και δ), [16].

Όπως φαίνεται στο Σχ. 9.13, για μηδενική τιμή της αντίστασης που είναι σε σειρά με τον πυκνωτή, το ρεύμα αρχίζει από την αρχή της ημιπεριόδου, μόλις η στιγμιαία τιμή της τάσης φθάσει την τάση έναυσης της διόδου, αντίθετα για πολύ μεγάλη τιμή, το ρεύμα αρχίζει στο τέλος της ημιπεριόδου, όταν η στιγμιαία τιμή της τάσης φθάσει πάλι την τάση έναυσης της διόδου. Η δίοδος χρειάζεται για να φορτίζεται ο πυκνωτής μέχρι τη στιγμή που θα άγει η δίοδος, οπότε η απότομη εκφόρτισή του θα προκαλεί το SCR να άγει.

Παράδειγμα:

Δίνεται το παρακάτω κύκλωμα για το οποίο γνωρίζουμε ότι για να αρχίσει να άγει το θυρίστορ SCR, θα πρέπει η τάση της πύλης V_G=0,7 V και το ρεύμα πύλης I_G=5 mA. Δίνονται επίσης: I_H=8 mA, R_G=1 kΩ, R_C=100 Ω, και V_{CC}=20 V.
1) Να προσδιοριστεί η τάση εξόδου V_O, όταν το SCR είναι σε κατάσταση αποκοπής (OFF).
2) Να υπολογιστεί η τάση εισόδου για την οποία το SCR μεταβαίνει σε κατάσταση αγωγής (ON).
3) Ποια θα πρέπει να είναι η τάση τροφοδοσίας για να μεταβεί το SCR σε κατάσταση OFF, όταν στην κατάσταση ON το SCR διατηρεί στα άκρα του τάση 0,7 V;



Λύση

1) Στην κατάσταση OFF το SCR δεν άγει. Επομένως, η τάση εξόδου είναι 20 V.
2) Για να ενεργοποιηθεί το SCR θα πρέπει να ισχύσουν και οι δύο απαραίτητες προϋποθέσεις τάσης και ρεύματος στην πύλη του (δηλ. V_G=0,7 V και I_G=5 mA). Επομένως, για να υπολογιστεί η αναγκαία τάση εισόδου θα πρέπει να λάβουμε υπόψη μας την πτώση τάσης πάνω στην αντίσταση προστασίας R_G, λόγω του ρεύματος I_G=5 mA που θα διαρρέει την πύλη. Για να μεταβεί λοιπόν στην κατάσταση ON το SCR, θα πρέπει:

$$V_{in} = V_G + I_G R_G = 0{,}7\ \text{V} + 5\ \text{mA} \cdot 1\ \text{k}\Omega = 0{,}7\ \text{V} + 5\ \text{V} = 5.7\ \text{V}$$

3) Για να μεταβεί στην κατάσταση OFF το SCR, θα πρέπει το ρεύμα να ελαττωθεί στο ρεύμα συγκράτησης I_H, δηλαδή:

$$V_{CC} = V_H + I_H R_C = 0{,}7\ \text{V} + 8\ \text{mA} \cdot 100\ \Omega = 0{,}7\ \text{V} + 0{,}8\ \text{V} = 1.5\ \text{V}$$

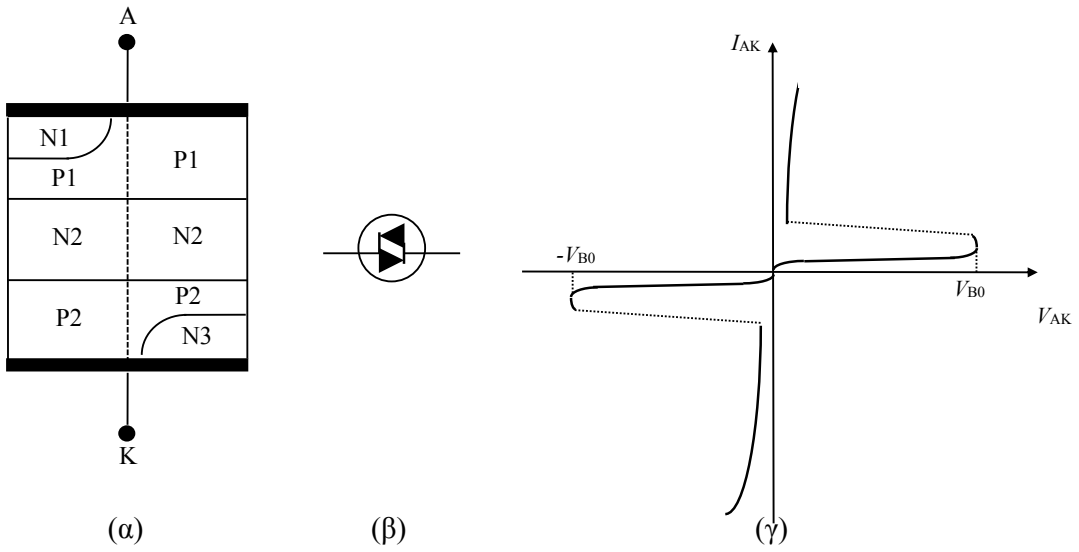
9.4. DIAC και TRIAC

Το θυρίστορ που μόλις εξετάσαμε, είναι ελεγχόμενος ανορθωτής, δηλαδή ελεγχόμενος διακόπτης μιας κατεύθυνσης, και χρησιμοποιείται σε κυκλώματα συνεχούς ρεύματος.

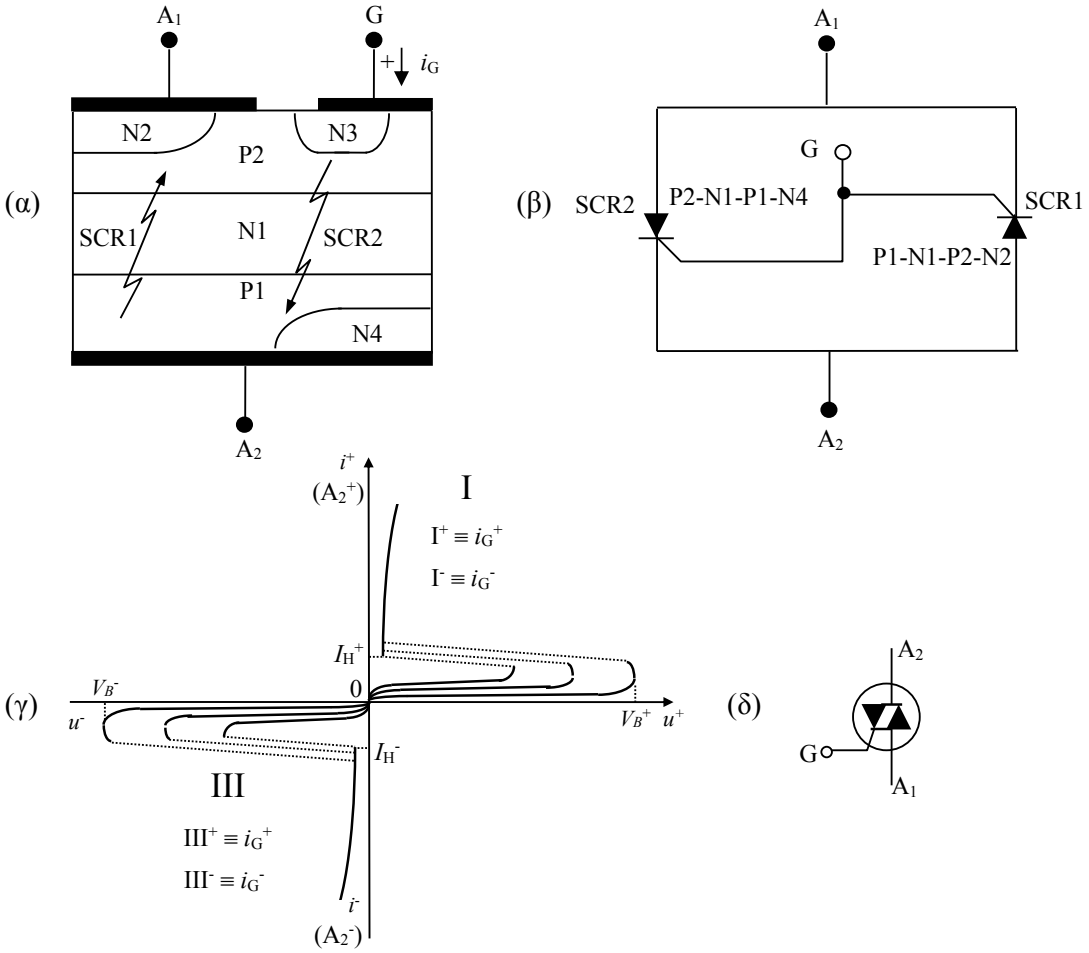
Πολλές φορές όμως χρειάζονται τέτοιοι ελεγχόμενοι διακόπτες και για κυκλώματα εναλλασσομένου ρεύματος, δηλαδή τότε οι διακόπτες αυτοί πρέπει να είναι δύο κατευθύνσεων. Αν συνδέσουμε παράλληλα και σε αντίθετη φορά δύο διόδους Shockley ή δύο θυρίστορς, θα πάρουμε διακόπτες δύο κατευθύνσεων για εναλλασσόμενο ρεύμα.

Με την παραπάνω συνδεσμολογία προκύπτουν δύο σύνθετα στοιχεία, αντίστοιχα με τη δίοδο Shockley και το θυρίστορ, δηλαδή το DIAC από τα αρχικά των λέξεων Diode Alternating Current Switch (το οποίο ουσιαστικά είναι η παράλληλη και σε αντίθετη φορά σύνδεση δύο διόδων Shockley σε ολοκληρωμένη μορφή), και το TRIAC από τα αρχικά των λέξεων Triode Alternating Current Switch (το οποίο ουσιαστικά είναι η παράλληλη και σε αντίθετη φορά σύνδεση δύο θυρίστορ σε ολοκληρωμένη μορφή).

Στο Σχ. 9.14 φαίνεται η κατασκευαστική διάταξη ενός DIAC. Αυτό αποτελείται από δύο τμήματα p-n-p-n παράλληλα διατεταγμένα και με αντίθετη φορά. Έτσι, όταν το DIAC βρίσκεται στην κατάσταση ΕΝΤΟΣ, δηλαδή άγει, τα δύο τμήματά του άγουν το καθένα κατά τη δική του φορά, δηλαδή το DIAC άγει και κατά τις δύο φορές.



Σχ. 9.14. Η δίοδος DIAC: α) Τομή της DIAC, β) κυκλωματικό σύμβολο και γ) γενική μορφή της χαρακτηριστικής της, [5].



Σχ. 9.15. Η τρίοδος TRIAC: α) Τομή της TRIAC, β) ηλεκτρικό ισοδύναμο κύκλωμα της TRIAC, γ) γενική μορφή της χαρακτηριστικής της, δ) κυκλωματικό σύμβολο της TRIAC, [13], [16].

Τα στοιχεία αυτού του τύπου διεγείρονται είτε με στιγμιαία αύξηση της εφαρμοζόμενης τάσης du/dt, οπότε λέμε ότι διεγείρουμε το DIAC, είτε με απλή αύξηση της τάσης αυτής πάνω από το σημείο ανατροπής.

Στο Σχ. 9.14β φαίνεται το κυκλωματικό σύμβολο του DIAC και στο 9.14γ η αντίστοιχη χαρακτηριστική του i = φ(υ). Έως ότου η τάση στα άκρα του DIAC φθάσει την τάση ανατροπής V_{B0} αυτό προβάλλει μεγάλη αντίσταση στο ρεύμα, που διατηρείται σε μικρές τιμές όπως φαίνεται και από την καμπύλη. Λίγο πάνω από την τάση αυτή αρχίζει να παρουσιάζει αρνητική αντίσταση, όσο δηλαδή η τάση μειώνεται το ρεύμα αυξάνεται και στη συνέχεια με ελάχιστη μόνο αύξηση της τάσης αυξάνεται απότομα το ρεύμα.

Η διάταξη του Σχ. 9.15α δείχνει την κατασκευή ενός TRIAC, του οποίου οι χαρακτηριστικές είναι στο Σχ. 9.15γ και η σχηματική του παράσταση στο Σχ. 9.15δ. Τη διάταξη του TRIAC μπορούμε όπως αναφέρθηκε παραπάνω να την θεωρήσουμε σαν παράλληλη σύνδεση δύο SCR του P1N1P2N2 (SCR1) και του P2N1P1N4 (SCR2). Το ηλεκτρόδιο ελέγχου G συνδέεται στον ημιαγωγό P2 και η άνοδος του SCR1 είναι η A2 και του SCR2 η A1, όπως φαίνεται και στο Σχ. 9.15β. Η πύλη G είναι ικανή να θέσει, οποιοδήποτε από τα ισοδύναμα SCR σε κατάσταση αγωγιμότητας. Σημειώστε ότι και οι δύο πύλες των ισοδύναμων SCR είναι συνδεδεμένες μεταξύ τους, για να δείξουν την ισοδύναμη σχέση τους.

Πάνω στη χαρακτηριστική του TRIAC υπάρχουν δύο χρήσιμα τεταρτημόρια, το I και το III. Αν δεχθούμε σαν θετική συμβατική φορά του ρεύματος ελέγχου i_G τη φορά από το G προς το A1, τότε υπάρχουν τέσσερις τρόποι διέγερσης του TRIAC.

1. Τρόπος I^+, (A_2^+), (A_1^-), i_G^+ (η πύλη είναι σε υψηλότερο δυναμικό σε σχέση με τον ακροδέκτη A_1). Όταν ο ακροδέκτης A_2 είναι θετικά πολωμένος ως προς τον ακροδέκτη A_1 το ρεύμα ρέει δια της οδού P1-N1-P2-N2. Οι δύο ενώσεις P1-N1 και P2-N2 είναι ορθά πολωμένες ενώ η ένωση N1-P2 είναι ανάστροφα πολωμένη. Η TRIAC θεωρείται θετικά πολωμένη.

   Μια θετική τάση στην πύλη ως προς τον ακροδέκτη A_1 πολώνει ορθά την ένωση P2-N2 και διεγείρει το SCR1 το οποίο άγει.

2. Τρόπος I^-, (A_2^+), (A_1^-), i_G^- (η πύλη είναι σε χαμηλότερο δυναμικό σε σχέση με τον ακροδέκτη A_1). Αν και η διαδρομή του ρεύματος παραμένει η ίδια όπως και στην προηγούμενη περίπτωση 1, τώρα η ένωση P2-N3 είναι ορθά πολωμένη και οι φορείς που εγχέονται μέσα στην P2 διεγείρουν το SCR1 που τελικά άγει.

3. Τρόπος III^-, (A_2^-), (A_1^+), i_G^- (η πύλη είναι σε χαμηλότερο δυναμικό σε σχέση με τον ακροδέκτη A_1). Όταν ο ακροδέκτης A_2 είναι αρνητικά πολωμένος ως προς τον ακροδέκτη A_1 το ρεύμα ρέει δια της οδού P2-N1-P1-N4. Οι δύο ενώσεις P2-N1 και P1-N4 είναι ορθά πολωμένες ενώ η ένωση N1-P1 είναι ανάστροφα πολωμένη. Η TRIAC θεωρείται αρνητικά πολωμένη.

   Μια αρνητική τάση στην πύλη ως προς τον ακροδέκτη A_1 εγχέει φορείς πολώνοντας ορθά την ένωση P2-N3 και επομένως διεγείρει το SCR2 το οποίο άγει.

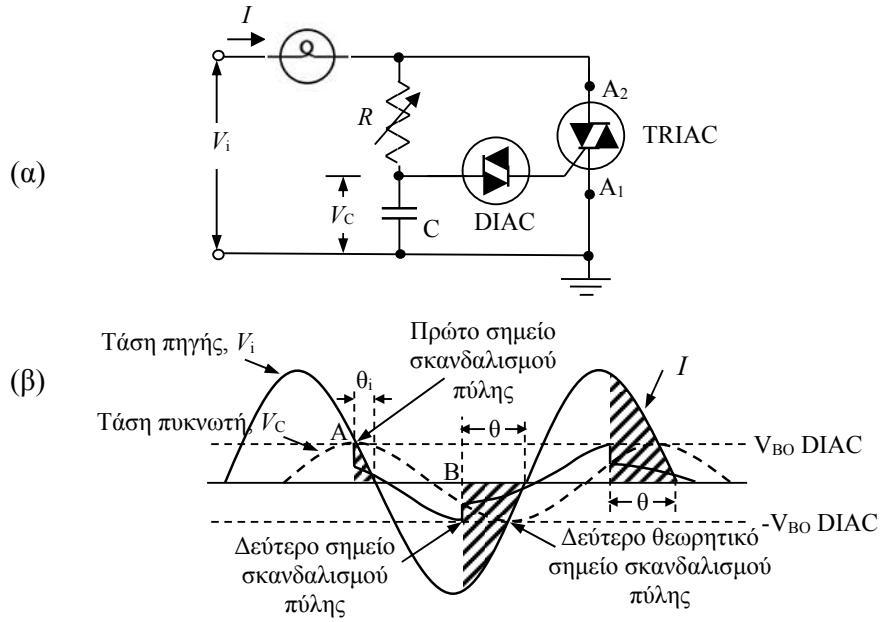
4. Τρόπος III^+, (A_2^-), (A_1^+), i_G^+ (η πύλη είναι σε υψηλότερο δυναμικό σε σχέση με τον ακροδέκτη A_1). Αν και η διαδρομή του ρεύματος παραμένει η ίδια όπως και στην προηγούμενη περίπτωση 3, τώρα η ένωση P2-N2 είναι ορθά πολωμένη και οι φορείς που εγχέονται μέσα στην P2 διεγείρουν το SCR2 που τελικά άγει.

Από τα παραπάνω φαίνεται ότι είναι δυνατή η διέγερση του TRIAC για οποιαδήποτε φορά του ρεύματος του κυρίως κυκλώματος και με οποιαδήποτε φορά του ρεύματος διεγέρσεως πύλης, δηλαδή το TRIAC ενεργοποιείται είτε με αρνητική είτε με θετική τάση πύλης.

Εφαρμογές των DIAC και TRIAC:

Καθώς το TRIAC άγει σε οποιαδήποτε κατεύθυνση, προσφέρεται περισσότερο για εφαρμογές όπου πρέπει να ελεγχθεί η AC ισχύς. Μια τυπική εφαρμογή είναι ο ρυθμιστής εντάσεως φωτισμού λυχνιών πυρακτώσεως. Στο Σχ. 9.16α φαίνεται ένα τέτοιο κύκλωμα στην απλή του μορφή. Σ' αυτό, το TRIAC είναι συνδεδεμένο σε σειρά με το φορτίο που είναι μια λυχνία πυρακτώσεως. Στην αρχή κάθε ημιπεριόδου, το TRIAC δεν άγει και ολόκληρη σχεδόν η τάση της πηγής βρίσκεται στα άκρα του TRIAC. Έτσι, το φορτίο έχει αμελητέα τάση που οφείλεται μόνο στο μικρό ρεύμα διαρροής του TRIAC όταν αυτό δεν άγει, που είναι μερικά μόνο mA.

Το κύκλωμα ελέγχου του ρεύματος RC συνδέεται παράλληλα στο TRIAC και η στιγμιαία τιμή της τάσης φορτίζει τον πυκνωτή μέσα από την αντίσταση R. Όταν η τάση του πυκνωτή φθάσει την τάση V_{BO} ανατροπής του DIAC, στην οποία αυτό άγει, ο πυκνωτής εκφορτίζεται μέσα από το DIAC προς το ηλεκτρόδιο ελέγχου του TRIAC και αυτό άγει. Στο σημείο αυτό η τάση της πηγής επιβάλλεται ολόκληρη στο φορτίο και αυτό διαρκεί σε ολόκληρη την υπόλοιπη ημιπερίοδο. Το DIAC λειτουργεί στο κύκλωμα αυτό ως διάταξη σκανδαλισμού. Η διάταξη σκανδαλισμού είναι αναγκαία, διότι το TRIAC δεν είναι, εν γένει, εξίσου ευαίσθητο σε ρεύματα πύλης που ρέουν στην αντίθετη κατεύθυνση, δηλαδή το TRIAC δεν ενεργοποιείται στην ίδια θετική και αρνητική τιμή του ρεύματος πύλης, επομένως δεν έχει απολύτως συμμετρική συμπεριφορά. Η διάταξη σκανδαλισμού βοηθά να ισοσκελισθούν τα μη συμμετρικά και τα ανομοιόμορφα χαρακτηριστικά σκανδαλισμού του TRIAC. Η τάση που απαιτείται για την ενεργοποίηση της διάταξης σκανδαλισμού, είναι η ίδια και στις δύο κατευθύνσεις και η συσκευή σχεδιάζεται έτσι ώστε να επηρεάζεται, όσο το δυνατόν, λιγότερο από τις αλλαγές της θερμοκρασίας. Η διάταξη σκανδαλισμού λειτουργεί σε συνεργασία με την αντίσταση R και τον πυκνωτή C, για να παράγει συνεχώς ακριβείς παλμούς ρεύματος πύλης, οι οποίοι είναι αρκετά υψηλοί, ώστε να ενεργοποιήσουν το TRIAC, την κατάλληλη στιγμή, σε οποιαδήποτε κατεύθυνση. Οι παραγόμενοι παλμοί ρεύματος πύλης μπορεί να είναι πολύ σύντομοι σε διάρκεια (μερικά μsec είναι συνήθως επαρκή).



Σχ. 9.16. α) Κύκλωμα ελέγχου έντασης λυχνίας πυρακτώσεως. β) Τάση στα άκρα του πυκνωτή (διακεκομμένη γραμμή) και ρεύμα που διαρρέει τη λυχνία, [16].

Τη στιγμή που αναστρέφεται το ρεύμα του φορτίου μηδενίζεται και το ρεύμα του TRIAC, οπότε αυτό ανατρέπεται και αποκόπτεται. Αυτό επαναλαμβάνεται σε κάθε ημιπερίοδο της τάσης της πηγής.

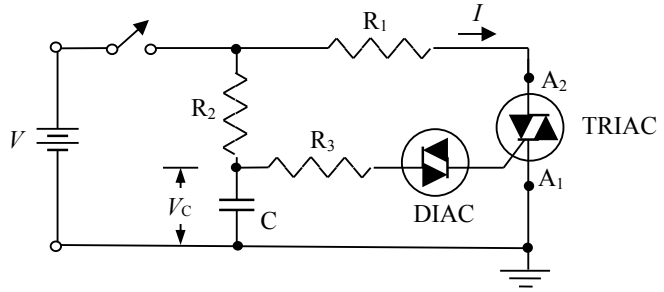
Αν μειωθεί η τιμή της αντίστασης R, η τάση στα άκρα του πυκνωτή φθάνει την τάση ανατροπής του DIAC νωρίτερα. Αν αυξηθεί η τιμή της αντίστασης, η τάση του πυκνωτή φθάνει την τάση ανατροπής αργότερα. Έτσι, αυξάνεται ή μειώνεται αντίστοιχα η ενδεικνύμενη τιμή του ρεύματος του φορτίου που ισοδυναμεί με τη διαγραμμισμένη επιφάνεια του Σχ. 9.16β. Έτσι, με μεταβολή της αντίστασης R ελέγχεται το ρεύμα της λυχνίας πυρακτώσεως και από αυτό η ένταση φωτισμού. Στο Σχ. 9.16β παρατηρείται ένα φαινόμενο υστέρησης, που δημιουργείται καθώς αυξάνεται η τάση στα άκρα του πυκνωτή μέχρι το σημείο ανατροπής του DIAC (σημείο A), δίνοντας μια γωνία αγωγής θ_i. Μετά τη δημιουργία του παλμού πύλης του TRIAC, η τάση του πυκνωτή πέφτει απότομα περίπου στο μισό της τάσης ανατροπής του DIAC, δίνοντας μια διαφορετική αρχική συνθήκη στον πυκνωτή, ο οποίος αρχίζει πάλι να φορτίζεται μέχρι το επόμενο σημείο ανατροπής B, στην επόμενη ημιπερίοδο, δίνοντας μια σταθερή γωνία αγωγής θ για το TRIAC από εκεί και μετά.

Συχνά, στο βασικό κύκλωμα του Σχ. 9.16β προσθέτουμε ορισμένα στοιχεία (λ.χ. πυκνωτές, πηνία) για να ελαττώσουμε το παραπάνω φαινόμενο υστέρησης, δηλαδή της διαφοράς μεταξύ

του σημείου που ανάβει και σβήνει η λυχνία, λόγω της εκφόρτισης του πυκνωτή C, και για την εξουδετέρωση των παρασίτων υψηλής συχνότητας που παράγονται σ' ένα τέτοιο κύκλωμα. Το DIAC, συνήθως, χρησιμοποιείται ως διάταξη σκανδαλισμού για ένα TRIAC, το οποίο με τη σειρά του, χρησιμοποιείται για να ελέγχει το ποσό της ισχύος που παρέχεται σε ένα φορτίο. Οι δύο αυτές διατάξεις χρησιμοποιούνται, συνήθως μαζί, για να ελέγχουν την ταχύτητα και την κατεύθυνση των ηλεκτρικών κινητήρων ή για τον έλεγχο στοιχείων θέρμανσης. Χρησιμοποιούνται σε συστήματα κλιματισμού, θέρμανσης, εξαερισμού, ακόμη και σε συστήματα ηλεκτρονικών θυρών γκαράζ. Μπορούν, επίσης, να χρησιμοποιηθούν για να διακόψουν ή να ελέγξουν το ποσό της παρεχόμενης ισχύος σε απλούς λαμπτήρες ή σε πλήρη συστήματα φωτισμού. Για παράδειγμα, μπορούν να ανάψουν στιγμιαίως ένα λαμπτήρα σαν σήμα προειδοποίησης ή να ελέγξουν σηματοδότες κυκλοφορίας, οι οποίοι τοποθετούνται σε διασταυρώσεις δρόμων, για να ρυθμίσουν τη ροή της κυκλοφορίας ή να παρέχουν αμυδρό φως σε θέατρα. Τα κυκλώματα με συνδυασμό DIAC - TRIAC, μπορούν επίσης να χρησιμοποιηθούν γα τον έλεγχο ισχύος σε τριφασικά συστήματα.

Παρόλο που το TRIAC έχει την ικανότητα να ελέγχει ρεύματα σε οποιαδήποτε κατεύθυνση και να αποκρίνεται σε ρεύματα πύλης που ρέουν σε οποιαδήποτε κατεύθυνση, έχει κάποια μειονεκτήματα, σε σχέση με το SCR. Γενικώς, τα TRIAC έχουν χαμηλότερες ονομαστικές τιμές ρεύματος από τα SCR και δεν μπορούν να τα συναγωνιστούν σε εφαρμογές, όπου ιδιαιτέρως μεγάλα ρεύματα πρέπει να ελεγχθούν. Τα TRIAC μπορούν να χειριστούν ρεύματα (συνήθως μετρούμενα σε ονομαστικές τιμές), της τάξης των 25 amperes. Σε σύγκριση, τα SCR μπορούν να λειτουργήσουν σε ρεύματα (συνήθως εκφρασμένα σε μέσες τιμές ανά μισό κύκλο), της τάξης των 700 με 800 amperes και μερικά SCR με ακόμη υψηλότερα. Επίσης και οι δύο διατάξεις μπορούν να έχουν μέγιστες ή στιγμιαίες τιμές ρεύματος, οι οποίες να είναι υψηλότερες από τις σχετικές ονομαστικές ή μέσες τιμές τους.

Παράδειγμα:



Στο κύκλωμα του παραπάνω σχήματος, δίνονται: R_1=12 Ω, R_2=68 kΩ, R_3=2 kΩ, C=1 μF, V=80 V, η τάση ανατροπής του DIAC είναι 35 V και η τάση και το ρεύμα σκανδαλισμού του TRIAC είναι 1 V και 10 mA αντίστοιχα.

1) Ποιο θα είναι το ρεύμα που διαρρέει το TRIAC όταν βρίσκεται στην κατάσταση ON;

2) Ποια είναι η ελάχιστη τάση του πυκνωτή C, που προκαλεί σκανδαλισμό του TRIAC;

Λύση:

1) Θεωρούμε ότι η τάση στα άκρα του TRIAC είναι μηδέν όταν αυτό άγει (ON). Έτσι:

$$I = \frac{V}{R_1} = \frac{80V}{12\Omega} = 6.67\ A$$

2) Ο πυκνωτής φορτίζεται μέσω της R_2. Για να γίνει σκανδαλισμός του TRIAC θα πρέπει η τάση στα άκρα του DIAC να ξεπεράσει την τάση ανατροπής. Επειδή η τάση σκανδαλισμού του TRIAC είναι 1 V και η τάση ανατροπής του DIAC 35 V, θα έχουμε:

$$V_C = V_{BO} + V_T = 35\ V + 1\ V = 36\ V$$

Αυτή είναι η ελάχιστη τάση η οποία προκαλεί σκανδαλισμό του TRIAC. Επειδή, μόλις ξεπεραστεί η τάση ανατροπής 35 V του DIAC, αυτό άγει και ισοδυναμεί με βραχυκύκλωμα, εξασφαλίζεται η απαίτηση των 10 mA για το ελάχιστο ρεύμα σκανδαλισμού του TRIAC, το οποίο διαρρέει την αντίσταση προστασίας R_3, αφού η τάση στα άκρα του πυκνωτή θα είναι 36 V και θα δώσει ένα ρεύμα $I = \frac{V_C - V_G}{R_3} = \frac{36V - 1V}{2k\Omega} = 17.5\ mA$.

Παράρτημα Α: Μέθοδοι Κατασκευής Ημιαγωγικών Ολοκληρωμένων Κυκλωμάτων

Στο παράρτημα αυτό, θα μελετήσουμε τις κυριότερες μεθόδους κατασκευής ημιαγωγών και θα κάνουμε μια γενική επισκόπηση των διαφόρων τεχνικών που χρησιμοποιούνται στην κατασκευή ολοκληρωμένων ημιαγωγικών διατάξεων.

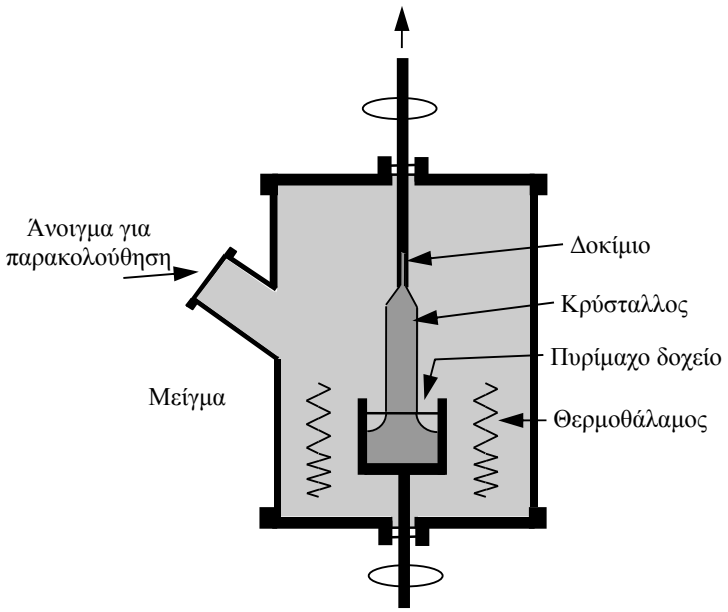
Α.1. Ανάπτυξη ημιαγωγικών κρυστάλλων

Οι τεχνικές ανάπτυξης κρυστάλλων ημιαγωγού χρησιμοποιούνται κυρίως για την κατασκευή υποστρωμάτων (substrates) τα οποία θα χρησιμοποιηθούν σαν φέρουσες κατασκευές πάνω ή μέσα στις οποίες θα "χτιστούν" τα ολοκληρωμένα κυκλώματα. Τα ολοκληρωμένα κυκλώματα (integrated circuits) είναι συστήματα που περιλαμβάνουν παθητικά και ενεργητικά στοιχεία, δηλαδή αντιστάσεις, πυκνωτές, διόδους, και τρανζίστορ, κατά τρόπο που να αποτελούν ένα ενιαίο σύνολο και είναι συνδεδεμένα μεταξύ τους όπως και στα κυκλώματα που έχουν ανεξάρτητα στοιχεία.

Η διαφορά από τα κλασσικά κυκλώματα είναι στο ότι όλα τα στοιχεία του κυκλώματος και οι διασυνδέσεις του, περιλαμβάνονται μέσα ή πάνω σε ένα μόνο μονοκρύσταλλο ημιαγωγού (λ.χ. πυριτίου). Κατά την κατασκευή, τα παραπάνω στοιχεία και οι διασυνδέσεις τους διαμορφώνονται συγχρόνως κατά τη διάρκεια μιας ενιαίας σειράς κατασκευαστικών φάσεων. Με τον όρο ολοκληρωμένο κύκλωμα νοείται συνδυασμός στοιχείων κυκλώματος που είναι αδιάρρηκτα ενωμένα πάνω σε ένα συνεχές υπόστρωμα.

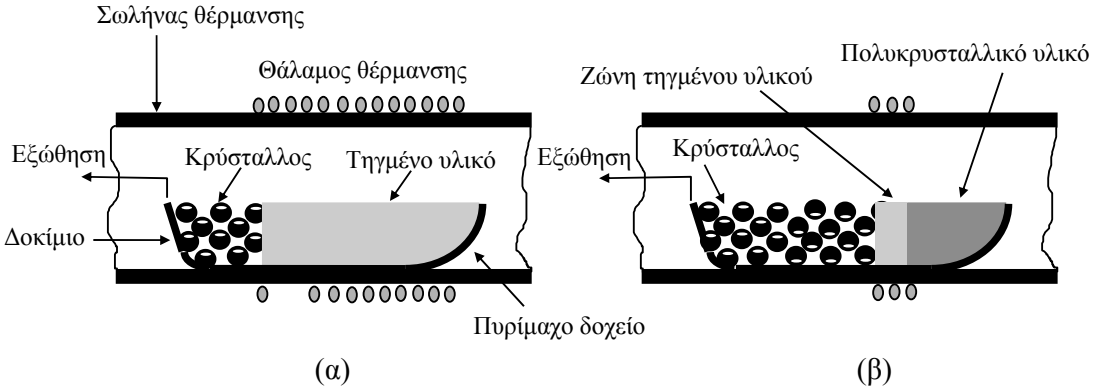
Η πρώτη λοιπόν από τις κατασκευαστικές αυτές φάσεις αφορά το πλέον βασικό συστατικό ενός ολοκληρωμένου κυκλώματος, το υπόστρωμα πάνω στο οποίο θα αναπτυχθεί. Ενώ για μερικούς ημιαγωγούς όπως το Si, και το GaAs (και εν μέρει το InP), οι τεχνικές ανάπτυξης κρυστάλλων έχουν φθάσει σε μεγάλη ωριμότητα, για τους περισσότερους ημιαγωγούς είναι εξαιρετικά δύσκολο να κατασκευάσουμε υποστρώματα μεγάλης επιφάνειας. Σκοπός των τεχνικών ανάπτυξης είναι η κατασκευή κυλινδρικών μονοκρυστάλλων με όσο το δυνατό μεγαλύτερες διαμέτρους και όσο το δυνατόν λιγότερα ελαττώματα. Στο Si οι διάμετροι των κυλινδρικών υποστρωμάτων φθάνουν σήμερα τα 30 cm και τα μήκη των κυλίνδρων πλησιάζουν τα 100 cm. Υποστρώματα μεγάλου μεγέθους ελαχιστοποιούν το κόστος κατασκευής, πράγμα ιδιαίτερα επιθυμητό για τη βιομηχανία των ημιαγωγών.

Για την ανάπτυξη των κυλινδρικών μονοκρυστάλλων ημιαγωγών ξεκινά κανείς από μια κατά το δυνατό καθαρή μορφή των στοιχείων που απαρτίζουν τον ημιαγωγό. Μια πολύ σημαντική τέτοια τεχνική ανάπτυξης είναι η τεχνική Czochralski (CZ). Στην τεχνική αυτή που φαίνεται στο Σχ. Α.1, το υψηλής καθαρότητας πολυκρυσταλλικό ημιαγωγικό υλικό σε υγρή μορφή, τοποθετείται μέσα σε πυρίμαχο κυλινδρικό δοχείο (χωνευτήρι). Η επιφάνεια του ημιαγωγού είναι σε θερμοκρασία λίγο ανώτερη από τη θερμοκρασία τήξης του ημιαγωγού. Στη συνέχεια, έρχεται σε επαφή με την επιφάνεια του ημιαγωγού, που είναι σε υγρή κατάσταση, ένα μικρό κομμάτι μονοκρυστάλλου, από το ίδιο ημιαγωγικό υλικό του δοχείου, το οποίο ονομάζεται "σπόρος" (seed). Ο μονοκρύσταλλος αυτός είναι στερεωμένος στην άκρη ενός άξονα και περιστρέφεται ενώ συγχρόνως ανεβαίνει με πολύ μικρή ταχύτητα. Καθώς η θερμότητα από τον λιωμένο ημιαγωγό βρίσκει διέξοδο από τον άξονα που είναι στερεωμένο το κομμάτι του μονοκρυστάλλου, ο λιωμένος ημιαγωγός αρχίζει και ψύχεται και ο κρύσταλλος αναπτύσσεται σε κυλινδρική μορφή. Η περιστροφή του μικρού μονοκρυστάλλου, αποτρέπει τη φυσική τάση του κρυστάλλου να αναπτύσσεται σε συγκεκριμένες διευθύνσεις, και επιβάλλει ομοιόμορφη ανάπτυξη του κρυστάλλου προς όλες τις διευθύνσεις. Κατά τη διάρκεια της διαδικασίας της ανάπτυξης, είναι δυνατό με προσθήκη προσμείξεων κατάλληλου τύπου να μετατραπεί ο τύπος του κρυστάλλου που αναπτύσσεται ήδη και να συνεχίσει από κάτω από το αρχικό η ανάπτυξη του δεύτερου αυτού τύπου. Με τον τρόπο αυτό ο τελικός μονοκρύσταλλος θα έχει δύο τμήματα, λ.χ. ένα τύπου p και ένα τύπου n. Μπορούμε επίσης να κατασκευάσουμε μονοκρυστάλλους συγκεκριμένης ειδικής αντίστασης (resistivity) ιδιαίτερα υψηλής, της τάξης $\sim 10^8$ Ω-cm σε σχέση με τη συνήθη ειδική αντίσταση που είναι $< 10^4$ Ω-cm, με προσθήκη κατά την κατεργασία χρωμίου και σιδήρου. Η τεχνική CZ έχει ευρεία εφαρμογή για το Si, το GaAs, και το InP και μπορεί να δώσει κυλινδρικούς μονοκρυστάλλους βάρους μέχρι 100 kg.



Σχ. Α.1. Σχηματικό διάγραμμα τεχνικής CZ ανάπτυξης μονοκρυστάλλων για την παραγωγή ημιαγωγικού υποστρώματος, [7].

Μια δεύτερη τεχνική ανάπτυξης χρησιμοποιεί το λιωμένο υλικό μέσα σε ένα δοχείο χαλαζία (quartz). Το υλικό μπορεί να αποτελείται από υψηλής καθαρότητας πολυκρυσταλλικό υλικό ή προσεκτικά μετρημένες ποσότητες στοιχείων που απαρτίζουν το σύνθετο ημιαγωγό που θα αναπτυχθεί. Το δοχείο θερμαίνεται μέχρις ότου το υλικό λιώσει και το μικρό κομμάτι μονοκρυστάλλου, που και εδώ χρησιμοποιείται, βραχεί. Το μικρό αυτό κομμάτι χρησιμοποιείται στη συνέχεια για να κρυσταλλώσει το υλικό, χαμηλώνοντας τη θερμοκρασία του δοχείου, ξεκινώντας από το σημείο που βρίσκεται το μικρό κομμάτι του μονοκρυστάλλου. Σε μια άλλη προσέγγιση, το δοχείο σπρώχνεται σε ένα φούρνο (ώστε να λιώσει το υλικό που περιέχει) και σιγά-σιγά τραβιέται προς τα έξω. Μπορούμε επίσης εναλλακτικά να κρατάμε το δοχείο σταθερό και να μεταβάλλουμε χρονικά τη θερμοκρασία του φούρνου ώστε να σχηματιστεί ο μονοκρύσταλλος. Το δοχείο τοποθετείται συνήθως οριζόντια. Όμως, ο μονοκρύσταλλος που αναπτύσσεται αποκτά σχήμα D. Υπάρχουν και παραλλαγές της μεθόδου με κατακόρυφη τοπολογία για παραγωγή κυλινδρικών μονοκρυστάλλων.



Σχ. Α.2. Σχηματικό διάγραμμα τεχνικής ανάπτυξης μονοκρυστάλλων για την παραγωγή ημιαγωγικού υποστρώματος, α) κρυσταλλοποίηση από το ένα άκρο του υλικού, β) τήξη και κρυσταλλοποίηση κατά κινούμενη ζώνη υλικού, [7].

Οι κύλινδροι που τελικά παράγονται κόβονται σε φέτες κυκλικές πάχους μερικών δεκάτων του χιλιοστού του μέτρου. Η κάθε φέτα χωρίζεται σε πλακίδια πάνω στο καθένα από τα οποία διαμορφώνεται το ολοκληρωμένο κύκλωμα. Η διαμόρφωση των ολοκληρωμένων

κυκλωμάτων γίνεται πάνω στη φέτα πριν κοπούν τα πλακίδια από τη φέτα αυτή, δηλαδή γίνεται συγχρόνως σε όλα μαζί.

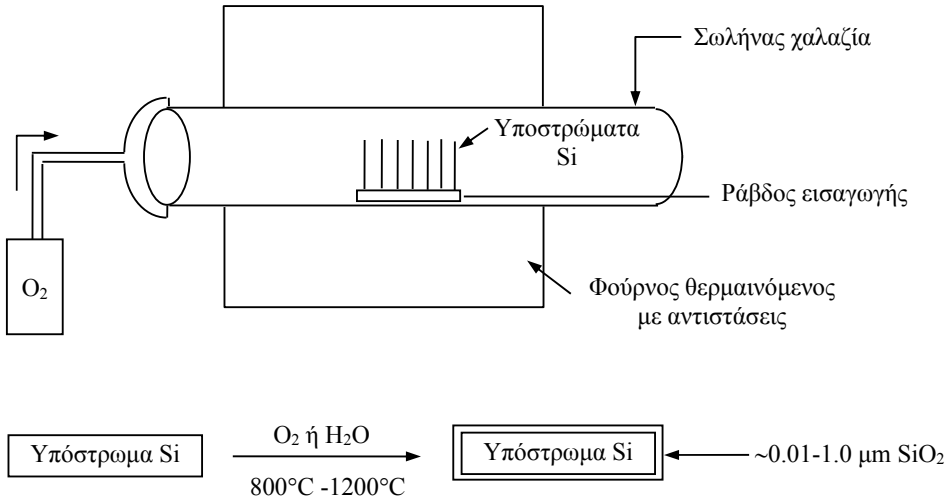
Η διαθεσιμότητα μονοκρυστάλλων υψηλής ποιότητας είναι άκρως απαραίτητη για κάθε είδους τεχνολογία ημιαγωγών. Δυστυχώς, εκτός από τα υλικά (Si, GaAs, InP) η ανάπτυξη κατάλληλων υποστρωμάτων από άλλα υλικά βρίσκεται ακόμα σε πολύ πρόωρο στάδιο. Αυτός είναι και ένας από τους σημαντικότερους λόγους που έχει καθυστερήσει η τεχνολογία των ημιαγωγών με μεγάλο ενεργειακό χάσμα για ηλεκτρονικές διατάξεις υψηλής ισχύος-υψηλής θερμοκρασίας, καθώς και για laser ημιαγωγού μικρών μηκών κύματος.

A.2. Οξείδωση (Oxidation)

Οι ξένες προσμείξεις που χρησιμοποιούνται για τη δημιουργία των νοθευμένων ημιαγωγών διαχέονται πολύ δυσκολότερα μέσα στο οξείδιο του πυριτίου (SiO_2) παρά στο ίδιο το πυρίτιο.

Από αυτό προκύπτει ένας απλός τρόπος να απομονωθεί ένα τμήμα της επιφάνειας ενός ημιαγωγικού δισκίου πυριτίου (wafer) από τη διάχυση ξένων προσμείξεων, όπου αυτό είναι επιθυμητό. Ο τρόπος είναι να καλυφθεί το μέρος της επιφάνειας που πρέπει να απομονωθεί με SiO_2. Η διαδικασία αυτή ονομάζεται οξείδωση.

Είναι δυνατό να δημιουργηθούν στρώματα SiO_2 ελεγχόμενου πάχους πάνω στο Si, κάνοντας το Si να αντιδράσει, είτε με οξυγόνο είτε με υδρατμούς, σε υψηλή θερμοκρασία. Η ανάπτυξη SiO_2 με χρήση O_2 και υδρατμών ονομάζεται ξηρά ή υγρή οξείδωση αντιστοίχως. Στο Σχ. A.3 φαίνεται μια τυπική διάταξη οξείδωσης με μια σύντομη εποπτική περιγραφή της διαδικασίας. Οι συνήθεις θερμοκρασίες οξείδωσης είναι από 800 °C ως 1200 °C, θερμοκρασίες που επιτυγχάνονται με θερμαινόμενες αντιστάσεις. Η θερμοκρασία της διαδικασίας ελέγχεται με ακρίβεια ±1 °C. Ο σωλήνας μέσα στον οποίο περιέχονται τα υποστρώματα πυριτίου είναι συνήθως φτιαγμένος από καθαρό τηγμένο χαλαζία. Κατά την ξηρά οξείδωση το αέριο οξυγόνο εισάγεται από την πίσω πλευρά του σωλήνα από χαλαζία. Η υγρή οξείδωση επιτυγχάνεται με τη μεταφορά υδρατμών από ένα λέβητα μέσω ενός αερίου (συνήθως Ar ή N_2) που διοχετεύεται στο λέβητα, ή με καύση O_2 και H_2 στην είσοδο του σωλήνα. Ο χρόνος που τα υποστρώματα θα παραμείνουν στο φούρνο εξαρτάται από τη θερμοκρασία του φούρνου, το επιθυμητό πάχος οξείδωσης, κλπ. Η όλη διαδικασία είναι συνήθως εντελώς αυτοματοποιημένη.



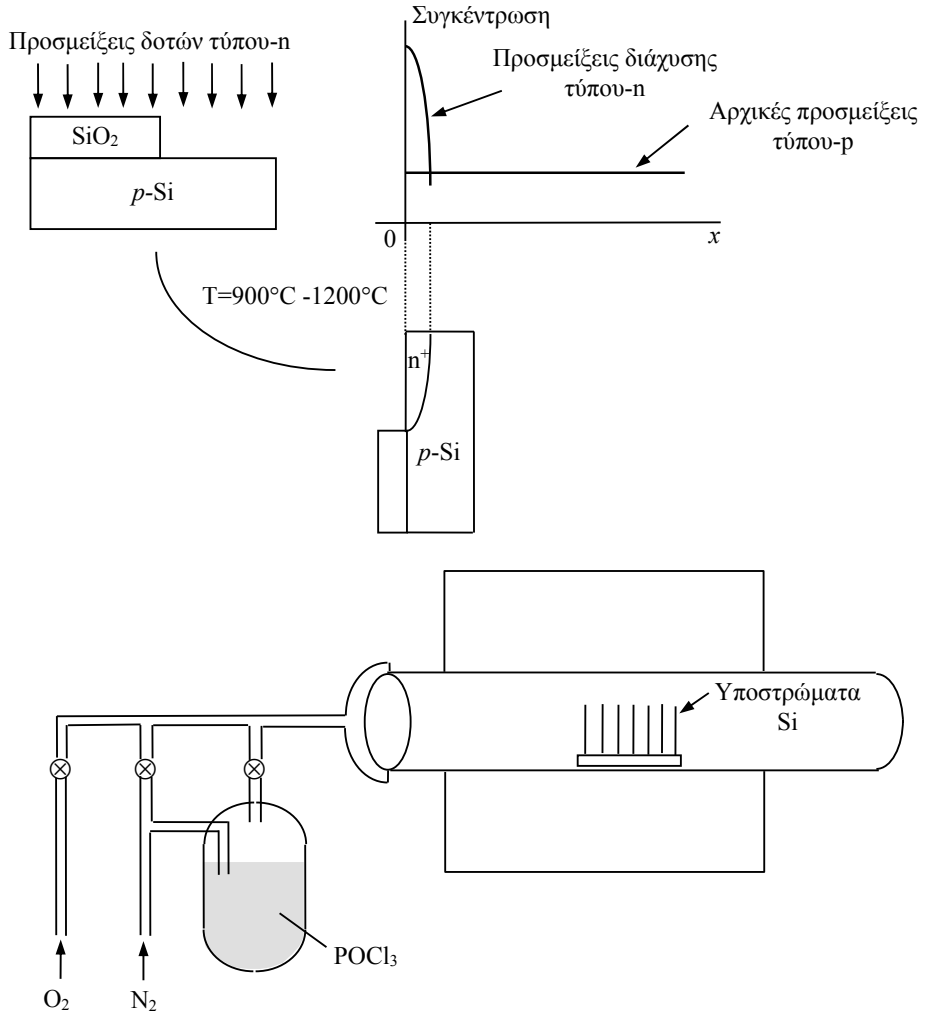
Σχ. A.3. α) Απλοποιημένο σχηματικό διάγραμμα συστήματος οξείδωσης, β) εποπτική περιγραφή της διαδικασίας, [5].

A.3. Διάχυση (Diffusion)

Η μέθοδος αυτή χρησιμοποιείται για να εισάγουμε προσμείξεις σε έναν ημιαγωγό. Στο Σχ. A.4 φαίνεται μια εποπτική περιγραφή της διαδικασίας. Ο ημιαγωγικός κρύσταλλος, λ.χ. ένα υπόστρωμα Si, εκτίθεται σε υγρή, ή αέρια ατμόσφαιρα που περιέχει άτομα της επιθυμητής

πρόσμειξης. Μια κατάλληλη χημική αντίδραση στην επιφάνεια του υποστρώματος παρέχει την αναγκαία ποσότητα ατόμων της πρόσμειξης ακριβώς στην επιφάνεια του κρυστάλλου. Σε υψηλές θερμοκρασίες, τα άτομα διαχέονται αργά σε περιοχές του ημιαγωγικού κρυστάλλου που δεν προστατεύονται από το SiO_2. Η διάχυση λαμβάνει χώρα διότι η συγκέντρωση των ατόμων προσμείξεων είναι μεγαλύτερη έξω από τον κρύσταλλο σε σχέση με το εσωτερικό του. Οι συγεντρώσεις προσμείξεων που επιτυγχάνονται με αυτή τη μέθοδο είναι πολύ υψηλές (μέχρι 10^{21} /cm^3), και έτσι η επιφάνεια του κρυστάλλου αποκτά τον χαρακτήρα τύπου *p* ή *n* που της προσδίδουν τα διαχεόμενα άτομα.

Η διάχυση συνήθως πραγματοποιείται σε ένα σύστημα ανοικτού σωλήνα παρόμοιο με αυτό της οξείδωσης. Οι θερμοκρασίες στις οποίες πραγματοποιείται ποικίλλουν από 900 °C ως 1200 °C. Στο παράδειγμα του σχήματος, το αέριο N_2 διέρχεται μέσω ενός βραστήρα που περιέχει χλωριούχο φώσφορο ($POCl_3$), ο οποίος είναι υγρός σε θερμοκρασία δωματίου. Το N_2 αποσπά ατμούς από το βραστήρα και τους μεταφέρει στο σωλήνα που θερμαίνεται μέσα στο φούρνο. Το μικρό ποσοστό O_2 που εισάγεται αντιδρά με το $POCl_3$ και επικάθεται P_2O_5 στην επιφάνεια του κρυστάλλου Si, και το Si με τη σειρά του αντιδρά με το P_2O_5 απελευθερώνοντας άτομα φωσφόρου τα οποία διαχέονται μέσα στο πυρίτιο. Για να αποφύγουμε σχηματισμό ανεπιθύμητων ενώσεων στην επιφάνεια του κρυστάλλου, συνήθως ακολουθεί ένα δεύτερο βήμα όπου διακόπτεται η πηγή των προσμείξεων, αυξάνεται η θερμοκρασία του φούρνου και οι προσμείξεις που έχουν ήδη εισαχθεί εισχωρούν βαθύτερα στον κρύσταλλο. Στη διαδικασία αυτή που έχει δύο βήματα, το πρώτο βήμα ονομάζεται *προαπόθεση* (predeposition), ενώ το δεύτερο βήμα στο οποίο διακόπτεται η πηγή, *εισχώρηση* (drive-in).



Σχ. Α.4. Σχηματικό διάγραμμα διαχύσεως φωσφόρου σε πυρίτιο, [5].

Η συγκέντρωση των προσμείξεων συναρτήσει της θέσης μέσα στον ημιαγωγό μπορεί να υπολογιστεί από τις σχέσεις

$$N_1(x,t_1) = N_0 \mathrm{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{Dt_1}}\right)$$ μετά την προαπόθεση A.1

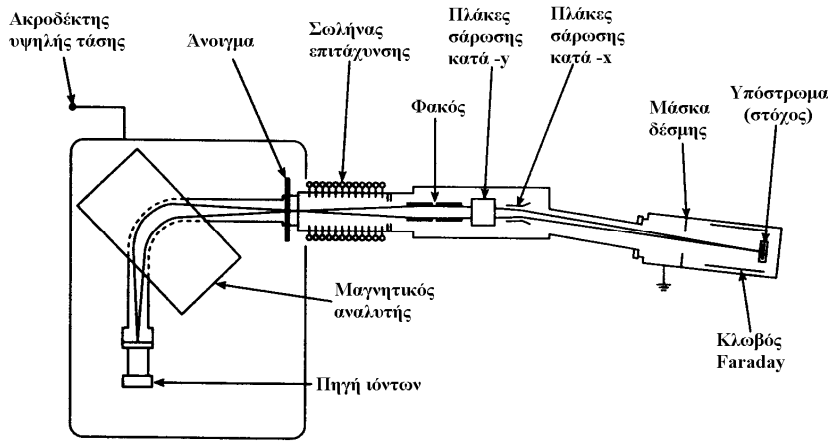
$$N_2(x,t_2) = N_0\left(\frac{2}{\pi}\sqrt{\frac{D_1t_1}{D_2t_2}}\right)e^{-(x/2\sqrt{D_2t_2})^2}$$ μετά την εισχώρηση A.2

$$D_2t_2 >> D_1t_1$$

Τα σύμβολα 1 και 2 αναφέρονται στην προαπόθεση και εισχώρηση αντίστοιχα, και x είναι η απόσταση μέσα στον ημιαγωγό όπως αυτή μετράται από την επιφάνειά του, N(x,t) είναι η συγκέντρωση προσμείξεων σε βάθος x μετά από χρονικό διάστημα t, N_0 είναι η συγκέντρωση στη θέση x=0 κατά την προαπόθεση, D είναι η σταθερά διαχύσεως για τη συγκεκριμένη πρόσμειξη και θερμοκρασία, και t είναι η χρονική διάρκεια της διαχύσεως.

A.4. Εμφύτευση Ιόντων (Ion Implantation)

Η εμφύτευση ιόντων αποτελεί μια εναλλακτική μέθοδο για εισαγωγή προσμείξεων στην επιφάνεια ενός ημιαγωγού. Στη μέθοδο αυτή, η πρόσμειξη εισάγεται στον ημιαγωγό δημιουργώντας πρώτα ιόντα της πρόσμειξης, στη συνέχεια επιταχύνοντάς τα σε υψηλές κινητικές ενέργειες από 5 keV έως 1 MeV, και τελικά βομβαρδίζοντας τον ημιαγωγό με τη δέσμη αυτή των ιόντων. Τα ιόντα μετατοπίζουν τα άτομα του ημιαγωγού κατά την πορεία τους μέσα σ' αυτόν και τελικά "ηρεμούν" σε τυχαίες θέσεις του κρυσταλλικού πλέγματος. Ακολουθεί θέρμανση του ημιαγωγού για να αποκατασταθεί η δομή του κρυσταλλικού πλέγματος και να τοποθετηθούν οι προσμείξεις στις σωστές θέσεις, που αντιστοιχούν σε θέσεις ατόμων του ημιαγωγού τα οποία εκτοπίστηκαν.



Σχ.Α.5. Απλοποιημένη σχηματικό διάγραμμα συστήματος εμφύτευσης ιόντων, [5].

Στο Σχ. Α.5 φαίνεται ένα σχηματικό διάγραμμα συστήματος εμφύτευσης ιόντων. Τα ιόντα της επιθυμητής πρόσμειξης δημιουργούνται στην πηγή ιόντων που φαίνεται στα αριστερά. Τα ιόντα στη συνέχεια επιταχύνονται στο μαγνητικό αναλυτή όπου ανεπιθύμητα ιόντα, που επίσης παράγονται στην πηγή ιόντων, απομακρύνονται. Η δέσμη που τελικά προκύπτει επιταχύνεται στο επιθυμητό δυναμικό λειτουργίας, εστιάζεται, και τελικά σαρώνει την επιφάνεια του υποστρώματος. Η σάρωση επιτυγχάνεται είτε ηλεκτροστατικά, είτε μηχανικά μετακινώντας το υπόστρωμα, ή με συνδυασμό και των δύο μεθόδων. Μια ηλεκτρική επαφή στο υπόστρωμα επιτρέπει τη ροή ηλεκτρονίων ώστε να αδρανοποιούνται οι εμφυτευμένες προσμείξεις. Όπως και στη μέθοδο διαχύσεως, τμήματα του υποστρώματος μπορούν να προστατευθούν από τη δέσμη ιόντων αν επικαλυφθούν με λεπτά φιλμ SiO_2, Si_3N_4, φωτορητίνης και Al.

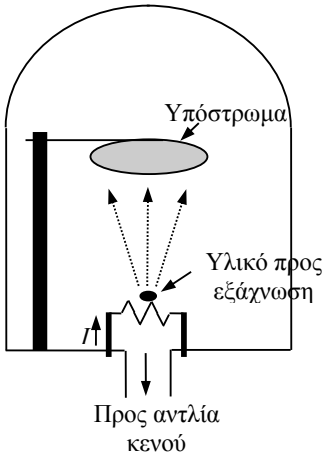
Η εμφύτευση ιόντων έχει σημαντικά πλεονεκτήματα σε σχέση με τη μέθοδο της διαχύσεως. Είναι κατ' αρχήν μια διαδικασία που γίνεται σε θερμοκρασία δωματίου. Η θέρμανση που χρειάζεται μετά το πέρας της εμφύτευσης αποτελεί ούτως ή άλλως ένα βήμα που θα πραγματοποιηθεί σε κάποια από τις επόμενες φάσεις κατεργασίας μέχρις ότου σχηματιστεί το ολοκληρωμένο κύκλωμα, λ.χ. ένα βήμα οξείδωσης. Έτσι, η έκταση των προσμείξεων μέσα στον ημιαγωγό είναι αυστηρά καθορισμένη και αποφεύγεται η ανεπιθύμητη εξάπλωσή τους. Με την εμφύτευση ιόντων επίσης μπορούμε πρακτικά να επιτύχουμε προσμείξεις οποιουδήποτε υλικού σε οποιοδήποτε υπόστρωμα, πράγμα που δεν είναι προφανές με τη μέθοδο διαχύσεως. Τέλος, είναι δυνατόν να επιτύχουμε πολύ μικρά βάθη προσμείξεων και έτσι να αποφύγουμε τη φάση της προαπόθεσης που είναι απαραίτητη στη διάχυση, ή να κατασκευάσουμε πολύ λεπτές επαφές που είναι απαραίτητες σε μοντέρνες δομές.

Α.5. Εναπόθεση Λεπτών-Φιλμ

Προκειμένου να συνδέσουμε τις ημιαγωγικές μας διατάξεις με τον "έξω κόσμο" απαιτείται η εναπόθεση ενός μεταλλικού στρώματος που θα αποτελέσει τη μεταλλική επαφή της διάταξης. Για την ακρίβεια, τα ολοκληρωμένα κυκλώματα έχουν τρία και συχνά τέσσερα μεταλλικά στρώματα ηλεκτρικά απομονωμένα μεταξύ τους. Η ηλεκτρική απομόνωση των στρωμάτων αυτών απαιτεί την εναπόθεση ενδιάμεσων διηλεκτρικών στρωμάτων. Λεπτά φιλμ εναποθέτονται επίσης για να εμποδίσουν τη διάχυση υλικών από τη μια περιοχή στην άλλη και για να προστατεύσουν τη διάταξη ή το κύκλωμα από μόλυνση. Στη συνέχεια, εξετάζουμε τις κυριότερες μεθόδους εναπόθεσης λεπτών φιλμ.

Α.5.1. Εξάχνωση (Evaporation)

Η εξάχνωση είναι μία από τις παλιότερες μεθόδους εναπόθεσης λεπτών φιλμ. Όπως φαίνεται στο Σχ. Α.6, το υλικό το οποίο πρόκειται να εναποτεθεί τοποθετείται πάνω από μία θερμαινόμενη με αντιστάσεις διάταξη στο εσωτερικό ενός θαλάμου κενού από αέρα. Για να εξαχνώσουμε, λ.χ. Al, τοποθετούμε ένα μικρό κομμάτι από σύρμα Al, και το υπόστρωμα πάνω στο οποίο θα εναποτεθεί το φιλμ τοποθετείται μέσα στο θάλαμο αντικρυστά από το σύρμα Al. Στη συνέχεια τροφοδοτείται με ηλεκτρική ισχύ η θερμαντική αντίσταση, και το Al εξαχνώνεται. Λόγω της μειωμένης πίεσης στο θάλαμο, το εξαχνωμένο Al ταξιδεύει προς το υπόστρωμα και εναποτίθεται στην επιφάνειά του σαν λεπτό φιλμ.

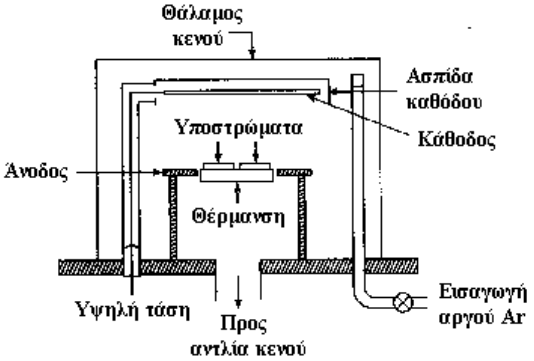


Σχ. Α.6. Σχηματικό διάγραμμα συστήματος εξάχνωσης, [5].

Η μέθοδος είναι επιδεκτική σε μολύνσεις των υλικών. Για το λόγο αυτό, συχνά προτιμάται η εξάχνωση με δέσμη ηλεκτρονίων, μία παραλλαγή της μεθόδου όπου το μέταλλο θερμαίνεται από μια δέσμη ηλεκτρονίων. Βέβαια, και η μέθοδος αυτή έχει ένα μειονέκτημα, ότι καταπονεί το υπόστρωμα διότι παράγει ακτίνες-Χ. Για τους λόγους αυτούς, η εξάχνωση σπανίως χρησιμοποιείται πια, αν και σε διατάξεις που τα προβλήματα που αναφέρθηκαν δεν θεωρούνται σημαντικά μπορεί κάλλιστα να χρησιμοποιηθεί.

A.5.2. Sputtering

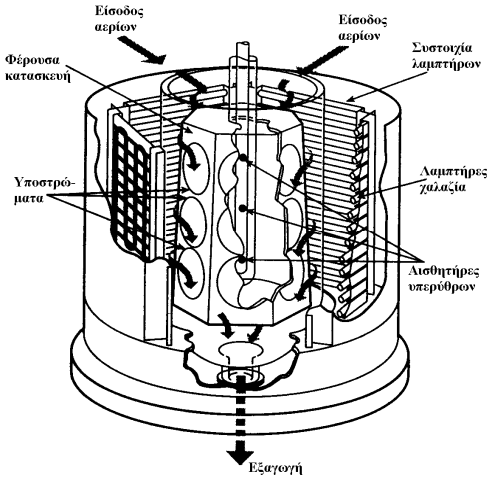
Το sputtering όπως και η εξάχνωση, πραγματοποιείται σε ένα θάλαμο κενού. Το υλικό που θα σχηματίσει λεπτό φιλμ και το υπόστρωμα τοποθετούνται σε παράλληλα αντικρυστά πλακίδια, τα οποία συνδέονται με τροφοδοσία υψηλής τάσης όπως φαίνεται στο Σχ. Α.7. Κατά τη διάρκεια της εναπόθεσης εκκενώνεται πρώτα ο θάλαμος από αέρα, και στη συνέχεια, εισάγεται υπό χαμηλή πίεση ένα αέριο, συνήθως Ar. Εφαρμόζοντας υψηλή τάση, ιονίζεται το Ar και δημιουργείται πλάσμα μεταξύ των πλακιδίων. Εφόσον, το πλακίδιο που είναι καλυμμένο με το υλικό της απόθεσης διατηρείται σε αρνητική τάση σε σχέση με το υπόστρωμα, τα ιόντα Ar^+ επιταχύνονται προς το πλακίδιο με το υλικό της απόθεσης. Τα προσπίπτοντα ιόντα Ar^+ προκαλούν την έξοδο ατόμων ή μορίων του υλικού της απόθεσης, και δεδομένου ότι αυτά τα άτομα ή μόρια είναι ηλεκτρικά ουδέτερα, ταξιδεύουν προς το υπόστρωμα όπου εναποτίθενται και σχηματίζουν το λεπτό φιλμ. Η μέθοδος πραγματοποιείται σε θερμοκρασία δωματίου και εξασφαλίζει ελάχιστη μόλυνση του φιλμ από ανεπιθύμητα άτομα, και αποτελεί την πλέον δημοφιλή μέθοδο εναπόθεσης Al και άλλων μετάλλων.



Σχ. Α.7. Σχηματικό διάγραμμα συστήματος sputtering, [5].

A.5.3. Χημική Εναπόθεση Αερίων (Chemical Vapor Deposition, CVD)

Στη μέθοδο αυτή το λεπτό φιλμ σχηματίζεται από την αέρια φάση ενός ή περισσότερων στοιχείων. Είτε αποσυντίθεται μια σύνθετη ουσία και κάποιο από τα προϊόντα της αποσύνθεσης σχηματίζει το λεπτό φιλμ, είτε λαμβάνει χώρα μια αντίδραση μεταξύ των αερίων που το προϊόν της είναι το λεπτό φιλμ που εναποτίθεται στην επιφάνεια του υποστρώματος.



Σχ. Α.8. Τομή ενός κυλινδρικού αντιδραστήρα CVD. Τα υποστρώματα τοποθετούνται κάθετα και θερμαίνονται από το φως των λαμπτήρων χαλαζία που περιβάλλουν το θάλαμο. Τα αντιδραστήρια αέρια εισέρχονται από την κορυφή, ρέουν κατά μήκος των υποστρωμάτων, και εξέρχονται ομοαξονικά από τον πυθμένα, [5].

Διακρίνονται τρεις κατηγορίες της μεθόδου χημικής εναπόθεσης αερίων. Είναι: η μέθοδος *ατμοσφαιρικής πίεσης* (Atmospheric Pressure CVD: APCVD), η μέθοδος *χαμηλής πίεσης* (Low Pressure CVD: LPCVD), και η *μέθοδος πλάσματος* (Plasma-Enhanced CVD: PECVD). Η πρώτη μέθοδος μπορεί να πραγματοποιηθεί με σχετικά απλές διατάξεις. Η δεύτερη, παρέχει καλύτερης ποιότητας επιφανειακά φιλμ και μικρότερη κατανάλωση αερίων. Στην τρίτη μέθοδο, τα ηλεκτρόνια του πλάσματος προσφέρουν κινητική ενέργεια στα αέρια της αντίδρασης, επιταχύνοντας κατ' αυτόν τον τρόπο τις αντιδράσεις και επιτρέποντας χαμηλές θερμοκρασίες εναπόθεσης.

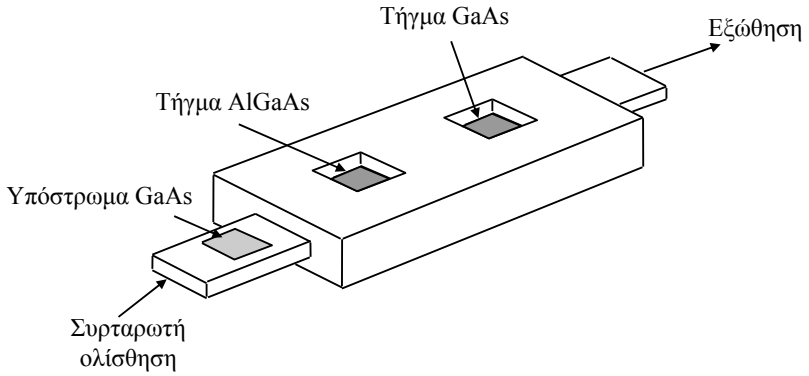
Στο Σχ. Α.8 φαίνεται το σχηματικό διάγραμμα ενός τυπικού αντιδραστήρα CVD. Η μέθοδος CVD χρησιμοποιείται για την κατασκευή μασκών και διηλεκτρικών φιλμ που χρειάζονται στο σχηματισμό των ολοκληρωμένων κυκλωμάτων. Επίσης, είναι κατάλληλη για την εναπόθεση πολυκρυσταλλικού Si, το οποίο παίζει το ρόλο μετάλλου όταν είναι έντονα νοθευμένο.

Α.6. Μέθοδοι Επιταξίας (Epitaxial Crystal Growth)

Η επιταξία είναι μια ειδική μορφή εναπόθεσης λεπτών φιλμ. Ενώ οι μέθοδοι που μέχρι τώρα περιγράψαμε, δίνουν είτε άμορφα είτε πολυκρυσταλλικά φιλμ, η επιταξία δίνει κρυσταλλικά στρώματα τα οποία ουσιαστικά είναι μια προέκταση του κρυσταλλικού πλέγματος του υποστρώματος πάνω στο οποίο γίνεται η επιταξία. Από την ιδιότητα αυτή προέρχεται και ο όρος "επιταξία", δηλαδή η "σε τάξη" προέκταση του κρυσταλλικού υποστρώματος. Οι τεχνικές επιταξίας έχουν πολύ αργό ρυθμό ανάπτυξης (σχεδόν ένα ατομικό στρώμα ανά δευτερόλεπτο), πράγμα που επιτρέπει να ελέγχουμε με μεγάλη ακρίβεια τις διαστάσεις κατά τη διεύθυνση της ανάπτυξης των κρυσταλλικών φιλμ. Πράγματι, με τις τεχνικές επιταξίας μπορούμε σήμερα να πετύχουμε έλεγχο σε ατομικό επίπεδο (δηλ. της τάξης 3 Å) κατά τη διεύθυνση ανάπτυξης. Με τις τεχνικές επιταξίας μπορούμε επίσης να πετύχουμε και την εισαγωγή νοθεύσεων. Μπορεί κανείς συμπερασματικά να πεί, ότι χωρίς τις προόδους που έχουν συντελεστεί με τις τεχνικές επιταξίας τα περισσότερα σημερινά επιτεύγματα της φυσικής των ημιαγωγών δεν θα είχαν πραγματοποιηθεί. Στη συνέχεια, θα εξετάσουμε συνοπτικά τις σπουδαιότερες από τις μεθόδους αυτές.

Α.6.1. Επιταξία Υγρής Φάσης (Liquid Phase Epitaxy, LPE)

Η μέθοδος αυτή ήταν από τις σημαντικότερες μέχρι τη δεκαετία του '70 όπου και άρχισε σταδιακά να αντικαθίσταται από άλλες τεχνικές. Η LPE χρησιμοποιείται όμως ακόμα για ανάπτυξη κρυστάλλων όπως ο HgCdTe για φωρατές μεγάλων μηκών κύματος και ο AlGaAs για laser. Η LPE είναι μία τεχνική κατά την οποία το υπόστρωμα τοποθετείται μέσα σε ένα δοχείο από χαλαζία ή γραφίτη και καλύπτεται από υγρό του κρυστάλλου ο οποίος πρόκειται να αναπτυχθεί πάνω στο υπόστρωμα. Το υγρό μπορεί επίσης να περιέχει προσμείξεις που θέλουμε να εισάγουμε στον κρύσταλλο.



Σχ. Α.9. Σχηματικό διάγραμμα ανάπτυξης με LPE κρυστάλλων AlGaAs και GaAs. Η θήκη μετακινεί το υπόστρωμα ώστε κάθε φορά να έρθει σε επαφή με τον κατάλληλο κρύσταλλο ο οποίος είναι σε υγρή μορφή, [7].

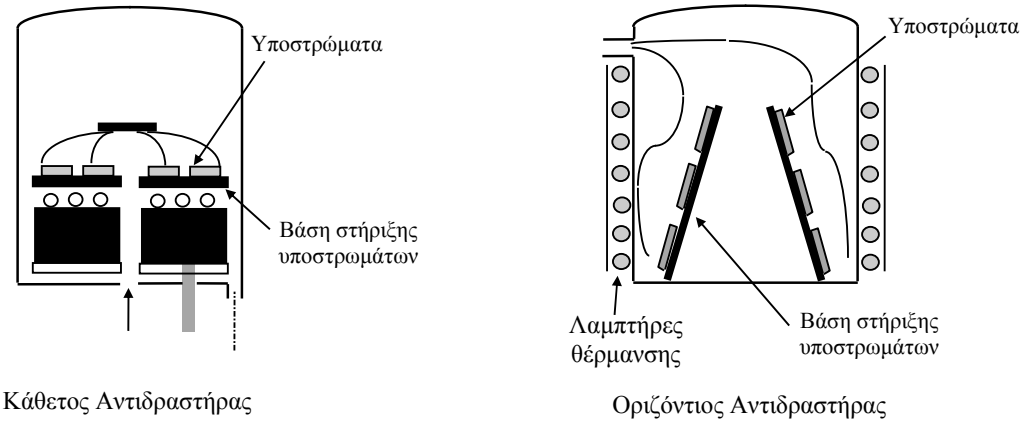
Η LPE χρησιμοποιείται για ανάπτυξη κραμάτων, όμως θα πρέπει τα κρυσταλλικά πλέγματα να ταιριάζουν, ενώ είναι σχεδόν αδύνατη η ανάπτυξη κρυστάλλων που η διεπαφή τους με το υπόστρωμα πρέπει να είναι απότομη. Εάν όμως η διεπαφή επιτρέπεται να είναι διαβαθμισμένη σε απόσταση 10-20 Å, τότε η LPE προσφέρεται σαν αξιόπιστη μέθοδος. Δεδομένου δε ότι, τέτοιες διεπαφές θεωρούνται ποιοτικά ανεκτές σε πολλές εφαρμογές, και αφού η LPE είναι μια σχετικά φθηνή τεχνική ανάπτυξης, βρίσκει τελικά χρήση σε αρκετές εμπορικές εφαρμογές.

Α.6.2. Επιταξία Αέριας Φάσης (Vapor Phase Epitaxy, VPE)

Σε μια μεγάλη κατηγορία τεχνικών επιταξίας, τα στοιχεία που θα σχηματίσουν την κρυσταλλική εναπόθεση φθάνουν στην επιφάνεια του ημιαγωγού σε αέρια μορφή. Εάν τα άτομα ή τα μόρια που προσπίπτουν στο υπόστρωμα μπορούν να εναποτεθούν με τρόπο που να μην διαταράσσεται η τάξη του κρυσταλλικού πλέγματος του υποστρώματος, τότε μπορούμε να επιτύχουμε επιταξιακή ανάπτυξη κρυστάλλων. Η τεχνική VPE χρησιμοποιείται κυρίως για ομοεπιταξία, δηλ. για επιταξία του ίδιου τύπου ημιαγωγικού κρυστάλλου με το υπόστρωμα. Έστω, για παράδειγμα, η μέθοδος VPE για το Si. Το Si μαζί με τις ενώσεις SiH_4, ή SiH_2Cl_2, ή $SiHCl_3$, ή $SiCl_4$ διαλύεται σε υδρογόνο και εισάγεται στον αντιδραστήρα στον οποίο έχουν τοποθετηθεί υποστρώματα σε υψηλή θερμοκρασία, όπως φαίνεται στο Σχ. Α.10. Η πυρόλυση του SiH_4 δίνει πυρίτιο ενώ τα αέρια που περιέχουν χλώριο αντιδρούν για να δώσουν $SiCl_2$, HCl και άλλες ενώσεις πυριτίου-υδρογόνου-χλωρίου. Η αντίδραση

$$2SiCl_2 \leftrightarrow Si + SiCl_4 \qquad \text{A.3}$$

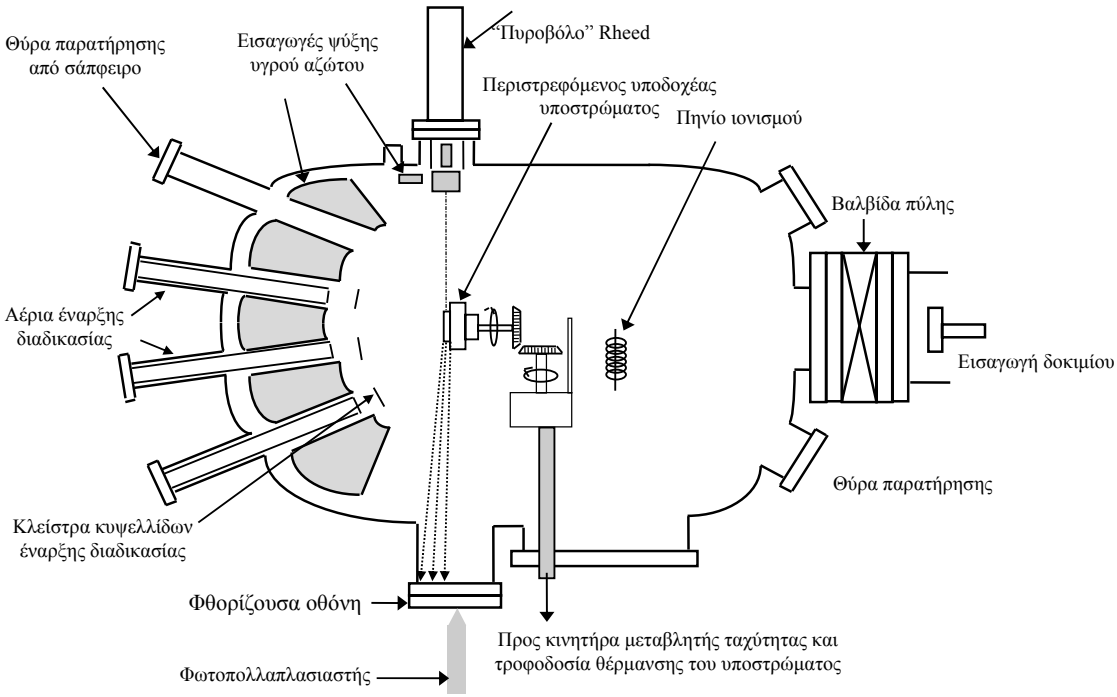
δίνει τελικά Si. Μπορούν επίσης να εισαχθούν προσμείξεις προσθέτοντας τις αναγκαίες κατάλληλες ενώσεις στα αντιδρώντα σώματα. Ένα σημαντικό θέμα είναι αυτό της ασφάλειας, διότι το υδρογόνο που παράγεται κατά την εναπόθεση μπορεί να εκραγεί όταν έρθει σε επαφή με οξυγόνο. Επίσης, σχεδόν όλα τα αντιδραστήρια είναι ιδιαίτερα τοξικά. Η μέθοδος VPE μπορεί να χρησιμοποιηθεί και με άλλους ημιαγωγούς χρησιμοποιώντας βέβαια κατάλληλα αντιδραστήρια.



Σχ. Α.10. Αντιδραστήρες ανάπτυξης VPE, [7].

Α.6.3. Επιταξία Μοριακής Δέσμης (Molecular Beam Epitaxy, MBE)

Η MBE είναι μία από τις σπουδαιότερες τεχνικές επιταξίας. Όλοι σχεδόν οι ημιαγωγοί είναι δυνατό να αναπτυχθούν με αυτή τη μέθοδο. Η MBE είναι μία τεχνική που πραγματοποιείται σε κενό αέρα (~10^{-11} torr) στην οποία ειδικά πυρίμαχα δοχεία (χωνευτήρια) που περιέχουν τα διάφορα στοιχεία που θα αναπτυχθούν τοποθετούνται μέσα στο θάλαμο ανάπτυξης, (βλ. Σχ. Α.11). Τα στοιχεία που περιέχονται μέσα στα δοχεία αποτελούν τα συστατικά του κρυστάλλου που θα αναπτυχθεί καθώς και τις προσμείξεις που μπορεί να προστεθούν. Όταν θερμανθεί κάποιο από τα δοχεία, άτομα ή μόρια του υλικού εξαχνώνονται, και ταξιδεύοντας σε ευθείες γραμμές προσπίπτουν στο θερμαινόμενο υπόστρωμα.



Σχ. Α.11. Σχηματικό διάγραμμα θαλάμου ανάπτυξης MBE, [7].

Ο ρυθμός ανάπτυξης με την MBE είναι ~ 1.0 μονοατομικό στρώμα ανά sec, πράγμα που επιτρέπει μεταγωγή της σύνθεσης του αναπτυσσόμενου κρυστάλλου με ακρίβεια ενός ατομικού επιπέδου. Επειδή δε, δεν συμβαίνουν χημικές αντιδράσεις μέσα στο θάλαμο της MBE, η ανάπτυξη είναι εξαιρετικά απλή και απόλυτα ελεγχόμενη. Είναι όμως απαραίτητη η επίτευξη απόλυτου, κατά το δυνατόν, κενού. Τα τοιχώματα του θαλάμου ανάπτυξης συνήθως ψύχονται με υγρό N_2 ώστε να μην επιτρέπεται στα άτομα ή τα μόρια να εξέρχονται από τα τοιχώματα. Η εξαιρετικά χαμηλή πίεση μέσα στο θάλαμο επιτρέπει τη χρήση δέσμης ηλεκτρονίων για την παρακολούθηση του αναπτυσσόμενου κρυστάλλου. Η τεχνική αυτή βασίζεται στη σκέδαση της δέσμης ηλεκτρονίων από τον αναπτυσσόμενο κρύσταλλο και την παρακολούθηση σε μια οθόνη της ποιότητας και της διαδικασίας της επιταξίας από στρώμα σε στρώμα. Η τεχνική MBE είναι σχετικά ασφαλής και είναι η πλέον συνήθης επιλογή για την πραγματοποίηση όλων των νέων ιδεών που εμφανίζονται στη φυσική ετεροδομών (hetero-structure physics).

Α.6.4. Χημική Αέρια Εναπόθεση Μεταλλικών Οργανικών Ενώσεων (Metal Organic Chemical Vapor Deposition, MOCVD)

Η μέθοδος αυτή είναι εξίσου σημαντική με την προηγούμενη και χρησιμοποιείται κατά κόρον για επιταξία. Όπως και η MBE, επιτυγχάνει απότομες διεπαφές μεταξύ ημιαγωγών σε διαστάσεις ενός ατομικού επιπέδου. Στο Σχ. Α.12 φαίνεται το σχηματικό διάγραμμα μιας τυπικής τέτοιας διάταξης. Αντίθετα, με την MBE, τα αέρια που χρησιμοποιούνται δεν απαρτίζονται από απλά στοιχεία, αλλά είναι πολύπλοκα μόρια που περιέχουν στοιχεία όπως το Ga ή το As για να σχηματιστεί ο κρύσταλλος. Έτσι, η ανάπτυξη εξαρτάται από τις χημικές αντιδράσεις που πραγματοποιούνται στη θερμαινόμενη επιφάνεια του υποστρώματος. Για παράδειγμα, κατά την ανάπτυξη GaAs συχνά χρησιμοποιούμε $Ga(CH_3)_3$ και AsH_3 και η ανάπτυξη του κρυστάλλου εξαρτάται από την αντίδραση

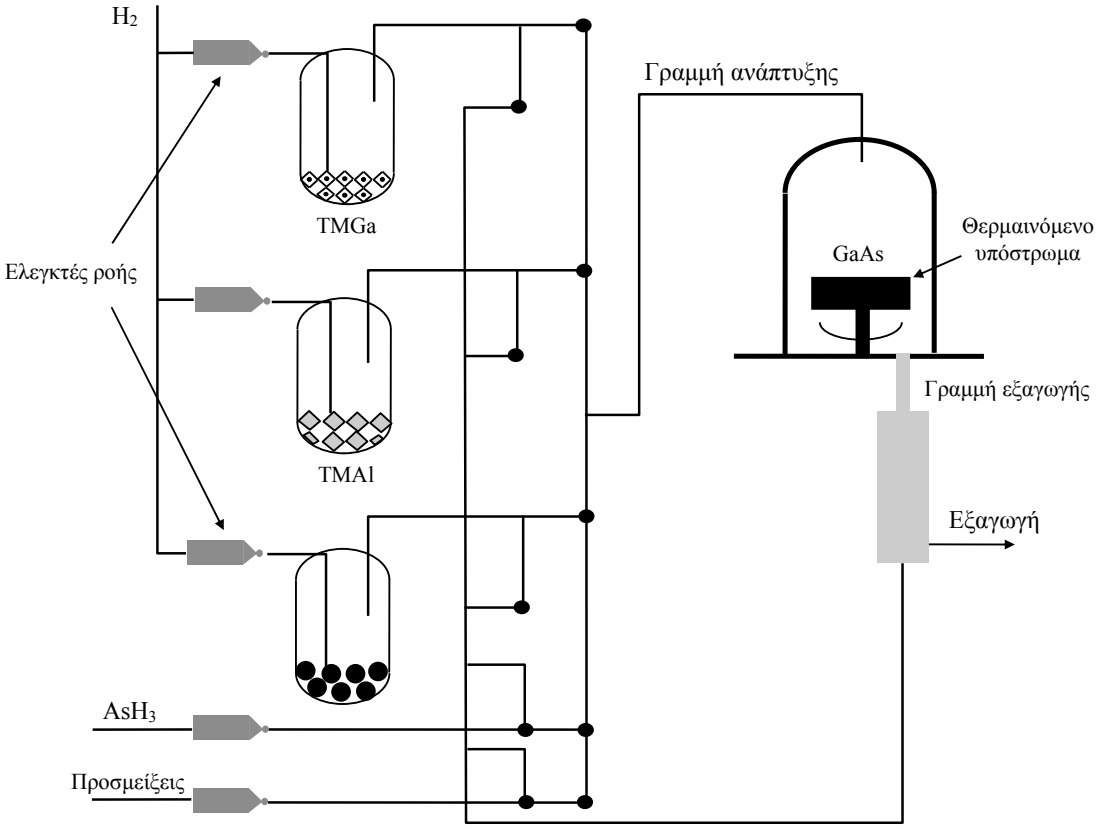
$$Ga(CH_3)_3 + AsH_3 \leftrightarrow GaAs + 3CH_4 \qquad \text{A.4}$$

Ένα πλεονέκτημα της ανάπτυξης μέσω χημικής αντίδρασης είναι ότι μπορεί κανείς να χρησιμοποιήσει τοπικό έλεγχο της θερμοκρασίας για να επιτύχει εντοπισμένη ανάπτυξη σε ένα τμήμα του υποστρώματος. Τοπική ανάπτυξη μέσω δέσμης laser είναι επίσης δυνατή για

μερικά υλικά και μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να κατασκευαστούν εντελώς νέες δομές. Τέτοια εντοπισμένη ανάπτυξη είναι πολύ δύσκολη στην MBE.

Υπάρχουν δύο κυρίως παραλλαγές της MOCVD. Η ατμοσφαιρική MOCVD όπου ο θάλαμος ανάπυξης είναι στη συνήθη ατμοσφαιρική πίεση. Αν και έτσι αποφεύγει τα προβλήματα με τη δημιουργία κενού που έχει η MBE, χρειάζονται μεγάλες ποσότητες αερίων για να γίνει σωστά η ανάπτυξη. Στην MOCVD χαμηλής πίεσης, η πίεση διατηρείται πολύ χαμηλή αλλά ο ρυθμός ανάπτυξης είναι τότε πολύ χαμηλός, όπως και στην MBE, και ο έλεγχος των διαστάσεων εξαιρετικός.

Λόγω των ιδιαίτερα τοξικών αερίων που παράγονται, απαιτούνται αυστηρότατα μέτρα ασφαλείας για να αποφευχθούν θανατηφόρα ατυχήματα. Ας σημειωθεί επίσης, ότι υπάρχει και μία τρίτη μέθοδος, που είναι συνδυασμός της MBE και της MOCVD, και ονομάζεται MOMBE (Metal Organic MBE) και συνδυάζει ό,τι καλύτερο προσφέρουν οι δύο αυτές μέθοδοι. Τέλος, αξίζει να αναφερθεί ότι στην MBE πρέπει κανείς να ανοίξει τον θάλαμο για να τοποθετήσει τα υλικά που θα αναπτυχθούν, ενώ στην MOCVD αυτό αποφεύγεται και χρειάζεται μόνο αλλαγή των φιαλών που περιέχουν τα αέρια.



TMGa: Γάλλιο που περιέχει οργανικό μείγμα
TMAl: Αλουμίνιο που περιέχει οργανικό μείγμα
AsH_3: Αρσενικό που περιέχει μείγμα

Σχ. Α.12. Σχηματικό διάγραμμα συστήματος MOCVD για ανάπυξη σε κρύσταλλο GaAs, [7].

Α.7. Λιθογραφία

Αναφερθήκαμε μέχρι τώρα συχνά στην ανάγκη να καλύπτονται ορισμένες περιοχές του ημιαγωγικού υποστρώματος ώστε να επιτύχουμε επιλεκτική διάχυση ή εμφύτευση ιόντων σε συγκεκριμένες περιοχές. Η επιλεκτική αφαίρεση τμημάτων ενός λεπτού φιλμ από την επιφάνεια του υποστρώματος, η δημιουργία μεταλλικών ή διηλεκτρικών ενώσεων, και γενικότερα ο έλεγχος και η απεικόνιση στην επιφάνεια του υποστρώματος της μορφής που πρέπει να έχει το ολοκληρωμένο κύκλωμα, επιτυγχάνεται με τη μέθοδο της φωτολιθογραφίας.

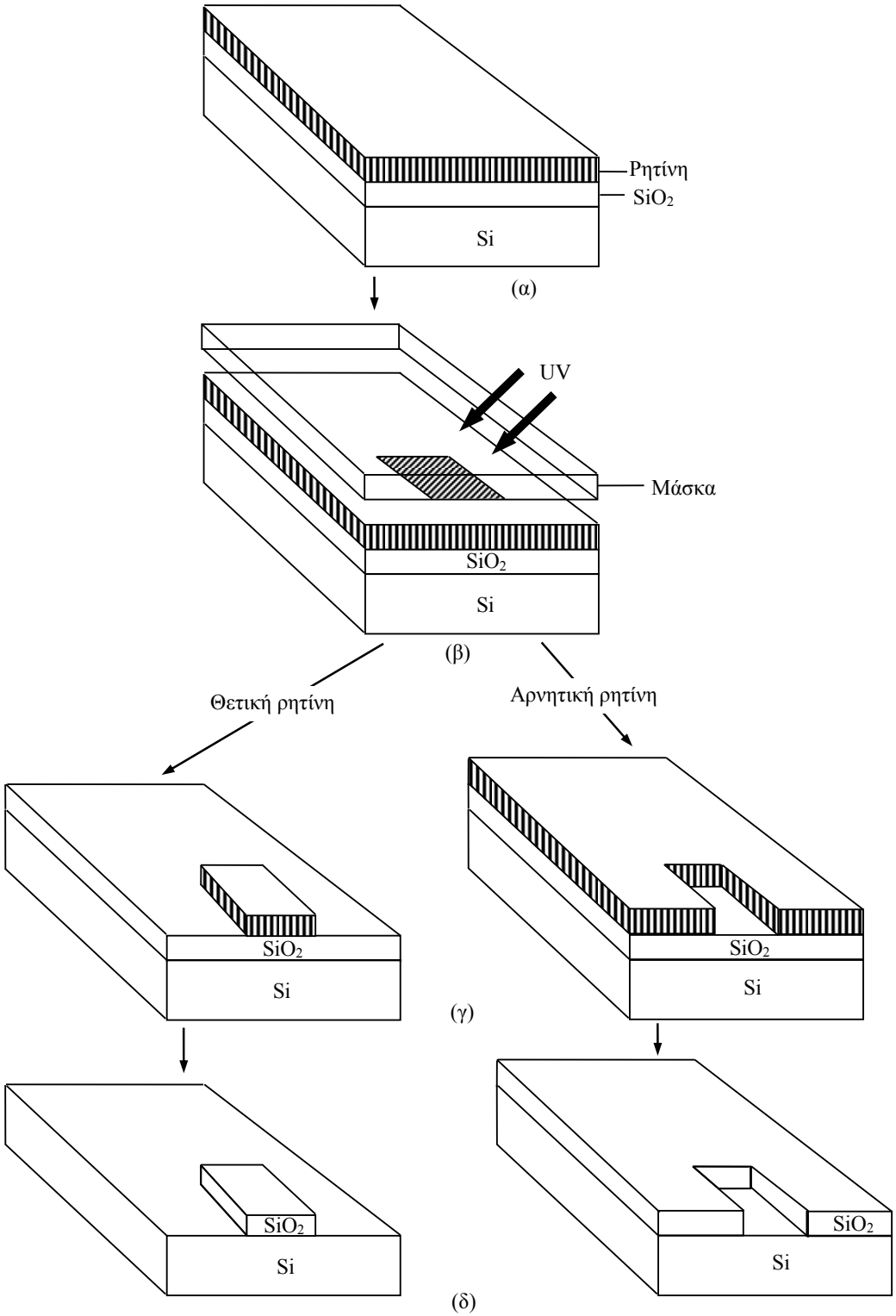
Γνωρίζουμε ότι μια μεγάλη ποικιλία από ενεργές και παθητικές διατάξεις μπορούν να κατασκευαστούν πάνω στο ίδιο υπόστρωμα με τη μέθοδο των ολοκληρωμένων κυκλωμάτων. Για να πραγματοποιηθεί όμως αυτό, απαιτείται έλεγχος των διαδικασιών στο πλευρικό επίπεδο. Εφόσον οι τεχνικές ανάπτυξης δεν επιτυγχάνουν πλευρικό έλεγχο των ιδιοτήτων του υλικού παρά μόνο εγκάρσιο έλεγχο, οι λιθογραφικές τεχνικές είναι απαραίτητες για να μεταβάλλουμε ακριβώς τις ιδιότητες του κρυστάλλου πλευρικά, και να επιτύχουμε την υψηλή συμπύκνωση των ολοκληρωμένων κυκλωμάτων που περιέχουν εκατομμύρια διατάξεις πάνω στο ίδιο ημιαγωγικό δισκίο (chip).

Τα βασικά βήματα της λιθογραφικής διαδικασίας φαίνονται στο παράδειγμα του Σχ. Α.13. Η επιφάνεια του ημιαγωγού καλύπτεται με μια ευαίσθητη στο υπεριώδες φως *ρητίνη*, η οποία ονομάζεται *photoresist.* Μερικές σταγόνες της ρητίνης τοποθετούνται πάνω στο υπόστρωμα, και στη συνέχεια το υπόστρωμα περιστρέφεται με ταχύτητα 2000-8000 στροφές ανά λεπτό για 10-60 sec. Η μεγαλύτερη ποσότητα της φωτορητίνης απομακρύνεται λόγω φυγόκεντρης δύναμης και η ποσότητα που απομένει σχηματίζει ένα λεπτό στρώμα του οποίου το πάχος ελέγχεται από την ταχύτητα περιστροφής (πάχος $\propto \frac{1}{\sqrt{\omega}}$, ω η συχνότητα περιστροφής). Ακολουθεί θέρμανση σε 80°C-100°C για να βελτιωθεί η προσκόλληση της φωτορητίνης στο υπόστρωμα.

Το επόμενο βήμα είναι η έκθεση της ρητίνης σε υπεριώδες φως μέσω μιας “μάσκας”. Η μάσκα είναι μία προσεκτικά προετοιμασμένη ύαλος ή πλάκα χαλαζία που περιέχει ένα αντίγραφο της μορφής που θα αποτυπωθεί πάνω στο υπόστρωμα. Οι σκοτεινές περιοχές της μάσκας θα εμποδίζουν τη διέλευση του υπεριώδους φωτός. Οι περιοχές της φωτορητίνης που εκτίθενται στο φως υφίστανται μια χημική αντίδραση η οποία ποικίλλει ανάλογα με τον τύπο της ρητίνης που χρησιμοποιούμε. Στις “αρνητικές” ρητίνες, οι περιοχές που φωτίζονται από το υπεριώδες φως πολυμερίζονται και γίνονται αδιάλυτες όταν έρθουν σε επαφή με φωτογραφικό διάλυμα, ενώ αντίθετα οι “σκοτεινές” περιοχές που δεν εκτέθηκαν σε υπεριώδες φως διαλύονται και απομακρύνονται. Το αποτέλεσμα φαίνεται στο Σχ. Α.13γ. Οι “θετικές” ρητίνες αποτελούνται από μόρια όπου το N_2 σχηματίζει δεσμούς με υδρογονάνθρακες όπως λ.χ. το βενζόλιο. Έκθεση της θετικής ρητίνης σε υπεριώδες φως, προκαλεί την παραγωγή καρβοξυλικού οξέος, το οποίο διαλύεται και απομακρύνεται εύκολα με ένα αλκαλικό διάλυμα. Η μάσκα που χρησιμοποιείται στην παραπάνω διαδικασία αποτελείται συνήθως από ένα λεπτό φύλλο χαλαζία του οποίου οι περιοχές που πρέπει να είναι αδιαφανείς καλύπτονται με χρώμιο ή οξείδια του σιδήρου. Η μεταφορά της μορφής της μάσκας στο υπόστρωμα γίνεται με οπτικές μεθόδους που έχουν διακριτική ικανότητα περίπου 0.25 μm. Το όριο αυτό καθορίζεται από το μήκος κύματος του φωτός που χρησιμοποιείται. Εάν χρησιμοποιηθεί ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία, δηλ. λιθογραφία με ακτίνες-Χ το όριο κατεβαίνει στα 40-80 Å.

Το τελικό βήμα στη λιθογραφία είναι η μεταφορά της μορφής που τώρα έχει η φωτορητίνη στο στρώμα SiO_2 που καλύπτει το υπόστρωμα Si. Αμέσως λοιπόν μετά την έκθεση σε υπεριώδες, η φωτορητίνη θερμαίνεται για 20-30 λεπτά σε 120°C-180°C, για να αυξηθεί η προσκόλλησή της στο υπόστρωμα. Έπειτα, ακολουθεί η φάση της *απόξυσης* (etching), όπου ένα οξύ, HF στην περίπτωση του Si, διαλύει τις απροστάτευτες περιοχές του φιλμ. Τέλος, η φωτορητίνη απομακρύνεται με ένα χημικό διάλυμα ή με οξείδωσή της με ένα σύστημα πλάσματος οξυγόνου.

Η απόξυση στη γενική περίπτωση, πραγματοποιείται εκτός από HF, με HNO_3, $H_4C_2O_2$, H_2SO_4, H_3PO_4 ή αλκαλικό διάλυμα NH_4OH. Αυτού του τύπου η απόξυση ονομάζεται *υγρή απόξυση* (wet etching), σε αντιδιαστολή με την *ξηρά απόξυση* (dry etching). Η ξηρά απόξυση περιλαμβάνει μεθόδους δέσμης πλάσματος και βομβαρδισμού σε κατάλληλα σημεία (Plasma Etching). Τα ιόντα της δέσμης μπορούν να προκαλέσουν χημικές αντιδράσεις στην επιφάνεια του στόχου και επιλεκτική αφαίρεση ατόμων. Στην ίδια κατηγορία ανήκει και η μέθοδος απόξυσης RIBE (Reactive Ion Beam Etching). Τέλος, η μέθοδος ξηράς απόξυσης Ion Beam Milling επιτυγχάνει απομάκρυνση του ανεπιθύμητου υλικού με δέσμη ιόντων υψηλής κινητικής ενέργειας η οποία βομβαρδίζει το στόχο και αφαιρεί το υλικό χωρίς να προκαλεί χημική αντίδραση όπως οι προηγούμενες δύο μέθοδοι.



Σχ. Α.13. Βασικά βήματα της λιθογραφικής διαδικασίας: α) εφαρμογή της φωτορητίνης, β) έκθεση της φωτορητίνης μέσω μάσκας σε υπεριώδες φως, γ) εμφάνιση της ρητίνης, δ) απόξυση και αφαίρεση της ρητίνης, [5].

Α.8. Βήματα για την κατασκευή μιας ένωσης *p-n*

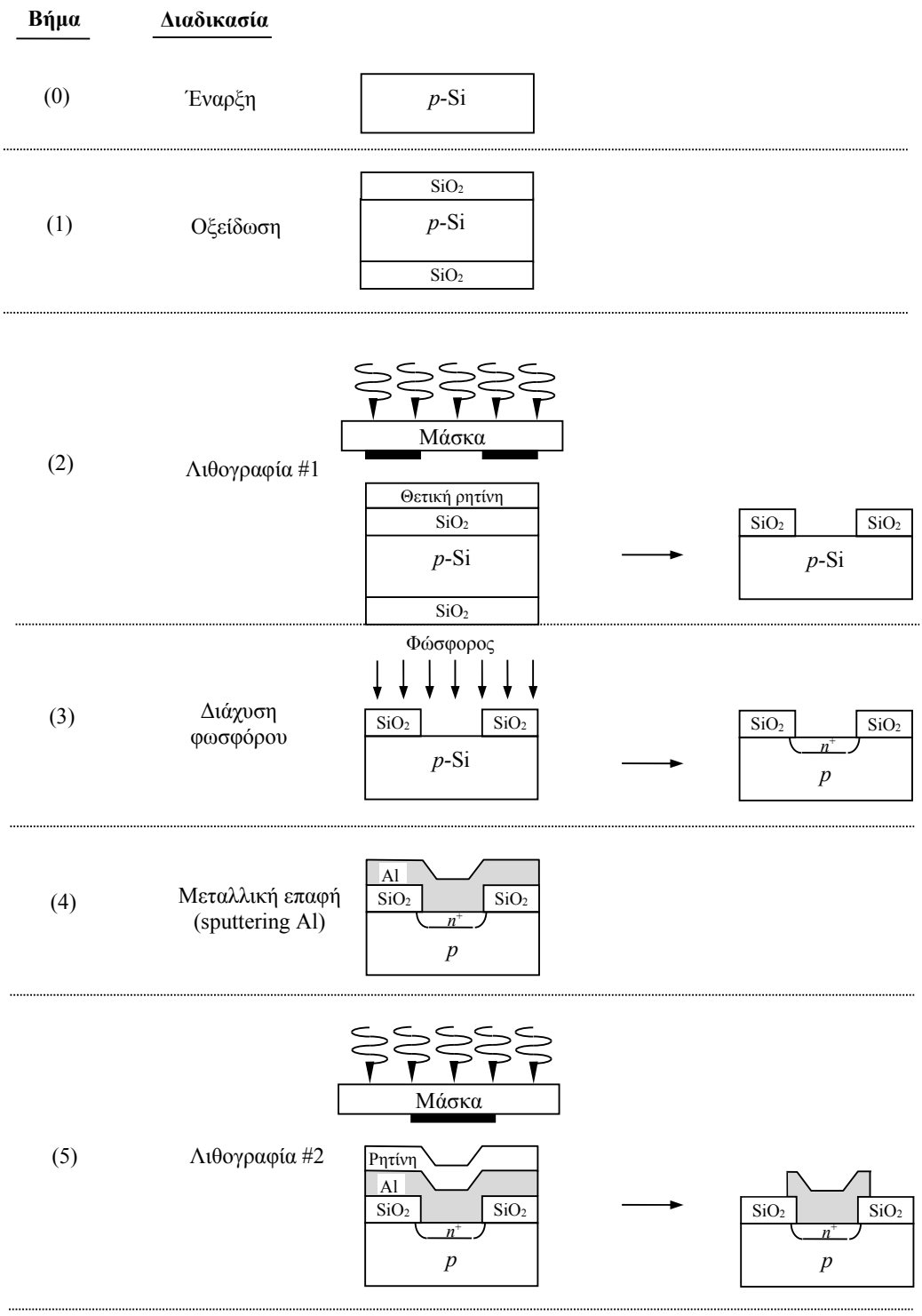
Στην τελευταία αυτή παράγραφο θα δώσουμε ένα παράδειγμα του πώς μπορούν να συνδυαστούν οι διάφορες τεχνικές που περιγράψαμε για την κατασκευή μιας απλής ένωσης *p-n.*

Στο Σχ. Α.14 συνοψίζονται τα κυριότερα βήματα για το σχηματισμό της διόδου. Το σημείο εκκίνησης είναι το υπόστρωμα μονοκρυστάλλου Si το οποίο παράγεται με μία από τις μεθόδους ανάπτυξης που περιγράψαμε κατά την οποία έγινε και ταυτόχρονη νόθευση με προσμείξεις τύπου *p*. Πριν ξεκινήσει οποιαδήποτε διαδικασία προηγείται καθαρισμός του υποστρώματος από κάθε ξένο σώμα, οργανικά φιλμ, ή μεταλλικά ιόντα που απορρόφησε ο κρύσταλλος.

Πρώτα λοιπόν αναπτύσσεται ένα στρώμα SiO_2 το οποίο θα χρησιμεύσει σαν φράγμα για την επιλεκτική διάχυση σε φωσφόρου. Το δεύτερο βήμα είναι μια διαδικασία λιθογραφίας στην οποία “ανοίγονται” οπές διαχύσεως στο οξείδιο οι οποίες τελικά θα είναι οι περιοχές σχηματισμού της ένωσης *p-n.*

Στη συνέχεια, ακολουθεί η φάση προαπόθεσης φωσφόρου η οποία ακολουθείται από τη φάση εισχώρησης η οποία πραγματοποιείται με θέρμανση. Έχουμε μέχρι στιγμής πραγματοποιήσει τις επαφές n^+-*p* στις περιοχές που δεν προστατεύονται από το οξείδιο του πυριτίου. Τα τελικά βήματα αφορούν τη δημιουργία μεταλλικής επαφής για τη σύνδεση της διάταξης με τον “έξω κόσμο”. Η μέθοδος sputtering ή εξάχνωσης Al δίνει ένα λεπτό μεταλλικό φιλμ που καλύπτει όλη την επιφάνεια του υποστρώματος, όπως φαίνεται στο βήμα 4 του Σχ. Α.14. Μια διαδικασία λιθογραφίας, η οποία είναι το βήμα 5, πραγματοποιείται στη συνέχεια, για να αφαιρέσουμε το περιττό μέταλλο γύρω από την περιοχή της επαφής. Συνήθως απαιτείται θέρμανση σε χαμηλή σχετικά θερμοκρασία ($\leq 500°C$) για να βελτιωθεί η ποιότητα της μεταλλικής επαφής του Al με το Si.

Τώρα πια, η δίοδος είναι έτοιμη. Φυσικά, για να είναι η δίοδος εμπορικά διαθέσιμη θα πρέπει να χρησιμοποιήσουμε κατάλληλο διαμαντοπρίονο για κόψουμε το υπόστρωμα σε κομμάτια που το καθένα θα περιέχει μία μόνο διάταξη. Στη συνέχεια, διαμορφώνεται μια μεταλλική επαφή μεγάλης επιφάνειας στο πίσω μέρος του κάθε κομματιού, συνδέεται ένας ακροδέκτης στη μεταλλική επαφή του πάνω μέρους, και η διάταξη περικλείεται σε προστατευτικό πλαστικό ή κλείνεται ερμητικά σε ένα μεταλλικό περίβλημα.



Σχ. Α.14. Σύνοψη των βασικών διαδικαστικών βημάτων για το σχηματισμό μιας ένωσης *p-n*, [5].

Παράρτημα Β: Χαρακτηριστικές τρανζίστορ n-p-n

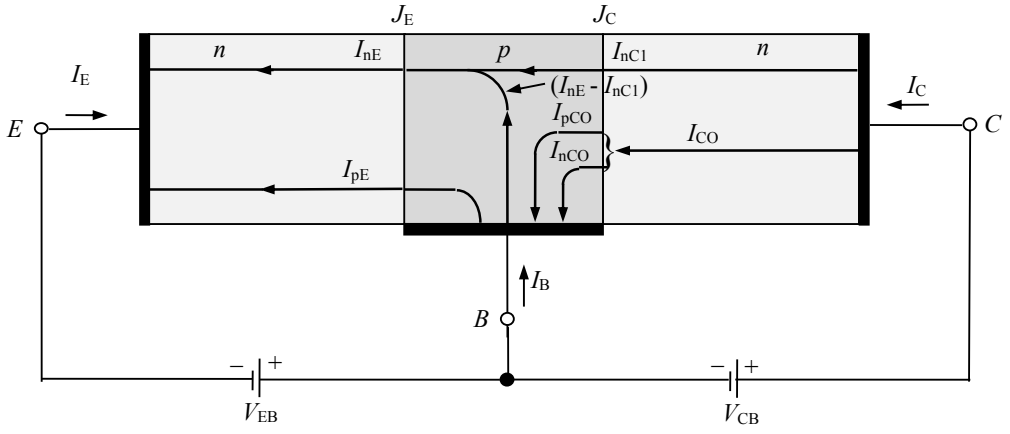
Στο παράρτημα αυτό, θα μελετήσουμε την περίπτωση του διπολικού τρανζίστορ n-p-n, και θα εξάγουμε τις κατάλληλες σχέσεις μεταξύ των μεγεθών εισόδου – εξόδου καθώς και τις στατικές χαρακτηριστικές του.

Β.1. Συνιστώσες ρεύματος τρανζίστορ

Στο Σχ. Β.1 φαίνονται οι διάφορες συνιστώσες του ρεύματος το οποίο ρέει μέσω της ορθά πολωμένης ένωσης εκπομπού-βάσης και της ανάστροφα πολωμένης ένωσης συλλέκτη-βάσης. Το ρεύμα εκπομπού I_E αποτελείται από ρεύμα ηλεκτρονίων I_{nE} (ηλεκτρόνια διερχόμενα από τον εκπομπό προς τη βάση) και από ρεύμα οπών I_{pE} (οπές διερχόμενες από τη βάση προς τον εκπομπό). Ο λόγος των ρευμάτων οπών ηλεκτρονίων I_{pE}/I_{nE}, τα οποία διασχίζουν την ένωση εκπομπού είναι ανάλογος προς το λόγο της αγωγιμότητας του υλικού n προς εκείνη του υλικού p. Στα τρανζίστορ συνήθως η νόθευση του εκπομπού είναι πολύ εντονότερη από τη νόθευση της βάσης. Η ιδιότητα αυτή εξασφαλίζει (λ.χ. σε ένα τρανζίστορ n-p-n) ώστε το ρεύμα εκπομπού να αποτελείται σχεδόν αποκλειστικά από ηλεκτρόνια που διαχέονται, λόγω ορθής πόλωσης της ένωσης εκπομπού-βάσης, από τον εκπομπό προς τη βάση. Μια τέτοια κατάσταση είναι επιθυμητή, καθόσον το ρεύμα το οποίο αποτελείται από οπές που διασχίζουν την ένωση του εκπομπού από τη βάση προς τον εκπομπό δεν συνεισφέρει φορείς οι οποίοι να μπορούν να φθάσουν στο συλλέκτη.

Το ρεύμα μειονότητας I_{pE} είναι το ρεύμα διαχύσεως οπών μέσα στον εκπομπό και το μέτρο του είναι ανάλογο προς την κλίση στην ένωση J_E της καμπύλης της συγκέντρωσης οπών p_n. Εντελώς όμοια, το I_{nE} είναι το ρεύμα διαχύσεως ηλεκτρονίων μέσα στη βάση και το μέτρο του είναι ανάλογο προς την κλίση στην ένωση J_E της καμπύλης της συγκέντρωσης ηλεκτρονίων n_p. Ας σημειωθεί ότι τα I_{pE} και I_{nE} αντιστοιχούν προς τα ρεύματα διαχύσεως φορέων μειονότητας $I_{pn}(0)$ και $I_{np}(0)$ που διασχίζουν μια ένωση p-n. Έτσι, το συνολικό ρεύμα εκπομπού θα είναι

$$I_E = -(I_{pE} + I_{nE}) \qquad \text{B.1}$$



Σχ. Β.1. Συνιστώσες ρεύματος του τρανζίστορ για μια ορθά πολωμένη ένωση εκπομπού και μια ανάστροφα πολωμένη ένωση συλλέκτη. Τα ρεύματα με δείκτη p(n) αποτελούνται από οπές (ηλεκτρόνια) που κινούνται προς την ίδια (αντίθετη) κατεύθυνση του βέλους που δείχνει τη διεύθυνση του ρεύματος, [10].

Όλα τα ηλεκτρόνια που διασχίζουν την ένωση του εκπομπού J_E δεν φτάνουν στην ένωση συλλέκτη J_C, διότι μερικά από αυτά επανασυνδέονται με οπές μέσα στη βάση τύπου p. Στο Σχ. Β.1, έστω ότι το I_{nC1} παριστάνει το ρεύμα ηλεκτρονίων στην J_C που οφείλεται στη διάβαση ηλεκτρονίων από τον εκπομπό διαμέσου της βάσης. Ως εκ τούτου, θα προκύψει ρεύμα επανασύνδεσης ηλεκτρονίων $I_{nE} - I_{nC1}$ το οποίο εισέρχεται από τον ακροδέκτη της βάσης,

όπως φαίνεται στο Σχ. Β.1 (στην πραγματικότητα, οπές εισέρχονται στην περιοχή της βάσης από το εξωτερικό κύκλωμα μέσω του ακροδέκτη της βάσης, παρέχοντας έτσι τις οπές εκείνες οι οποίες χάθηκαν λόγω επανασύνδεσης με τα ηλεκτρόνια που εγχέονται μέσα στη βάση διά της ένωσης J_E).

Ας θεωρήσουμε, προς το παρόν, ότι ο εκπομπός είναι ανοιχτοκυκλωμένος, ενώ η ένωση συλλέκτη-βάσης παραμένει ανάστροφα πολωμένη. Τότε το I_C πρέπει να ισούται με το ρεύμα κόρου ανάστροφης πόλωσης I_{CO} της ανάστροφα πολωμένης διόδου στην ένωση J_C. Το ανάστροφο αυτό ρεύμα αποτελείται από δύο συνιστώσες, όπως φαίνεται στο Σχ. 6.7, το I_{nCO} που είναι ρεύμα ηλεκτρονίων τα οποία κινούνται από την περιοχή p προς την περιοχή n διά της J_C, και από έναν όρο, I_{pCO} ο οποίος προκύπτει από τις οπές οι οποίες διασχίζουν την J_C από το n προς το p.

$$I_{CO} = I_{nCO} + I_{pCO} \qquad \text{B.2}$$

Επειδή υπό συνθήκες ανοιχτοκυκλώσεως είναι I_E=0, δεν εγχέονται ηλεκτρόνια διαμέσου της J_E και έτσι κανένα ηλεκτρόνιο δεν μπορεί να φτάσει στην J_C από τον εκπομπό. Η I_{nCO} προκύπτει σαφώς από τη μικρή πυκνότητα ηλεκτρονίων τα οποία παράγονται θερμικά μέσα στη βάση.

Ας επιστρέψουμε τώρα στην κατάσταση που φαίνεται στο Σχ. Β.1, όπου ο εκπομπός είναι ορθά πολωμένος έτσι ώστε να είναι

$$I_C = I_{CO} + I_{nC1} = I_{CO} - \alpha_F I_E \qquad \text{B.3}$$

όπου το α_F ορίζεται σαν το κλάσμα του συνολικού ρεύματος εκπομπού (το οποίο δίνεται από την εξ. Β.1) το οποίο αντιπροσωπεύει ηλεκτρόνια τα οποία κινήθηκαν από τον εκπομπό διαμέσου της βάσης προς το συλλέκτη. Για ένα τρανζίστορ n-p-n, η I_E είναι αρνητική, οι δε I_C και I_{CO} είναι και οι δύο θετικές, πράγμα που σημαίνει ότι το ρεύμα στον ακροδέκτη του συλλέκτη είναι της ίδιας διεύθυνσης με αυτήν που φαίνεται με το βέλος της I_C στο Σχ. Β.1. Για ένα τρανζίστορ p-n-p τα ρεύματα αυτά είναι ανεστραμμένα.

Το ρεύμα οπών που διασχίζει την J_C είναι το I_{pCO} και αντιπροσωπεύει οπές που διαχέονται από το συλλέκτη μέσα στη βάση (και επομένως ένα αρνητικό ρεύμα από τη βάση προς το συλλέκτη) και το μέτρο του είναι ανάλογο με την κλίση της κατανομής της πυκνότητας p_n στην J_C. Το συνολικό ρεύμα διαχύσεως ηλεκτρονίων που διασχίζει την J_C από τη βάση είναι

$$I_{nC} \equiv I_{nC1} + I_{nCO} \qquad \text{B.4}$$

και το μέτρο του είναι ανάλογο με την κλίση της κατανομής της πυκνότητας n_p στην ένωση J_C.

Από την εξ. Β.3 προκύπτει ότι, εάν δεχθούμε ότι το ρεύμα I_{CO} σαν ανάστροφο ρεύμα κόρου είναι πολύ μικρότερο της άλλης συνιστώσας ($\alpha_F I_E$), μπορούμε να πούμε με καλή προσέγγιση ότι ισχύει η σχέση:

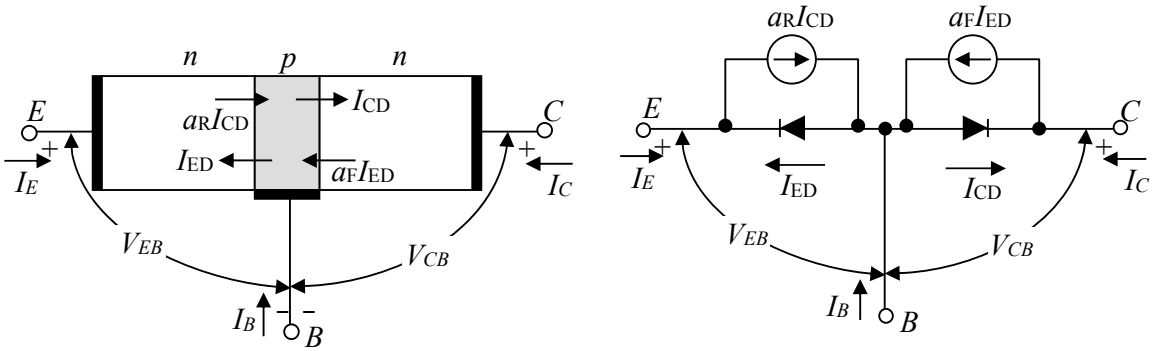
$$\alpha_F = -\frac{I_C}{I_E} \qquad \text{B.5}$$

Το α_F ονομάζεται κέρδος ρεύματος μεγάλου σήματος (Large Signal Current Gain) ενός τρανζίστορ κοινής βάσης (ο τρόπος αυτός συνδεσμολογίας θα αναλυθεί παρακάτω). Επειδή τα I_C και I_E έχουν αντίθετα πρόσημα (και για τα τρανζίστορ p-n-p αλλά και για τα τρανζίστορ n-p-n), το α_F ορίζεται πάντοτε θετικό. Τυπικές τιμές του α_F είναι από 0.98 έως 0.995. Θα πρέπει να τονιστεί ότι το α_F δεν είναι μία σταθερά, αλλά μεταβάλλεται με το ρεύμα του εκπομπού I_E, την τάση του συλλέκτη V_{CB}, και τη θερμοκρασία.

Η εξ. Β.3 ισχύει μόνο στην ενεργό περιοχή, δηλαδή όταν ο εκπομπός είναι ορθά πολωμένος και ο συλλέκτης ανάστροφα πολωμένος. Για τον τρόπο αυτό λειτουργίας, το ρεύμα του συλλέκτη είναι ουσιαστικά ανεξάρτητο από την τάση του συλλέκτη και εξαρτάται μόνο από το ρεύμα του εκπομπού. Ας υποθέσουμε τώρα ότι προσπαθούμε να γενικεύσουμε την εξ. Β.3, έτσι ώστε να μπορεί να εφαρμοστεί όχι μόνο όταν η ένωση του συλλέκτη είναι ανάστροφα πολωμένη, αλλά και για οποιαδήποτε τάση στα άκρα της J_C. Για να επιτύχουμε αυτή τη γενίκευση, απαιτείται μόνο η αντικατάσταση του I_{CO} με το ρεύμα μιας διόδου p-n (που θα αποτελείται από τις περιοχές βάσης και συλλέκτη). Το ρεύμα αυτό δίνεται από τη σχέση τάσης-ρεύματος μιας διόδου με αντικατάσταση του ανάστροφου ρεύματος κόρου I_O με το I_{CO} και του V με το V_C, όπου V_C είναι η πτώση τάσης στα άκρα της J_C από την πλευρά n στην πλευρά p. Η πλήρης έκφραση για την I_C για οποιεσδήποτε τιμές των V_C και I_E είναι

$$I_C = -\alpha_F I_E - I_{CO}(e^{V_{BC}/V_T} - 1) \qquad \text{B.6}$$

Ας σημειωθεί ότι εάν η V_{BC} είναι αρνητική και έχει μέτρο μεγαλύτερο της V_T, η εξ. Β.6 απλοποιείται στην εξ. Β.3. Η φυσική εξήγηση της εξ. Β.6, είναι ότι το ρεύμα διόδου της ένωσης p-n, το οποίο διασχίζει την ένωση συλλέκτη αυξάνεται κατά το κλάσμα α_F του ρεύματος I_E που ρέει στον εκπομπό. Αυξάνεται δηλαδή το ρεύμα διόδου συλλέκτη-βάσης κατά τον όρο $\alpha_F I_E$, ο οποίος μπορεί να θεωρηθεί ανάλογος προς μια "εξωτερική διέγερση", η οποία είναι το ρεύμα του εκπομπού που προκύπτει από την τάση που επιβάλλεται μεταξύ εκπομπού και βάσης.



Σχ. Β.2. Συνιστώσες ρευμάτων σε τρανζίστορ n-p-n. Επισημαίνονται οι συμβατικές φορές ρευμάτων και τάσεων. Ισοδύναμο κύκλωμα, [4].

Κατ' αντιστοιχία με το τρανζίστορ p-n-p, οι εξισώσεις που διέπουν τη λειτουργία ενός τρανζίστορ n-p-n, δίνονται παρακάτω

$$I_E = -I_{ES}\left(e^{V_{BE}/V_T} - 1\right) + \alpha_R I_{CS}\left(e^{V_{BC}/V_T} - 1\right) \qquad \text{B.7}$$

$$I_C = \alpha_F I_{ES}\left(e^{V_{BE}/V_T} - 1\right) - I_{CS}\left(e^{V_{BC}/V_T} - 1\right) \qquad \text{B.8}$$

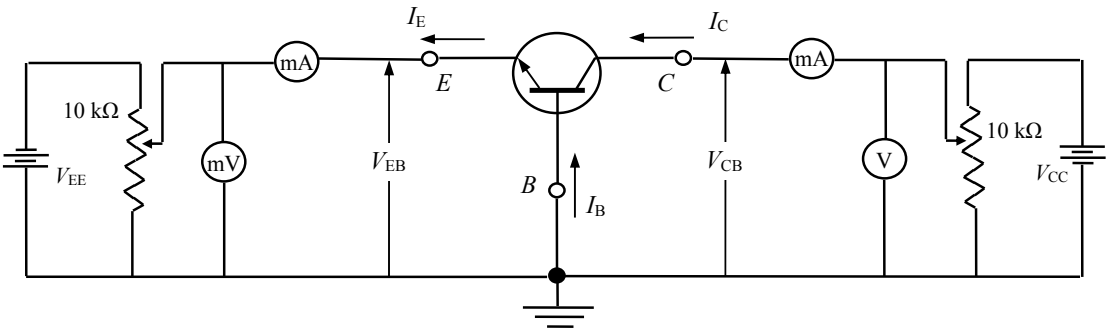
Οι παραπάνω εξισώσεις λαμβάνονται από τις εξ. 6.24 και 6.25, όταν συνειδητοποιήσουμε ότι η ορθή φορά ρεύματος σε κάθε δίοδο είναι από το p προς το n και ότι η ορθή πόλωση απαιτεί θετική τάση από το p προς το n. Έτσι, οι κατευθύνσεις όλων των συνιστωσών ρευμάτων και των τάσεων επαφής για τρανζίστορ n-p-n είναι ανάστροφες από τις κατευθύνσεις για τρανζίστορ p-n-p. Από την εξήγηση αυτή συνεπάγεται ότι οι 6.24 και 6.25 ισχύουν για τρανζίστορ n-p-n εάν μπει αρνητικό πρόσημο πριν από τις τάσεις V_{EB} (V_{BE} = - V_{EB}), V_{CB} (V_{BC} = - V_{CB}), για κάθε συνιστώσα ρεύματος. Το αποτέλεσμα δίνεται στις εξ. Β.7 και Β.8.

Στο Σχ. Β.2 φαίνονται οι συνιστώσες ρεύματος των εξ. Β.7 και Β.8 που αποτελούν τα ρεύματα ακροδεκτών I_E και I_C για ένα τρανζίστορ n-p-n. Σύμφωνα με τα παραπάνω, το ρεύμα εκπομπού έχει δύο συνιστώσες. Το ρεύμα που σχετίζεται με τη δίοδο εκπομπού-βάσης συμβολίζεται με I_{ED} ενώ αυτό που έχει σχέση με τη δίοδο συλλέκτη-βάσης με I_{CD}. Η συνιστώσα $\alpha_R I_{CD}$ είναι το τμήμα του I_{CD} που ζευγνύεται μέσω της βάσης με τον εκπομπό. Παρόμοια, η $\alpha_F I_{ED}$ είναι το τμήμα του I_{ED} που ζευγνύεται με τον συλλέκτη.

Β.2. Συνδεσμολογία Κοινής Βάσης

Στο κύκλωμα κοινής βάσης παρατηρούμε ότι υπάρχει ένα κύκλωμα εισόδου, της ένωσης εκπομπού-βάσης και ένα κύκλωμα εξόδου, της ένωσης συλλέκτη-βάσης. Σε κάθε ένα από αυτά έχουμε δύο εξαρτώμενα μεταβλητά μεγέθη, την τάση και το ρεύμα πόλωσης.

Το κύκλωμα του Σχ. Β.2 έχει διαμορφωθεί έτσι ώστε να μπορούμε με τη βοήθεια δύο ποτενσιομέτρων να διαλέξουμε τις τάσεις και τα ρεύματα πόλωσης των ενώσεων. Έτσι, στο κύκλωμα εκπομπού-βάσης που πολώνεται ορθά και όπως ξέρουμε δεν μπορεί να πάρει τάση μεγαλύτερη από 0.7 V όπως κάθε ορθά πολωμένη δίοδος πυριτίου, χρησιμοποιούμε μια πηγή V_{EE} = 1 V με ένα ποτενσιόμετρο 10 kΩ. Ένα μιλλιβολτόμετρο μας δίνει την τάση ορθής πόλωσης V_{BE} και ένα μιλλιαμπερόμετρο μας δίνει το ρεύμα ορθής πόλωσης I_E που είναι αλληλεξαρτώμενα και τα διαλέγουμε με το ποτενσιόμετρο.



Σχ. Β.2. Κύκλωμα πόλωσης τρανζίστορ n-p-n κοινής βάσης, [16].

Κάτι αντίστοιχο υπάρχει και στο κύκλωμα ανάστροφης πόλωσης της ένωσης συλλέκτη βάσης, όπου η πηγή τάσης είναι V_{CC} = 12 V, και το βολτόμετρο και μιλλιαμπερόμετρο μας δίνουν την τάση V_{CB} και το ρεύμα I_C του συλλέκτη.

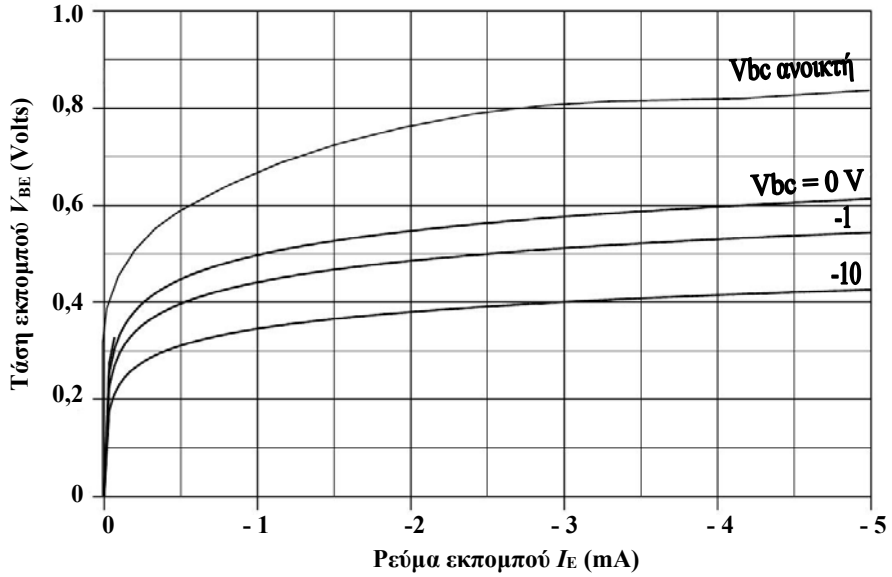
Υπάρχουν λοιπόν τέσσερις μεταβλητές στο τρανζίστορ και για να παρουσιάσουμε σε ένα διάγραμμα τις τιμές τους πρέπει αυτό να γίνει ανά τρεις σε δύο διαγράμματα.

Οι τυπικές χαρακτηριστικές εισόδου θα παριστάνουν τη σχέση του ρεύματος εισόδου I_E συναρτήσει της τάσης V_{BE} με παράμετρο την τάση ανάστροφης πόλωσης της εξόδου, V_{BC}. Το ρεύμα εισόδου I_E βρίσκεται από τις Β.7, Β.8, 6.27, 6.28 αν απαλειφθεί ο όρος (e^{V_{BC}/V_T} -1), οπότε έχουμε

<u>Χαρακτηριστική εισόδου</u> $$I_E = -\alpha_R I_C - I_{EO}\left(e^{V_{BE}/V_T} - 1\right) \qquad \text{B.9}$$

Οι τυπικές χαρακτηριστικές εξόδου για ένα τρανζίστορ σε συνδεσμολογία κοινής βάσης θα παριστάνουν τη σχέση του ρεύματος εξόδου I_C συναρτήσει της τάσης εξόδου V_{BC} με παράμετρο το ρεύμα εισόδου I_E. Το ρεύμα εξόδου I_C βρίσκεται από τις Β.7, Β.8, 6.27, 6.28 αν απαλειφθεί ο όρος (e^{V_{BE}/V_T} -1), οπότε έχουμε

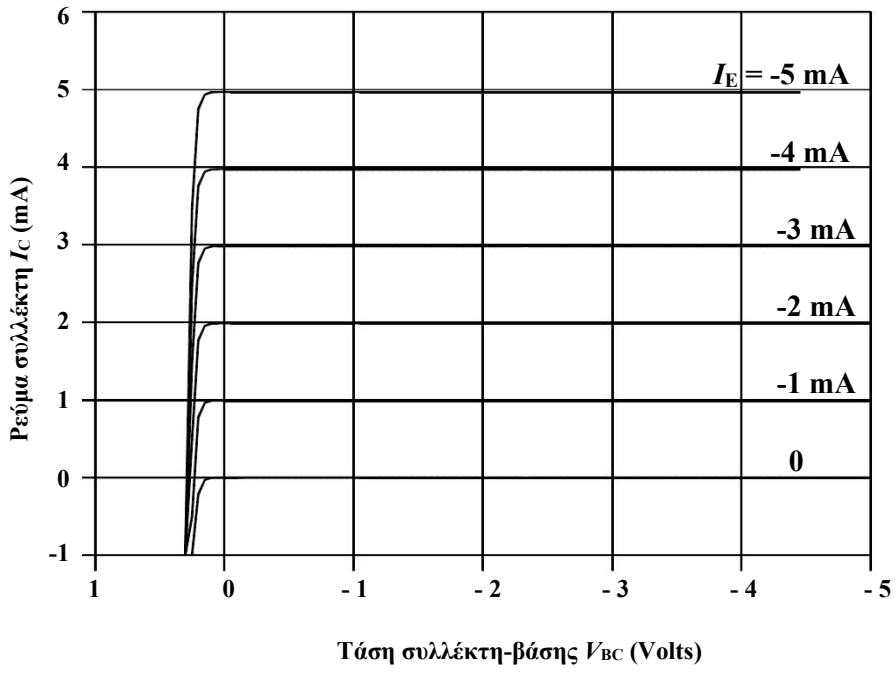
<u>Χαρακτηριστική εξόδου</u> $$I_C = -\alpha_F I_E - I_{CO}\left(e^{V_{BC}/V_T} - 1\right) \qquad \text{B.10}$$



Σχ. Β.3. Χαρακτηριστικές καμπύλες εισόδου κοινής βάσης τρανζίστορ πυριτίου n-p-n, [10].

Β.2.1. Χαρακτηριστικές εισόδου

Στο κύκλωμα του Σχ. Β.2 θεωρούμε σαν είσοδο την τάση V_{BE} που εφαρμόζεται μεταξύ εκπομπού και βάσης. Επειδή η ένωση εκπομπού-βάσης είναι ορθά πολωμένη, η σχέση ρεύματος I_E και τάσης V_{BE} με ανοικτό το κύκλωμα συλλέκτη, θα είναι η σχέση ρεύματος τάσης σε μια ορθά πολωμένη δίοδο. Όταν η ένωση συλλέκτη-βάσης πολωθεί ανάστροφα, τότε το ρεύμα I_E για δεδομένη V_{BE} θα αυξηθεί, επειδή αυξάνεται το πλάτος της περιοχής έλλειψης φορέων (περιοχή απογύμνωσης) στην επαφή συλλέκτη-βάσης. Άρα ελαττώνεται το ουσιαστικό πλάτος της βάσης και γίνεται πιο γρήγορη διάχυση φορέων προς τον συλλέκτη. Στο Σχ. Β.3 δίνονται οι χαρακτηριστικές εισόδου για τη συνδεσμολογία βάσης. Οι χαρακτηριστικές αυτές είναι η σχέση μεταξύ I_E και V_{BE} με παράμετρο την V_{BC}. Παρατηρούμε ότι η τάση V_{BC} επιδρά λίγο πάνω στις μετρήσεις και ότι οι καμπύλες για διάφορες τιμές της βρίσκονται κοντά η μία σε σχέση με την άλλη.



Σχ. Β.4. Χαρακτηριστικές καμπύλες εξόδου κοινής βάσης τρανζίστορ πυριτίου n-p-n, [10].

Β.2.2. Χαρακτηριστικές εξόδου

Οι χαρακτηριστικές αυτές είναι σμήνος από καμπύλες που εκφράζουν τη σχέση μεταξύ I_C και V_{BC} με παράμετρο το ρεύμα I_E. Αυτές φαίνονται στο Σχ. Β.4 όπου διακρίνουμε τις παρακάτω περιοχές.

– <u>Ενεργός Περιοχή</u>

Η ένωση εκπομπού-βάσης είναι ορθά πολωμένη. Η ένωση συλλέκτη-βάσης ανάστροφα πολωμένη. Όταν $I_E = 0$, θα είναι $I_C \cong I_{CO} \cong 0$. Για $I_E \neq 0$, $I_C \cong -\alpha_F I_E$ και ανεξάρτητο της V_{BC}. Βλέπουμε λοιπόν ότι το ρεύμα I_C εξαρτάται από το ρεύμα I_E, δηλαδή ελέγχεται από την ορθή πόλωση της βάσης. Αυτό είναι σωστό διότι ουσιαστικά το ρεύμα της ανάστροφα πολωμένης ένωσης συλλέκτη-βάσης εξαρτάται από τη διάχυση φορέων από τον εκπομπό στη βάση, άρα από το I_E.

– <u>Περιοχή Κόρου</u>

Η ένωση εκπομπού-βάσης είναι ορθά πολωμένη. Η ένωση συλλέκτη-βάσης είναι επίσης ορθά πολωμένη. Σ' αυτήν την περίπτωση $V_{BC} \cong 0$ ή ελαφρά θετική. Η ορθή πόλωση της ένωσης συλλέκτη-βάσης εξηγεί την απότομη αύξηση του ρεύματος με μικρή αύξηση της V_{BC}, γιατί ορθή πόλωση της ένωσης συλλέκτη-βάσης σημαίνει ρεύμα ηλεκτρονίων από τον συλλέκτη στη βάση, δηλ. ρεύμα αντίθετο από το $-\alpha_F I_E$.

– Περιοχή Αποκοπής

Η ένωση εκπομπού-βάσης είναι ανάστροφα πολωμένη. Η ένωση συλλέκτη-βάσης είναι επίσης ανάστροφα πολωμένη. Η περιοχή αυτή είναι κάτω από τη χαρακτηριστική $I_E = 0$, οπότε $I_C = I_{CO}$.

Από το κύκλωμα πόλωσης για λειτουργία στην ενεργό περιοχή, μπορούμε να υπολογίσουμε τις σταθερές 6.26-6.30 των εξ. Β.7-Β.8 με μετρήσεις μικρών μεταβολών. Για να μετρηθούν οι σταθερές ορίζεται πρώτα ένα σημείο ηρεμίας Q και μετά γίνονται οι μετρήσεις ως εξής.

Για το κέρδος ρεύματος, μετράμε μικρές μεταβολές των ρευμάτων ΔI_E και ΔI_C κρατώντας σταθερή την τάση V_{BE} για το ανάστροφο και την V_{BC} για το κανονικό κέρδος.

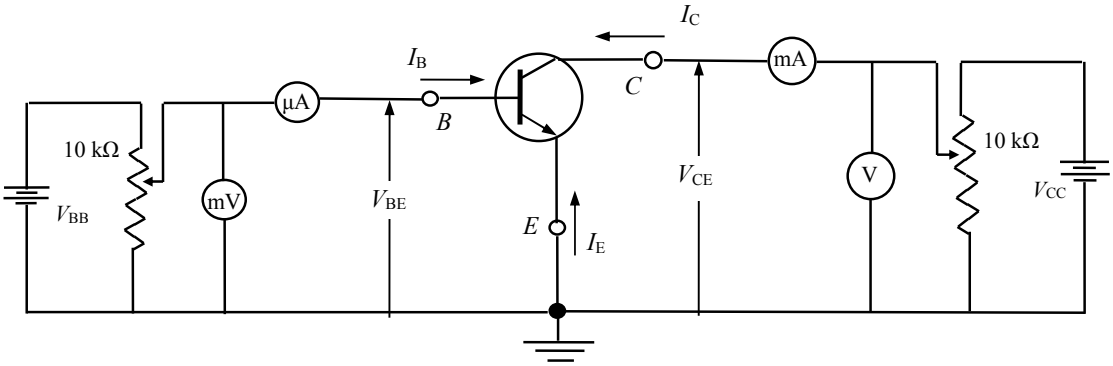
Για το ανάστροφο ρεύμα εκπομπού I_{EO} μετράμε το ρεύμα εκπομπού με ανοικτό το κύκλωμα συλλέκτη $I_C = 0$ και με αρκετά μεγάλη ανάστροφη τάση πόλωσης εκπομπού-βάσης δηλαδή $V_{BE} << -V_T$.

Για το ανάστροφο ρεύμα συλλέκτη I_{CO} μετράμε το ρεύμα συλλέκτη με ανοικτό το κύκλωμα εκπομπού $I_E = 0$ και με αρκετά μεγάλη ανάστροφη τάση πόλωσης συλλέκτη-βάσης δηλαδή $V_{BC} << -V_T$.

Παρατηρούμε ότι τα δύο ρεύματα συλλέκτη και εκπομπού είναι σχεδόν ίσα κατά μέτρο και γι' αυτό το κέρδος ρεύματος α_F σ' αυτήν τη συνδεσμολογία του τρανζίστορ είναι της τάξης του 0.98. Από αυτό προκύπτει ότι η τιμή του ρεύματος βάσης I_B είναι πολύ μικρότερη από τις I_C και I_E.

Β.3. Συνδεσμολογία Κοινού Εκπομπού

Στο Σχ. Β.5 φαίνεται μια συνδεσμολογία στην οποία το κύκλωμα εισόδου είναι πάλι η ένωση βάσης-εκπομπού, αλλά εδώ στον κοινό κόμβο είναι ο εκπομπός και στην είσοδο είναι η βάση. Στη συνδεσμολογία αυτή που λέγεται *κοινού εκπομπού*, το κύριο κύκλωμα πάλι το κύκλωμα συλλέκτη-εκπομπού, αλλά τώρα ο εκπομπός δεν είναι στην είσοδο. Τούτο σημαίνει ότι η πηγή πόλωσης πολώνει δύο ενώσεις στη σειρά, την ένωση συλλέκτη-βάσης και την ένωση βάσης-εκπομπού. Δηλαδή για να βρούμε την τάση πόλωσης συλλέκτη βάσης πρέπει να αφαιρέσουμε από την τάση συλλέκτη-εκπομπού την τάση βάσης-εκπομπού.



Σχ. Β.5. Κύκλωμα πόλωσης τρανζίστορ n-p-n κοινού εκπομπού, [16].

Στη συνδεσμολογία κοινού εκπομπού, το ρεύμα της βάσης I_B είναι το ρεύμα εισόδου, ενώ το ρεύμα συλλέκτη I_C είναι το ρεύμα εξόδου. Από το κύκλωμα του Σχ. Β.5 και με τη βοήθεια των τεσσάρων οργάνων μπορούμε να μετρήσουμε τις τιμές και να χαράξουμε τις στατικές χαρακτηριστικές κοινού εκπομπού. Όπως και στις χαρακτηριστικές κοινής βάσης έτσι και εδώ μπορούμε να ορίσουμε χαρακτηριστικές εισόδου και εξόδου. Η οικογένεια καμπυλών $I_B = f(V_{BE}, V_{CE})$ είναι οι στατικές χαρακτηριστικές εισόδου, ενώ η οικογένεια καμπυλών $I_C = f(V_{CE}, I_B)$ είναι οι στατικές χαρακτηριστικές εξόδου για τη συνδεσμολογία κοινού εκπομπού. Για να έχουμε τα I_B και I_C στη μαθηματική μορφή που χρειαζόμαστε, χρησιμοποιούμε δύο ακόμα σχέσεις από το Σχ. Β.5

$$I_B = -(I_C + I_E) \qquad \text{B.11}$$

$$V_{BC} = V_{BE} + V_{EC} = V_{BE} - V_{CE} \qquad \text{B.12}$$

Αν αντικαταστήσουμε την Β.11 στις Β.7, Β.8 παίρνουμε

<u>Χαρακτηριστική εισόδου</u>

$$I_B = I_{ES}\left(1-\alpha_F\right)\left(e^{-V_{BE}/V_T}-1\right) + I_{CS}\left(1-\alpha_R\right)\left(e^{(V_{BE}-V_{CE})/V_T}-1\right) \qquad \text{B.13}$$

Η B.13 μπορεί να λυθεί ως προς τον όρο e^{V_{BE}/V_T}, συναρτήσει των ποσοτήτων I_B και V_{CE} και μετά από αντικατάσταση στην B.8 βρίσκεται το I_C.

Μια χρήσιμη σχέση μπορεί να βρεθεί απευθείας από την B.10 χρησιμοποιώντας την εξίσωση $I_E = -\left(I_C + I_B\right)$. Η σχέση αυτή είναι

<u>Χαρακτηριστική εξόδου</u>

$$I_C = \frac{\alpha_F}{1-\alpha_F} I_B - \frac{I_{CO}}{1-\alpha_F}\left(e^{(V_{BE}-V_{CE})/V_T}-1\right) \qquad \text{B.14}$$

Αν σε ένα τρανζίστορ n-p-n, $V_{BC} = V_{BE} - V_{CE}$ <-0.1V, τότε το εκθετικό μέρος του δεύτερου όρου στην B.14 προσεγγίζει το μηδέν και η εξίσωση αυτή απλοποιείται στην

$$I_C = \frac{\alpha_F}{1-\alpha_F} I_B + \frac{I_{CO}}{1-\alpha_F} \qquad \text{B.15}$$

Ορίζουμε την παράμετρο β_F

$$\beta_F = \frac{\alpha_F}{1-\alpha_F} = \left.\frac{I_C}{I_B}\right|_{V_{BC}=0} \qquad \text{B.16}$$

ως το κέρδος ρεύματος κοινού εκπομπού του τρανζίστορ που είναι αριθμός της τάξης 50 έως 500 και εξαρτάται από τον τύπο του τρανζίστορ. Με βάση τον ορισμό αυτό, η σχέση B.14 γίνεται

$$I_C = \beta_F I_B + \left(1+\beta_F\right) I_{CO} \qquad \text{B.17}$$

Παρατηρούμε ότι για $I_B = 0$, δηλαδή με ανοικτό το κύκλωμα της βάσης

$$I_C = I_{CO}(1+\beta_F) \qquad \text{B.18}$$

Η εξ. B.18 δείχνει ότι το τρανζίστορ στη συνδεσμολογία κοινού εκπομπού ενισχύει το ρεύμα διαρροής. Επίσης παρατηρούμε ότι μικρές μεταβολές στην τιμή του α_F έχουν σαν συνέπεια μεγάλες μεταβολές στην τιμή του β_F. Για παράδειγμα για α_F =0.98 έχουμε β_F =49, για α_F =0.985 έχουμε β_F =66, δηλαδή μεταβολή της τιμής του α_F σε ποσοστό 0.5% έχει σαν συνέπεια μεταβολή της τιμής του β_F σε ποσοστό 34%. Συνέπεια αυτού είναι ότι έχουμε μεγάλες διαφορές στην τιμή του β_F για τρανζίστορ που κατασκευάζονται κάτω από τις ίδιες συνθήκες (τρανζίστορ του ίδιου τύπου).

Από τη σχέση B.17 επειδή $I_{C0} << I_B$ έπεται ότι

$$I_C = \beta_F I_B \qquad \text{B.19}$$

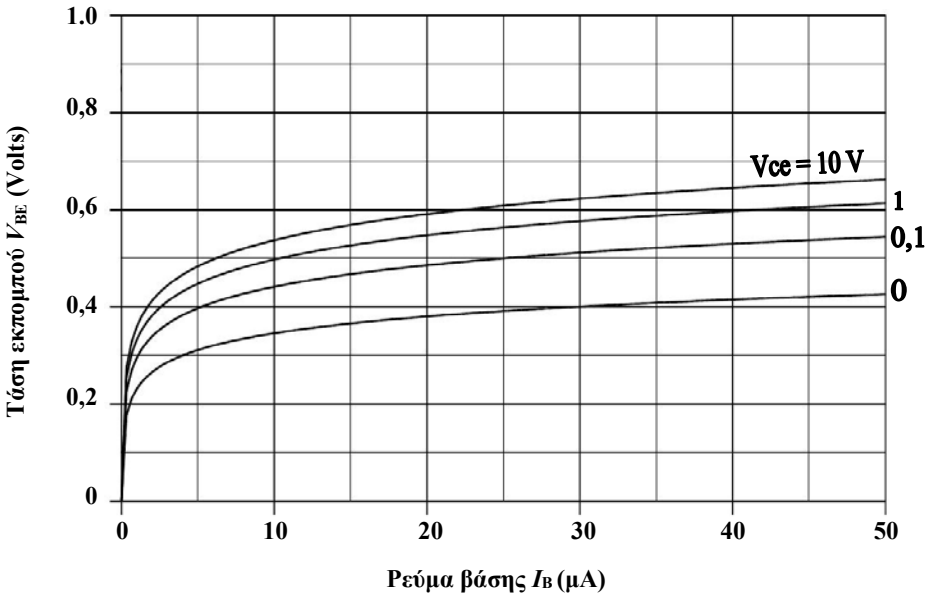
και γι' αυτό ο συντελεστής β λέγεται και συντελεστής ενίσχυσης ρεύματος ή κέρδος ρεύματος (συνεχούς).

B.3.1. Χαρακτηριστικές εισόδου

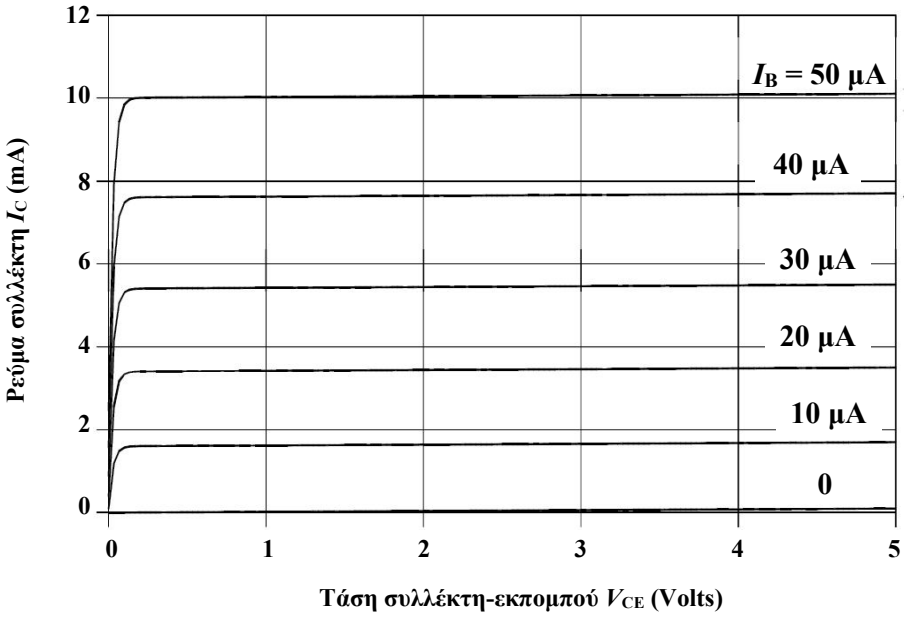
Για V_{CE} = 0, δηλαδή με βραχυκυκλωμένους τον συλλέκτη και τον εκπομπό, έχουμε τη χαρακτηριστική μιας ορθά πολωμένης διόδου. Για V_{BE} = 0 θα είναι I_B = 0 γιατί όλοι οι ακροδέκτες του τρανζίστορ είναι βραχυκυκλωμένοι. Αυξάνοντας την απόλυτη τιμή της V_{CE} με σταθερή τη V_{BE}, ελαττώνεται το πλάτος της βάσης οπότε ελαττώνεται το ρεύμα επανασύνδεσης. Αυτό εξηγεί και τη μετατόπιση στις καμπύλες για τιμές του $V_{CE} > 0$.

B.3.2. Χαρακτηριστικές εξόδου

Οι χαρακτηριστικές εξόδου είναι, όπως ήδη είπαμε, η οικογένεια καμπυλών $I_C = f(V_{CE}, I_B)$ με παράμετρο το ρεύμα βάσης I_B. Και στην περίπτωση αυτή διακρίνουμε τρεις περιοχές: την ενεργό περιοχή, την περιοχή αποκοπής, και την περιοχή κόρου.



Σχ. Β.6. Χαρακτηριστικές καμπύλες εισόδου κοινού εκπομπού τρανζίστορ πυριτίου n-p-n, [10].



Σχ. Β.7. Χαρακτηριστικές καμπύλες εξόδου κοινού εκπομπού τρανζίστορ πυριτίου n-p-n, [10].

– <u>Ενεργός Περιοχή</u>

Σαν ενεργός περιοχή χαρακτηρίζεται η περιοχή του επιπέδου V_{CE}, I_C για τιμές της V_{CE} μεγαλύτερες από μερικά δέκατα του Volt και για τιμές του $I_B \geq 0$. Στην ενεργό περιοχή η ένωση συλλέκτη-βάσης είναι ανάστροφα πολωμένη και ισχύει η σχέση Β.17, δηλαδή το ρεύμα εξόδου είναι ανάλογο με το ρεύμα εισόδου.

Γι' αυτό όταν πρόκειται να χρησιμοποιήσουμε το τρανζίστορ σαν ενισχυτή πρέπει να περιορίσουμε τη λειτουργία του στην ενεργό περιοχή. Όπως φαίνεται και στο Σχ. Β.7, οι χαρακτηριστικές εξόδου στην ενεργό περιοχή δεν είναι τέλεια παράλληλες προς τον άξονα V_{CE}. Η μικρή κλίση που έχουν δικαιολογείται από το γεγονός ότι το α_F αυξάνεται με την V_{CE} και έτσι αυξάνεται και το β_F.

– Περιοχή Αποκοπής

Περιοχή αποκοπής είναι η περιοχή του επιπέδου V_{CE}, I_C για τιμές του $I_B < 0$. Από τη σχέση Β.17 είναι φανερό πως για $I_B = 0$ θα είναι

$$I_C = (1+\beta_F)I_{CO} \qquad \text{B.20}$$

Το $(1+\beta_F)I_{CO}$ συμβολίζεται με το I_{CEO} οπότε έχουμε για $I_B = 0$

$$I_C = I_{CEO} \qquad \text{B.21}$$

Δηλαδή το ρεύμα συλλέκτη δεν είναι μηδέν. Για να έχουμε όσο το δυνατόν μικρότερο ρεύμα συλλέκτη πρέπει η επαφή εκπομπού-βάσης να πολωθεί ελαφρά ανάστροφα.

Έτσι, σαν περιοχή αποκοπής ορίζεται η περιοχή όπου $I_E = 0$, οπότε: (τότε και μόνο) $I_C = I_{CO}$.

Οι τιμές της ανάστροφης τάσης V_{BE} για να πετύχουμε $I_C = I_{CO}$, δηλαδή για να οδηγηθεί το τρανζίστορ στην αποκοπή, είναι για τρανζίστορ γερμανίου: $|V_{BE}| \geq 0.1$ Volt και για το τρανζίστορ πυριτίου $|V_{BE}| \geq 0$ Volt. Σημειώνεται ότι η ανάστροφη τάση V_{BE} δεν πρέπει να περνάει μια μέγιστη τιμή V_{BEO}, που ονομάζεται “ανάστροφη τάση καταστροφής” (reverse breakdown voltage, V_{BEO}). Για τιμές της ανάστροφης V_{BE} για τις οποίες $|V_{BE}| > |V_{BEO}|$ προκαλείται μόνιμη καταστροφή της ένωσης εκπομπού-βάσης. Η τιμή της V_{BEO} είναι χαρακτηριστική για κάθε τύπο τρανζίστορ και δίνεται από τον κατασκευαστή. Οι τιμές της V_{BEO} ανάλογα με τον τύπο του τρανζίστορ κυμαίνονται μεταξύ 0.5 V και μερικών δεκάδων Volt.

– Περιοχή Κόρου

Στην περιοχή κόρου οι ενώσεις συλλέκτη-βάσης και εκπομπού-βάσης είναι ορθά πολωμένες. Όταν οι ενώσεις συλλέκτη-βάσης και εκπομπού-βάσης είναι ορθά πολωμένες, οι τιμές V_{BE} και V_{BC} είναι της τάξης μερικών δεκάτων του Volt. Επειδή $V_{CE} = V_{BE} - V_{BC}$ θα είναι η V_{CE} της ίδιας τάξης μεγέθους. Άρα η περιοχή κόρου στο διάγραμμα του Σχ. Β.7 θα είναι, για τον άξονα V_{CE}, κοντά στο μηδέν όπου όπως φαίνεται από το σχήμα οι χαρακτηριστικές για τις διάφορες τιμές του I_B σμίγουν και πέφτουν στο μηδέν (αρχή των αξόνων). Βλέπουμε τότε ότι στην περιοχή κόρου το ρεύμα συλλέκτη, που συμβολίζεται με $I_{C,SAT}$, είναι ανεξάρτητο από το ρεύμα βάσης I_B για συγκεκριμένη πόλωση συλλέκτη V_{CC} και R_C. Επειδή στην περιοχή κόρου η V_{CE}, που συμβολίζεται με $V_{CE,SAT}$, έχει πολύ μικρή τιμή ($V_{CE,SAT}$ = 100 mV) η τιμή του I_C θα είναι

$$I_{C,SAT} \approx \frac{V_{CC}}{R_C} \qquad \text{B.23}$$

Η ποσότητα

$$R_{CE,SAT} = \frac{V_{CE,SAT}}{I_{C,SAT}} \qquad \text{B.24}$$

λέγεται αντίσταση κόρου για κοινό εκπομπό και είναι της τάξης των μερικών Ohm. Τυπικές τιμές της V_{BE} όταν το τρανζίστορ βρίσκεται στον κόρο είναι για τρανζίστορ n-p-n πυριτίου $V_{BE,SAT}$ = 0.8 Volt και για τρανζίστορ n-p-n γερμανίου $V_{BE,SAT}$ = 0.3 Volt. Σημειώνεται ότι μια μεγάλη κατηγορία κυκλωμάτων με τρανζίστορ, τα λογικά κυκλώματα, λειτουργούν στις περιοχές κόρου και αποκοπής, σε αντίθεση με τα κυκλώματα ενίσχυσης που, όπως αναφέρθηκε, λειτουργούν πάντα στην ενεργό περιοχή.

Βιβλιογραφικές αναφορές

[1] A.P. Malvino, “Βασική Ηλεκτρονική”, Εκδόσεις Τζιόλα, 1990.
[2] EPCOS AG, “PTC thermistors for overcurrent protection”, Series/Type: B599*0, Date: January 2009.
[3] J. Millman, Χ. Χαλκιάς, “Ολοκληρωμένη Ηλεκτρονική”, Έκδοση Τεχνικού Επιμελητηρίου Ελλάδος, 1978.
[4] J. Millman, A. Grabel, “Μικροηλεκτρονική”, Εκδόσεις Τζιόλα, 1991.
[5] R.F. Pierret, “Semiconductor Device Fundamentals”, Addison-Wesley Publishing Company, 1996.
[6] Giorgio Rizzoni, “Principles and Applications of Electrical Engineering”, McGraw-Hill, 2003.
[7] J. Singh, “Semiconductor Optoelectronics”, McGraw-Hill Int. Eds., 1995.
[8] J.J. Sparkes, “Junction Transistors”, Pergamon Press Ltd., 1966.
[9] http://www.electronics-tutorials.ws/amplifier/amp_1.html
[10] http://giannispapadamou.hostoi.com/Downloadss/Ilektroniki/Ilektroniki/Giannis%20Papadamou/Ilektroniki%20Fisiki%20%28Paleos%20Kathigitis%29/Theoria/Kef5.pdf
[11] http://www.materials.uoc.gr/el/undergrad/courses/ETY482/notes/mosfet.pdf
[12] http://web.cecs.pdx.edu/~jmorris/ece321/ECE321%20Winter%202008/J%20&%-20B%20Added%20Textbook%20Material/Section%205.5%20Insert%20p217-220.pdf
[13] http://www.circuitstoday.com/triac-construction-and-operation
[14] Κ. Καρούμπαλου, Γ. Φιλοκύπρου, “Μαθήματα Ηλεκτρονικής”, Αθήνα 1983.
[15] Σ. Ματακιά, Α. Τσιγκόπουλου, Α. Αμδίτη, “Επικοινωνίες και Δίκτυα”, Α’ Τάξη Τεχνικά Επαγγελματικά Εκπαιδευτήρια, Οργανισμός Εκδόσεως Διδακτικών Βιβλίων, Αθήνα 2001.
[16] Γ. Πρωτοπαπαδάκη, “Στοιχεία Ηλεκτρονικής Λυχνίες - Τρανζίστορ”, Σχολή Ναυτικών Δοκίμων, 1988.
[17] Ηλεκτρονικά Ισχύος Θυρίστορ (SCR, TRIAC, DIAC, UJT, PUT), Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, Τμήμα Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Μηχανικών Υπολογιστών.
[18] Ι.Σ. Χαλκιάδη, “Θυρίστορ”, “Ειδικές Δίοδοι”, ΤΕΙ Χαλκίδας.
[19] Χ.Ι. Γεωργόπουλου, “Ηλεκτρονική – Τόμος Α”, Κέντρο Πανεπιστημιακού Βιβλίου, Ξάνθη 1979.