



ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΟ ΕΚΠΑΙΔΕΥΤΙΚΟ ΙΔΡΥΜΑ (Τ.Ε.Ι.) ΛΑΜΙΑΣ
Σχολή Τεχνολογικών Εφαρμογών (ΣΤΕΦ)
ΤΜΗΜΑ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΗΣ



ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΗ ΦΥΣΙΚΗ

ΠΑΝΑΓΙΩΤΗ ΤΣΙΤΣΙΠΗ



ΛΑΜΙΑ 2006

ΣΤΕΡΕΑ και ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΕΣ ΖΩΝΕΣ

Το ηλεκτρικό πεδίο

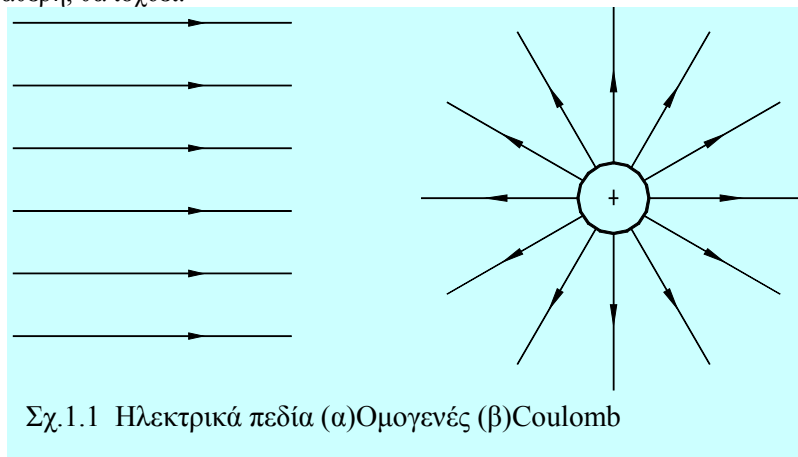
Εξ ορισμού **ηλεκτρικό πεδίο** είναι ο χώρος που έχει την ιδιότητα να ασκεί δυνάμεις σε ηλεκτρικά φορτία που θα βρεθούν μέσα σ' αυτόν. Το ηλεκτρικό πεδίο καθορίζεται πλήρως, αν για κάθε σημείο του πεδίου γνωρίζουμε την ένταση E του πεδίου. Ένταση ηλεκτρικού πεδίου είναι το διανυσματικό μέγεθος που εκφράζει την δύναμη (F) που ασκεί το πεδίο στη μονάδα θετικού ηλεκτρικού φορτίου. Ορίζεται δηλαδή από τη σχέση:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{+q} \quad (1.1)$$

Προκειμένου για ομογενές πεδίο, η ένταση είναι σταθερή, ενώ στο πεδίο Coulomb η ένταση προσδιορίζεται από τον νόμο του Gauss που λει ότι η **ολική ηλεκτρική ροή** (Φ_E) που διέρχεται μέσα από μια κλειστή επιφάνεια είναι ανάλογη του συνολικού φορτίου Q που περικλείεται από την επιφάνεια αυτή. Ισχύει:

$$\Phi_E = \frac{Q}{\epsilon_0} \quad (1.2)$$

Έτσι για μια σφαιρική επιφάνεια ακτίνας r γύρω από φορτίο Q όπου για λόγους συμμετρίας η ένταση του πεδίου θα είναι σταθερή, θα ισχύει:



Σχ.1.1 Ηλεκτρικά πεδία (α)Ομογενές (β)Coulomb

$$E \cdot (4\pi r^2) = \frac{Q}{\epsilon_0} \quad (1.3)$$

απ' όπου προκύπτει και ο τύπος για την ένταση του πεδίου Coulomb.

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Q}{r^2} \quad (1.4)$$

Στις παραπάνω σχέσεις ϵ_0 είναι η διηλεκτρική σταθερά του κενού αν υποθέσουμε ότι ο χώρος γύρω από το φορτίο Q είναι το κενό. Η χρήση της έντασης για την περιγραφή ενός πεδίου, απαιτεί για κάθε σημείο του πεδίου τρεις μεταβλητές (Τις 3 συνιστώσες της έντασης), πράγμα όχι τόσο βολικό. Αντ' αυτής, πιο εύχρηστο μέγεθος για την περιγραφή ενός πεδίου φαίνεται το **δυναμικό** γιατί σαν μονόμετρο μέγεθος απαιτεί μόνο μια παράμετρο για κάθε σημείο, για την περιγραφή ενός πεδίου, την τιμή του δυναμικού. Δυναμικό ενός σημείου A είναι το έργο που απαιτείται για τη μεταφορά της μονάδας φορτίου από το σημείο αυτό στο άπειρο.

$$V_A = \frac{W_{A \rightarrow \infty}}{+q} \quad (1.5)$$

Κατά συνέπεια διαφορά δυναμικού μεταξύ δυο σημείων A και B θα είναι το έργο που απαιτείται για τη μεταφορά της μονάδας φορτίου από το σημείο A στο σημείο B. Η ένταση E και το δυναμικό V για ένα σημείο A μέσα σε ηλεκτρικό πεδίο συνδέονται με την σχέση:

$$V \equiv - \int_{\Sigma}^A E \cdot dx \quad (1.6)$$

ή με την ισοδύναμη της:

$$E = - \frac{dV}{dx} \quad (1.7)$$

όπου: Σ είναι ένα σημείο αναφοράς, δηλαδή ένα σημείο που το δυναμικό είναι μηδέν. Σαν σημείο αναφοράς συχνά θεωρείται το άπειρο (∞).

Έτσι για ομογενές πεδίο, το δυναμικό σ' ένα σημείο A θα είναι:

$$V_A \equiv - \int_{\Sigma}^A E \cdot dx = -E \cdot \int_{\Sigma}^A dx = -E \cdot |x|_{\Sigma}^A = -E \cdot (x_A - x_{\Sigma}) = -E \cdot l$$

όπου l:η απόσταση του σημείου A από το σημείο αναφοράς και E η ένταση του ομογενούς πεδίου, που ως γνωστόν είναι σταθερή.

Για πεδίο Coulomb, το δυναμικό σε σημείο A που απέχει απόσταση r από φορτίο Q, θα είναι:

$$\begin{aligned} V_A &\equiv - \int_{\Sigma}^A E \cdot dx = - \int_{\infty}^A \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r^2} dr = - \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \int_{\infty}^A \frac{dr}{r^2} = \\ &= - \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \left| -\frac{1}{r} \right|_{\infty}^A = - \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \left| -\frac{1}{r_A} - \frac{1}{\infty} \right| = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r_A} \end{aligned} \quad (1.8)$$

Η **Δυναμική ενέργεια** που έχει ένα φορτίο μέσα σ' ένα ηλεκτρικό πεδίο θα είναι εξ' ορισμού:

$$E_{\delta\text{υν}} = qV \quad (1.9)$$

όπου q:το ηλεκτρικό φορτίο, και V:το δυναμικό.

Για τη μέτρηση των παραπάνω μεγεθών χρησιμοποιούνται σχεδόν αποκλειστικά οι μονάδες του SI, δηλαδή:

- 1m : Για τη μέτρηση αποστάσεων
(Σπανιότερα χρησιμοποιείται το 1cm=0,01m).
- 1V : Για τη μέτρηση δυναμικού.
- 1V/m : Για τη μέτρηση έντασης ηλεκτρικού πεδίου.

1Joule: Για τη μέτρηση έργου και ενέργειας.
1Cb : Για τη μέτρηση ηλεκτρικού φορτίου.

Πιο σπάνια, για τη μέτρηση ηλεκτρικού φορτίου χρησιμοποιείται σαν μονάδα το φορτίο του ηλεκτρονίου:

$$1q_e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ Cb}$$

και σαν μονάδα έργου και ενέργειας το έργο που παράγει φορτίο ίσο με $1q_e$ όταν μετατοπίζεται ανάμεσα σε δυο σημεία που έχουν διαφορά δυναμικού 1V, και λέγεται **ηλεκτρονιοβόλτ** (1eV).

$$1\text{eV} = 1q_e \cdot 1\text{V} = 1,6 \times 10^{-19} \text{ Cb} \cdot 1\text{V} = 1,6 \times 10^{-19} \text{ Joule}$$

Η φύση του ατόμου

Σύμφωνα με τη θεωρία του Rutherford (1911) όπως συμπληρώθηκε από τον Bohr (1913) το άτομο οποιουδήποτε στοιχείου αποτελείται από τον πυρήνα όπου είναι συγκεντρωμένη σχεδόν όλη η μάζα του ατόμου, και τα ηλεκτρόνια που περιστρέφονται γύρω από τον πυρήνα σε κυκλικές ή ελλειπτικές τροχιές. Ο πυρήνας αποτελείται από τα πρωτόνια, σωματίδια με φορτίο $1,6 \times 10^{-19} \text{Cb}$, και μάζα $1,67 \times 10^{-27} \text{Kgr}$, και τα νετρόνια που είναι ηλεκτρικά ουδέτερα σωματίδια με μάζα περίπου ίση με τη μάζα των πρωτονίων.

Τα ηλεκτρόνια, σωματίδια με φορτίο $1,6 \times 10^{-19} \text{Cb}$ και μάζα 1837 φορές μικρότερη από τη μάζα των πρωτονίων περιστρέφονται γύρω από τον πυρήνα σε τροχιές που καθορίζουν η έλξη του πυρήνα και οι συνθήκες του Bohr. Έτσι για ένα άτομο με ατομικό αριθμό Z , δηλαδή με φορτίο $+Zq_e$ στον πυρήνα του, σε κάθε ηλεκτρόνιο θα ασκείται ελκτική δύναμη Coulomb, η οποία λειτουργεί και σαν κεντρομόλος δύναμη αναγκάζοντας τα ηλεκτρόνια να κινούνται κυκλικά.

$$F_{\text{Coulomb}} = F_{\text{κεντρομόλος}} \quad (1.10)$$

Δηλαδή:

$$\frac{Zq_e q_e}{4\pi\epsilon_0 r^2} = m \frac{v^2}{r} \quad (1.11)$$

με m : μάζα ηλεκτρονίου, v : γραμμική ταχύτητα ηλεκτρονίου, r : ακτίνα της κυκλικής τροχιάς.

Από την 1^η συνθήκη του Bohr προκύπτει ότι η τροχιά του ηλεκτρονίου δεν μπορεί να είναι οποιαδήποτε, αλλά τέτοια ώστε η στροφορμή του λόγω της περιστροφής γύρω από τον πυρήνα να είναι ακέραιο πολλαπλάσιο της ποσότητας $h/2\pi$.

$$mvr = n \cdot \frac{h}{2\pi} \quad (1.12)$$

Παρατήρηση: Σύμφωνα με τη θεωρία του δεισμού της ύλης που διατύπωσε ο De Broglie (1924), κάθε σωματίδιο με ορμή $p=mv$ ισοδυναμεί με κύμα που το μήκος κύματός του είναι:

$$\lambda = h/p \quad (1.13)$$

όπου h : σταθερά του Plank.

Έτσι για το ηλεκτρόνιο που περιστρέφεται γύρω από τον πυρήνα μπορούμε να πούμε ότι αντιστοιχεί με στάσιμο κύμα και επομένως η περίμετρος της κυκλικής τροχιάς του θα είναι ακέραιος αριθμός μηκών κύματος.

$$2\pi r = n\lambda = n \cdot \frac{h}{mv} \quad (1.14)$$

απ' όπου προκύπτει η ίδια η πρώτη συνθήκη του Bohr.

Με επίλυση του συστήματος των εξισώσεων ως προς v, r , προκύπτουν οι σχέσεις:

$$v = \frac{Zq_e^2}{3\varepsilon_0 h n} \quad \text{και} \quad r = \frac{\varepsilon_0 h^2 n^2}{\pi m_e Z q_e} \quad (1.15)$$

Με τη βοήθεια των παραπάνω σχέσεων βρίσκονται η κινητική και η δυναμική ενέργεια καθενός ηλεκτρονίου σε ένα άτομο.

$$E_{\text{κινητική}} = \frac{1}{2} m_e v^2 = \frac{m_e Z^2 q_e^4}{8\varepsilon_0^2 h^2 n^2} \quad (1.16)$$

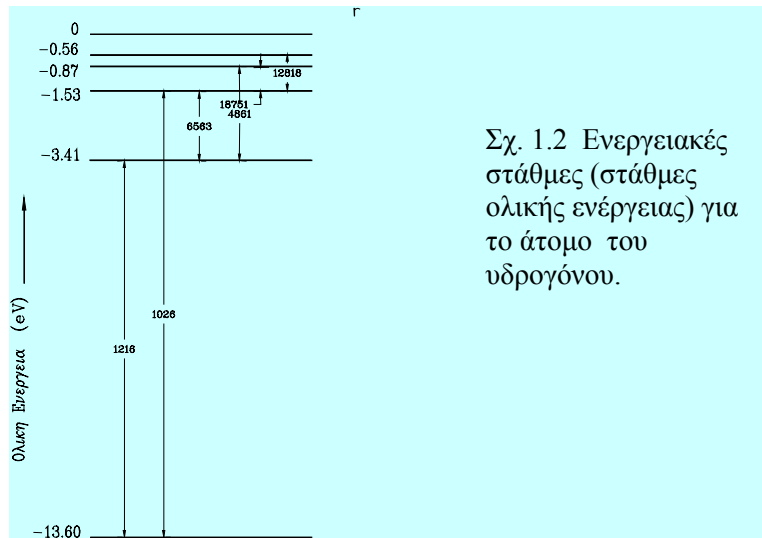
$$E_{\text{δυναμική}} = -\frac{Zq_e^2}{4\pi\varepsilon_0 r} = -\frac{m_e Z^2 q_e^4}{4\varepsilon_0^2 h^2 n^2} \quad (1.17)$$

και τελικά, η ολική ενέργεια του ηλεκτρονίου θα είναι:

$$E_{\text{ολική}} = E_{\text{κινητική}} + E_{\text{δυναμική}} = -\frac{m_e Z^2 q_e^4}{8\varepsilon_0^2 h^2 n^2} \quad (1.18)$$

$$\text{ή} \quad E_{\text{ολική}} = -\frac{13,6Z^2}{n^2} \text{eV} \quad \text{με } n=1,2,\dots \quad (1.19)$$

Οι παραπάνω σχέσεις δείχνουν ότι η ακτίνα περιστροφής, η ταχύτητα, η κινητική, δυναμική και ολική ενέργεια του ηλεκτρονίου, δεν μπορούν να πάρουν οποιοσδήποτε, αλλά ορισμένες τιμές που εξαρτώνται από τον ατομικό αριθμό του ατόμου (Z), και τον ακέραιο (n). Έτσι, αν θα έπρεπε να παραστήσουμε με ένα διάγραμμα τις διάφορες τιμές τις ολικής ενέργειας σαν οριζόντιες γραμμές (στάθμες) θα προέκυπτε αυτό του σχ.1.2. Σύμφωνα τώρα με την 2^η συνθήκη του Bohr, η μετάπτωση ενός ηλεκτρονίου από μια υψηλότερη στάθμη ενέργειας σε μια χαμηλότερη, συνεπάγεται εκπομπή φωτονίου με μήκος κύματος:



Σχ. 1.2 Ενεργειακές στάθμες (στάθμες ολικής ενέργειας) για το άτομο του υδρογόνου.

$$\lambda = \frac{c}{f} = \frac{ch}{E_2 - E_1} = \frac{ch^3}{- \frac{m_e Z^2 q_e^4}{8\epsilon_0^2} \cdot \left(\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2} \right)} \quad (1.20)$$

Με τη βοήθεια του τύπου αυτού βρίσκεται ότι μετάπτωση ενός ηλεκτρονίου λόγω αποδιέγερσης από τις στάθμες $5^n, 4^n, 3^n, 2^n$ ($n = 5,4,3,2$) στην 1^n ($n=1$) για το άτομο του υδρογόνου ($Z=1$), δίνει τα εξής μήκη κύματος αντίστοιχα: 13844 Å, 19777 Å, 1026 Å, 1216 Å. Τα παραπάνω μήκη κύματος έχουν μετρηθεί στο φάσμα εκπομπής του υδρογόνου (Φασματική σειρά Lyman στο υπεριώδες) γεγονός που επιβεβαιώνει την ορθότητα της παραπάνω θεωρίας.

Παράδειγμα

Πόση είναι η ενέργεια ιονισμού για το πυρίτιο;

Το πυρίτιο έχει ατομικό αριθμό $Z=14$. Τα εξωτερικά ηλεκτρόνια του πυριτίου θα βρίσκονται στην 3^n στιβάδα όπως φαίνεται και από τα δεδομένα του πίνακα 1.3 παρακάτω. Επομένως η ολική ενέργεια ενός εξωτερικού ηλεκτρονίου στο πυρίτιο, θα είναι

$$E_{ολική} = - \frac{13,6Z^2}{n^2} \text{ eV} = - \frac{13,6 \cdot 14^2}{3^2} \cong -296 \text{ eV}$$

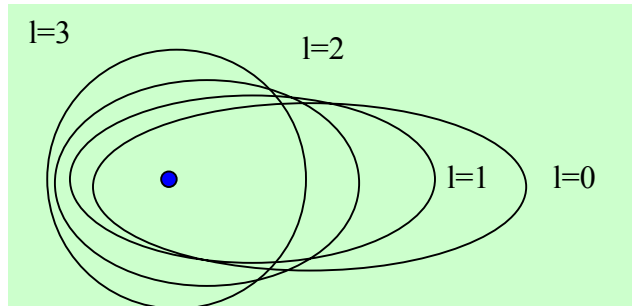
που σημαίνει ότι η ενέργεια ιονισμού, δηλαδή η ενέργεια που απαιτείται για να αποσπαστεί ένα ηλεκτρόνιο από το άτομο του πυριτίου είναι 296eV.

Η ηλεκτρονική δομή των στοιχείων

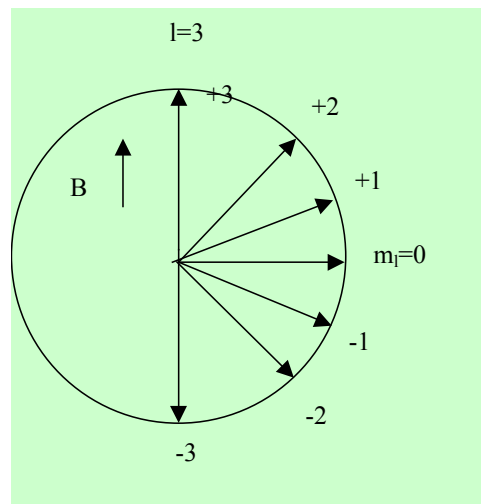
Τα ηλεκτρόνια ενός ατόμου κατανέμονται σε στιβάδες και υποστιβάδες ενώ μια σειρά από χαρακτηριστικές ιδιότητες τους εξαρτώνται από τέσσερις κβαντικούς αριθμούς που αποτελούν και την ταυτότητα κάθε ηλεκτρονίου. Αυτοί είναι:

Ο κύριος κβαντικός αριθμός (n). Αυτός καθορίζει τη στιβάδα στην οποία ανήκει το ηλεκτρόνιο και προσδιορίζει κατά κύριο λόγο την ολική ενέργειά του (βλ. παραπάνω τον τύπο της ολικής ενέργειας). Παίρνει ακέραιες τιμές [1,2,3,...].

Ο δευτερεύοντας κβαντικός αριθμός (l). Καθορίζει την υποστιβάδα όπου ανήκει το ηλεκτρόνιο, και παίρνει τιμές [0,1,2,...(n-1)]. Συγκεκριμένα για l=0 το ηλεκτρόνιο περιστρέφεται



Σχ.1.3 Τροχιές ηλεκτρονίων με διαφορετικό l.



Σχ. 1.4 Τροχιές ηλεκτρονίων με διαφορετικό ml .

πάνω σε κυκλική τροχιά, ενώ για $l > 0$ σε ελλειπτική με συνεχώς αυξανόμενη εκκεντρότητα (σχ.1.3). Ακριβέστερα, ο l προσδιορίζει το μέτρο της στροφορμής του ηλεκτρονίου λόγω της περιστροφής του γύρω από τον πυρήνα, όπως φαίνεται και από τον τύπο:

$$G = \sqrt{2l+1} \cdot \frac{h}{2\pi}$$

Ο τρίτος η μαγνητικός κβαντικός αριθμός (ml). Καθορίζει τον προσανατολισμό της στροφορμής λόγω της περιστροφής του ηλεκτρονίου γύρω από τον πυρήνα, και παίρνει τιμές [0,±1,±2,...±l]. Συγκεκριμένα, όπως είναι γνωστό, το ηλεκτρόνιο σαν ηλεκτρικά φορτισμένο σωματίδιο, περιστρεφόμενο εμφανίζει μια μαγνητική διπολική ροπή που προσανατολίζεται σύμφωνα με την κλασσική μηχανική παράλληλα σε τυχόν εξωτερικό μαγνητικό πεδίο. Εδώ όμως ο προσανατολισμός δεν είναι όπως στην κλασσική μηχανική αλλά η γωνία θ που σχηματίζεται από το εξωτερικό πεδίο και την στροφορμή προσδιορίζεται από τη σχέση

$$\cos \theta = \frac{m_l}{l}$$

Ο μαγνητικός κβαντικός αριθμός του σπιν (ms). Εκφράζει τον προσανατολισμό της περιστροφής του ηλεκτρονίου γύρω από τον εαυτό του, και μπορεί να πάρει δυο τιμές:[+1/2, -1/2]. Το m =+1/2 σημαίνει ότι η στρο-

φορμή αυτή του ηλεκτρονίου έχει την ίδια διεύθυνση με το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο αναφοράς, ενώ $m = -1/2$ ότι έχει την αντίθετη διεύθυνση. Το μέτρο της στροφορμής αυτής είναι σταθερό και ίσο με $\frac{1}{2} \cdot \frac{h}{2\pi}$

ΠΙΝΑΚΑΣ 1.1 Κατανομή των ηλεκτρονίων σε στιβάδες

Στιβάδα	n	l	l	s	ηλεκτρόνια υποστιβάδας	ηλεκτρόνια στιβάδας	
K	1	0	0	+1/2 -1/2	2	2	
L	2	0	0	+1/2 -1/2	2	8	
				1			-1
		0	+1/2 -1/2				
		+1	+1/2 -1/2				
M	3	0	0	+1/2 -1/2	2	18	
				1			-1
		0	+1/2 -1/2				
		+1	+1/2 -1/2				
			-2	+1/2 -1/2	10		
			-1	+1/2 -1/2			
			0	+1/2 -1/2			
			+1	+1/2 -1/2			
	+2	+1/2 -1/2					

Σε ένα άτομο ισχύει η απαγορευτική αρχή του Pauli που λέει ότι είναι αδύνατο μέσα στο ίδιο άτομο δυο ηλεκτρόνια να έχουν την ίδια τετράδα κβαντικών αριθμών. Με βάση τα παραπάνω μπορεί να προσδιοριστεί ο τρόπος που συμπληρώνονται οι στιβάδες και υποστιβάδες σε ένα άτομο. Ο παραπάνω πίνακας φανερώνει τη διαδικασία αυτή για τις τρεις πρώτες στιβάδες ενός ατόμου. Όπως φαίνεται από τον πίνακα αυτό, οι στιβάδες συμπληρώνονται με ηλεκτρόνια σύμφωνα με τον εμπειρικό τύπο $2n^2$, ενώ για κάθε στιβάδα οι υποστιβάδες [s, p, d, f ...] συμπληρώνονται με 2, 6, 10, 14 ηλεκτρόνια αντίστοιχα. Με δεδομένο μάλιστα ότι πρώτα-πρώτα συμπληρώνονται οι κατώτερες στιβάδες και υποστιβάδες, είναι δυνατό να προσδιοριστεί η ηλεκτρονική δομή οποιουδήποτε στοιχείου.

Παρατήρηση: Η σειρά πλήρωσης των στιβάδων και υποστιβάδων ενός ατόμου, ακολουθεί την σειρά ανάγνωσης ενός κειμένου στον παρακάτω πίνακα, όπως έχει βρεθεί εμπειρικά.

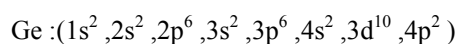
ΠΙΝΑΚΑΣ 1.2

1s						
	2s					
2p		3s				
	3p		4s			
3d		4p		5s		
	4d		5p		6s	
4f		5d		6p		7s

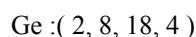
Παράδειγμα

Ποια είναι η ηλεκτρονική δομή του Γερμανίου (Ge_{32});

Το Γερμάνιο έχει 32 ηλεκτρόνια. Σύμφωνα με τον παραπάνω πίνακα, και συμπληρώνοντας τις στιβάδες και υποστιβάδες μέχρι να συμπληρωθούν τα 32 ηλεκτρόνια, σύμφωνα με τη φορά σάρωσης ενός κειμένου, παίρνουμε.



ή αν ενδιέφερε μόνο η κατανομή των ηλεκτρονίων ανά στιβάδα:



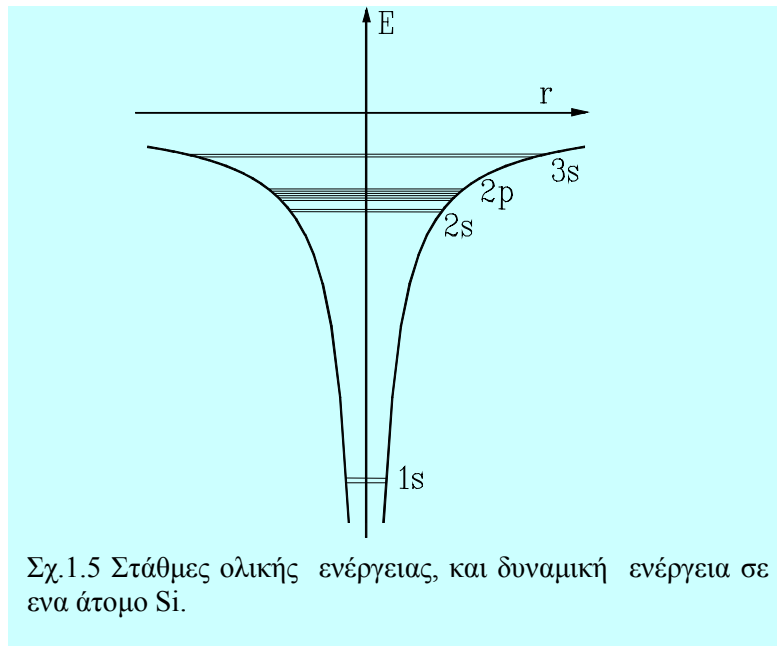
Στον παρακάτω πίνακα φαίνεται η ηλεκτρονική δομή των στοιχείων της 4^{ης} ομάδας του περιοδικού συστήματος .

ΠΙΝΑΚΑΣ 1.3 Ηλεκτρονική δομή μερικών ημιαγωγών

Στοιχείο	Δομή
C_6	$1s^2 2s^2 2p^2$
Si_{14}	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^2$
Ge_{32}	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 3d^{10} 4p^2$
Sn_{50}	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 3d^{10} 4p^6 5s^2 4d^{10} 5p^2$

Οι ενεργειακές ζώνες στα στερεά

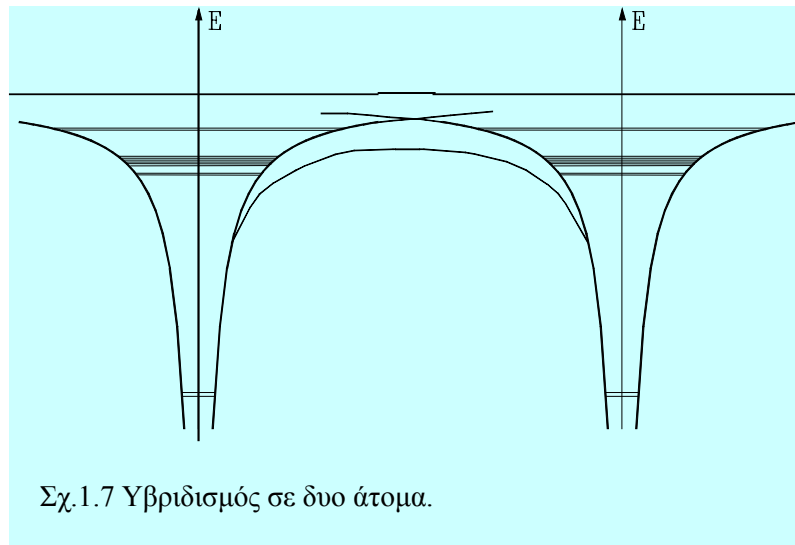
Ας θεωρήσουμε ένα από τα στοιχεία του παραπάνω πίνακα (πχ το Si), και ας παραστήσουμε στο ίδιο διάγραμμα τις ενεργειακές στάθμες της ολικής ενέργειας και την δυναμική ενέργεια σαν συνάρτηση της απόστασης (σχ.1.5).



$$E_{\text{ολική}} = -\frac{m_e Z^2 q_e^4}{8\epsilon_0^2 h^2 n^2} \quad E_{\text{δυναμική}} = -\frac{m_e Z^2 q_e^4}{4\epsilon_0^2 h^2 n^2}$$

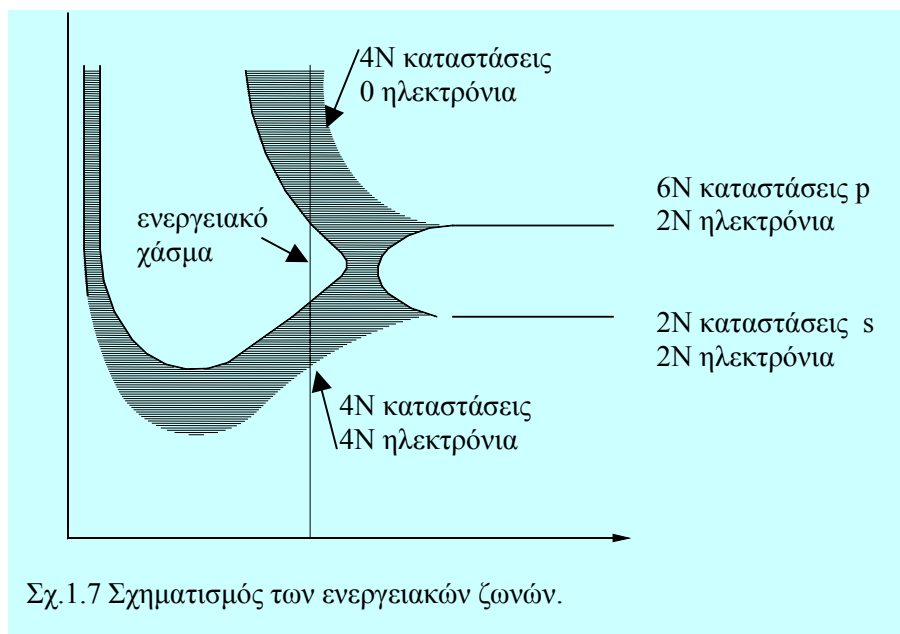
Το σχηματιζόμενο φρέαρ, κατ' επέκταση προς το μηχανικό αντίστοιχο, λέγεται **φρέαρ δυναμικής ενέργειας**. Υποτίθεται φυσικά, ότι οποιοδήποτε ηλεκτρόνιο που κατέχει κάποια στάθμη για να αποσπαστεί από το άτομο θα πρέπει να υπερπηδήσει το φράγμα της δυναμικής ενέργειας.

Ας φανταστούμε τώρα δυο ίδια άτομα που φυσικά θα έχουν την ίδια ηλεκτρονική δομή, σε κάποια απόσταση μεταξύ τους (σχ. 1.5). Αν η απόσταση αυτή είναι πολύ μεγάλη σε σχέση με τις ακτίνες των ίδιων των ατόμων, τίποτα δεν αλλάζει στην όλη μορφή του διαγράμματος. Αν όμως τα άτομα πλησιάσουν αρκετά, τότε, επειδή η ολική δυναμική ενέργεια είναι το άθροισμα των επιμέρους, το αποτέλεσμα είναι ότι ο φραγμός δυναμικής ενέργειας που παρεμβάλλεται ανάμεσα στα δυο άτομα, χαμηλώνει. Έτσι είναι δυνατό, για κάποια απόσταση αυτός ο φραγμός δυναμικής ενέργειας να πέσει πιο χαμηλά από την ανώτερη κατειλημμένη ενεργειακή στάθμη, με συνέπεια, τα ηλεκτρόνια που κατέχουν τη στάθμη αυτή και από τα δυο άτομα, να μπορούν χωρίς καμιά δυσκολία να περάσουν στο διπλανό τους άτομο. Έτσι όμως σε ένα άτομο θα υπάρχουν πλέον δυο ηλεκτρόνια με την ίδια τετράδα κβαντικών αριθμών, πράγμα που αντίκειται στην απαγορευτική αρχή του Pauli. Αποτέλεσμα της διαδικασίας αυτής, είναι η κατάργηση των δυο αυτών σταθμών που αντιστοιχούν στην ίδια τιμή ενέργειας στα δυο άτομα, και η εμφάνιση δυο νέων σταθμών σε συμμετρική θέση ως προς την προηγούμενη. Οι δυο νέες στάθμες είναι κοινές για τα δυο άτομα,



και κάθε μια καταλαμβάνεται από ένα ηλεκτρόνιο. Το φαινόμενο αυτό λέγεται **υβριδισμός**.

Ας φανταστούμε τώρα N άτομα Si σε κρυσταλλικό σχηματισμό με τις ενδοατομικές αποστάσεις όμως πολύ μεγάλες. Τότε κάθε άτομο δεν θα επηρεάζεται από τα γειτονικά του, και θα συμπεριφέρεται σαν να είναι μόνο του στο χώρο. Όταν όμως τα άτομα αυτά αρχίσουν να πλησιάζουν, τότε λόγω του φαινομένου του υβριδισμού, στη θέση των εξωτερικών σταθμών εμφανίζονται νέες υβριδικές στάθμες, σε συμμετρικές θέσεις ως προς την προϋπάρχουσα και σε πολύ μικρές αποστάσεις απ' αυτή. Έτσι στη θέση της ενεργειακής στάθμης που προϋπήρχε εμφανίζονται τώρα πάρα πολλές στάθμες όσο περισσότερο πλησιάζουν τα άτομα, που η καθεμιά απέχει ελάχιστα από την γειτονική της. Το σύνολο αυτό των διαδοχικών ενεργειακών σταθμών λέγεται **ενεργειακή ζώνη**.



Στο σχ. 1.7 φαίνεται η ενεργειακή δομή του κρυστάλλου Si για N άτομα. Για πολύ μεγάλες αποστάσεις η δομή είναι η ίδια με τη δομή του μονωμένου ατόμου, δηλαδή υπάρχουν $2N$ καταστάσεις s , κατειλημμένες από $2N$ ηλεκτρόνια s και $6N$ καταστάσεις p κατειλημμένες από $2N$ ηλεκτρόνια p . Μετά τον υβριδισμό, και στην από-

σταση ισορροπίας του κρυστάλλου, θα έχει αποκατασταθεί η εξής κατάσταση. Για μεν τα ηλεκτρόνια των εσωτερικών στιβάδων τίποτα δεν αλλάζει. Οι στάθμες της εξωτερικής στιβάδας θα έχουν υβριδιστεί, και θα έχουν σχηματιστεί δυο ενεργειακές ζώνες. Η κατώτερη ζώνη θα περιέχει 4N καταστάσεις κατειλημμένες από 4N ηλεκτρόνια, και η ανώτερη ζώνη αποτελούμενη από 4N καταστάσεις κενές. Η πρώτη ζώνη λέγεται **Ζώνη Σθένους** ενώ η δεύτερη λέγεται **Ζώνη Αγωγιμότητας**. Ο ενδιάμεσος χώρος μη επιτρεπτών καταστάσεων λέγεται **Ενεργειακό χάσμα** (βλ.σχ.1.7). Όπως φαίνεται στην εικόνα αυτή, το ύψος του ενεργειακού χάσματος εξαρτάται από τη σχετική απόσταση των ατόμων του κρυσταλλικού πλέγματος.

Αγωγοί μονωτές ημιαγωγοί

Για κάποιες σχετικές αποστάσεις των ατόμων του κρυστάλλου, οι ζώνες σθένους και αγωγιμότητας εφάπτονται δίνοντας έτσι μηδενικό ενεργειακό χάσμα ($E_G = 0$). Στην περίπτωση αυτή, εφαρμογή έστω και μικρού ηλεκτρικού πεδίου ανυψώνει τα ηλεκτρόνια της ζώνης σθένους σε κενές στάθμες της ζώνης αγωγιμότητας με αποτέλεσμα τη δημιουργία ελεύθερων ηλεκτρονίων που συμβάλλουν στην ύπαρξη μεγάλης ηλεκτρικής αγωγιμότητας. Τα στερεά αυτά είναι οι **Αγωγοί**.

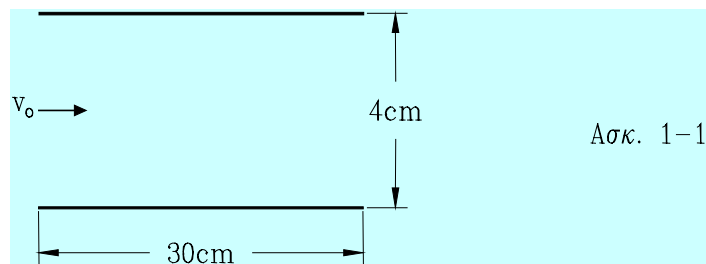
Όταν το ενεργειακό χάσμα είναι πολύ μεγάλο (τυπικά μεγαλύτερο από τα 6eV του καθαρού άνθρακα) τότε είναι εξαιρετικά δύσκολη από ενεργειακή άποψη η ανύψωση ηλεκτρονίων από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας σε θερμοκρασία περιβάλλοντος, με αποτέλεσμα σχεδόν καμιά στάθμη της ζώνης αγωγιμότητας να μην είναι κατειλημμένη. Στην περίπτωση αυτή, η συγκέντρωση των ελεύθερων ηλεκτρονίων είναι σχεδόν μηδενική και συνεπώς η ηλεκτρική αγωγιμότητα ανεπαίσθητη. Τα στερεά αυτά είναι οι **μονωτές**.

Ενδιάμεση περίπτωση των δυο προηγούμενων είναι εκείνη που το ενεργειακό χάσμα είναι μικρό, της τάξης μεγέθους του 1eV. Αυτό σημαίνει ότι σε θερμοκρασία 0°K το υλικό συμπεριφέρεται σαν μονωτής. Όμως με μικρή προσφερόμενη εξωτερικά ενέργεια, (π.χ. με την εφαρμογή ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου ή με ανύψωση της θερμοκρασίας) πολλά ηλεκτρόνια θα μπορέσουν να ανυψωθούν από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας με αποτέλεσμα την ραγδαία αύξηση της συγκέντρωσης των ελεύθερων ηλεκτρονίων και συνεπώς της αγωγιμότητας. Τα στερεά αυτά είναι οι **ημιαγωγοί**. Χαρακτηριστικοί εκπρόσωποι της κατηγορίας αυτής είναι το πυρίτιο (Si) με ενεργειακό χάσμα 1,12eV, το γερμάνιο (Ge) με ενεργειακό χάσμα 0,66eV και το αρσενικούχο γάλιο (GaAs) με ενεργειακό χάσμα 1,42eV σε θερμοκρασία δωματίου (300°K).

Η χαρακτηριστική αυτή ικανότητα των ημιαγωγών να μεταβάλλουν τη συγκέντρωση των ελεύθερων ηλεκτρονίων είτε με τη θερμοκρασία είτε με άλλες διαδικασίες, προσδίδει σ' αυτούς εξαιρετικές ιδιότητες που τους καθιστούν μοναδικά υλικά με απεριόριστες δυνατότητες στη σύνθεση ηλεκτρονικών εξαρτημάτων. Τους ημιαγωγούς θα εξετάσουμε στα επόμενα κεφάλαια αναλυτικά.

Ασκήσεις

Ηλεκτρόνιο με αρχική ενέργεια 10eV εισέρχεται σε ομογενές ηλεκτρικό πεδίο που σχηματίζεται από παράλληλες πλάκες. Η τάση ανάμεσα στις πλάκες αυξάνει από το μηδέν μέχρι τα 100V γραμμικά, μέσα σε 0,1 msec και στη συνέχεια μηδενίζεται ακαριαία. Σε ποιο σημείο το ηλεκτρόνιο θα προσπέσει πάνω στην πλάκα;



[Απ. 28,1cm]

1-2 Δείξτε ότι η συχνότητα περιστροφής του ηλεκτρονίου στο άτομο του υδρογόνου είναι

$$f = \frac{q_e^3 m_e}{4\epsilon_0^2 h^3 n^3}$$

1-3 Δείξτε ότι το αντίστροφο του μήκους κύματος (κυματαριθμός) των φασματικών γραμμών του υδρογόνου δίνονται από τον τύπο

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2} \right)$$

όπου n_1, n_2 ακέραιοι με $n_1 < n_2$ και $R = \frac{m_e q_e^4}{8\epsilon_0^2 h^3 c}$ (σταθερά Rydberg).

1-4 Ποιο είναι το μήκος κύματος

- α) μάζας 1Kg που κινείται με ταχύτητα 1m/sec
- β) ηλεκτρονίου που έχει ενέργεια 100MeV

1-5 Ραδιοφωνικός πομπός 1kW εκπέμπει σε συχνότητα 100MHz.

- α) Πόση ενέργεια περιέχει ένα κβάντο ακτινοβολίας του;
- β) Πόσα κβάντα εκπέμπονται σε 1 sec

1-6 Ποια είναι η ηλεκτρονική δομή των στοιχείων $Si_{14}, Ge_{32}, Sn_{50}, Pb_{82}, U_{92}$.

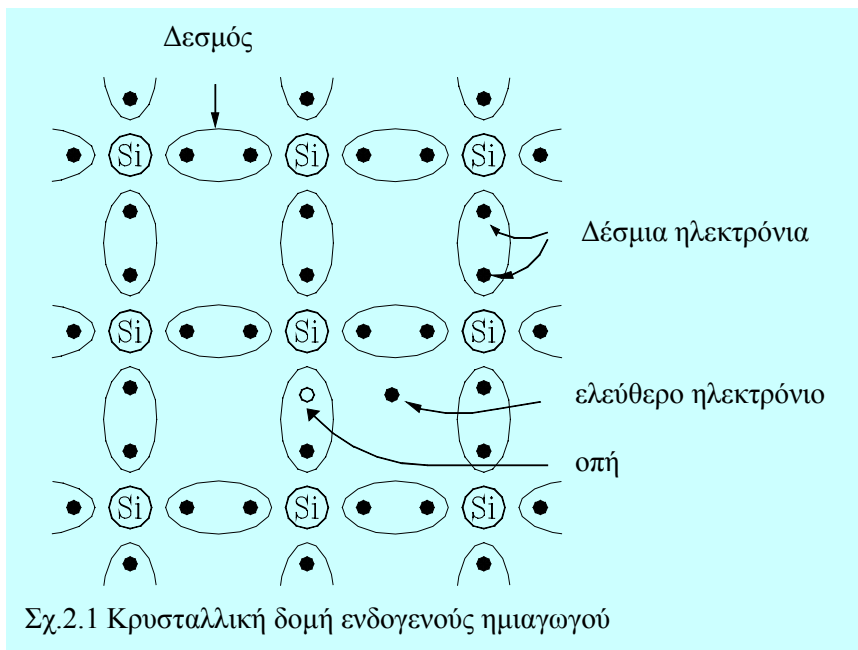
1-7 Ποια είναι η ενέργεια ιονισμού του αρσενικού (As_{33}) και του αντιμονίου (Sb_{51}).

ΗΜΙΑΓΩΓΟΙ

Ενδογενείς ημιαγωγοί

Ας θεωρήσουμε κρύσταλλο από καθαρό ημιαγωγό πυριτίου (σχ.2.1). Το κάθε άτομο, κατά τα γνωστά θα έχει τέσσερα εξωτερικά ηλεκτρόνια που το καθένα συμμετέχει σε κάποιο δεσμό μαζί με ένα άλλο ηλεκτρόνιο κάποιου γειτονικού ατόμου. Έτσι κάθε άτομο συνδέεται με τέσσερις δεσμούς με ισάριθμα γειτονικά άτομα γεγονός που συνεπάγεται την ύπαρξη ενός ισχυρού κρυσταλλικού πλέγματος.

Στην κατάσταση αυτή, όλα τα ηλεκτρόνια είναι δέσμια με συνέπεια τη μη ύπαρξη αγωγιμότητας στον κρύσταλλο. Αν όμως για οποιοδήποτε λόγο, προσπέσει αυξημένη ποσότητα ενέργειας σε κάποιο από τα εξωτερικά ηλεκτρόνια ενός ατόμου, αυτό συνεπάγεται το σπάσιμο του αντίστοιχου δεσμού και την απελευθέρωση του αντίστοιχου ηλεκτρονίου. Το ηλεκτρόνιο που ελευθερώθηκε, καθίσταται τώρα **ελεύθερο ηλεκτρόνιο** και κινείται τυχαία, όπως τα μόρια ιδανικού αερίου, μέσα σ' όλη τη μάζα του κρυστάλλου. Η κενή θέση που δημιουργήθηκε μ' αυτό τον τρόπο, το πιο πιθανό είναι να καταληφθεί από κάποιο γειτονικό ηλεκτρόνιο, δίνοντας έτσι την εντύπωση ότι η ίδια μετακινήθηκε προς την θέση προέλευσης του ηλεκτρονίου αυτού. Το όλο φαινόμενο οδηγεί στην υπόθεση ύπαρξης ενός ξεχωριστού σωματιδίου με φορτίο αντίθετο του ηλεκτρονίου που στο εξής θα το ονομάζουμε **οπή**. Όπως αποδείχεται θεωρητικά και πειραματικά, η οπή είναι σωματίδιο με δική της υλική υπόσταση και σαν τέτοιο θα τη χρησιμοποιούμε κι εμείς στα παρακάτω.



Σχ.2.1 Κρυσταλλική δομή ενδογενούς ημιαγωγού

Όπως γίνεται αντιληπτό, μέσα στον κρύσταλλο ενδογενούς ημιαγωγού θα συνυπάρχουν δυο ειδών ελεύθερα σωματίδια με αντίθετο φορτίο, που μπορούν να μετακινηθούν με την επίδραση οποιουδήποτε εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου, συμβάλλοντας έτσι και τα δυο στην ηλεκτρική αγωγιμότητα του κρυστάλλου. Επειδή στον ημιαγωγό αυτό, οι φορείς δημιουργήθηκαν από μόνοι τους μέσα στον ίδιο κρύσταλλο τον ονομάζουμε **ενδογενή ημιαγωγό**. Φυσικά, όπως φαίνεται από τη διαδικασία γένεσης των παραπάνω δυο φορέων ηλεκτρισμού, η συγκέντρωση των ηλεκτρονίων (n), και η συγκέντρωση των οπών (p) θα είναι ίσες:

$$n = p = n_i$$

Η συγκέντρωση οπών ή ηλεκτρονίων στον ενδογενή ημιαγωγό ονομάζεται **ενδογενής συγκέντρωση n_i** . Η ενδογενής συγκέντρωση σε θερμοκρασία δωματίου (300°K) είναι για το Si περίπου $1 \cdot 10^{10} \text{cm}^{-3}$ για το Ge περίπου $2 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$ και για το GaAs περίπου $2 \cdot 10^6 \text{cm}^{-3}$.

Ημιαγωγοί τύπου n

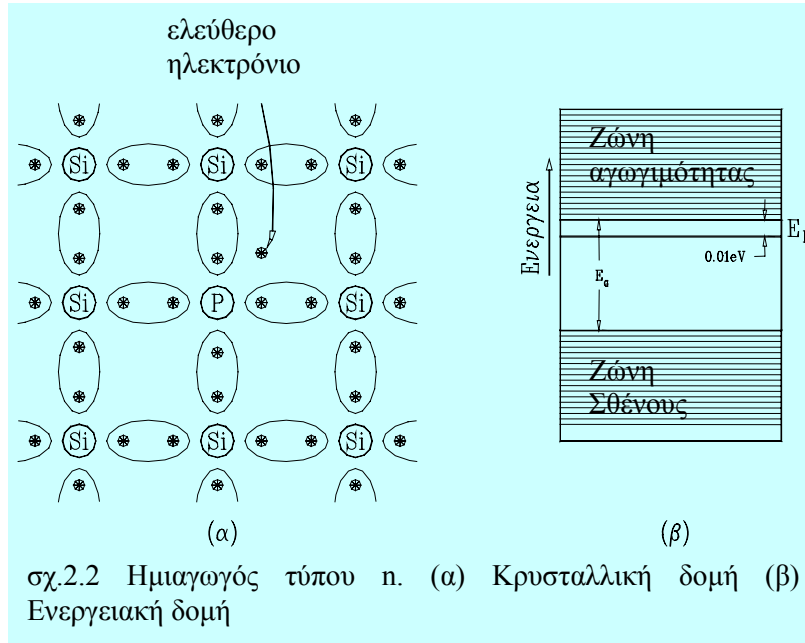
Αν σε κρύσταλλο καθαρού ημιαγωγού (Si) προστεθεί σε ελάχιστο ποσοστό (π.χ. 1 άτομο στα 10) ποσότητα ενός στοιχείου της 5ης ομάδας του περιοδικού συστήματος, (με 5 εξωτερικά ηλεκτρόνια, π.χ. φώσφορος), τότε θα προκύψει ένας ημιαγωγός με δομή λίγο διαφορετική από του ενδογενούς ημιαγωγού. Συγκεκριμένα, για κάθε άτομο πρόσμιξης (P) τα τέσσερα εξωτερικά του ηλεκτρόνια θα συμμετέχουν σε δεσμούς με γειτονικά άτομα, ενώ το πέμπτο ηλεκτρόνιο θα απομείνει ασύνδετο. Αυτό το ηλεκτρόνιο, με ελάχιστη ενέργεια που μπορεί να προσλάβει με οποιονδήποτε τρόπο, αποσπάται από το άτομο και γίνεται ελεύθερο. Φυσικά, ελεύθερα ηλεκτρόνια και οπές μπορεί να δημιουργηθούν και με την ενδογενή διαδικασία όπως άλλωστε και οπές. Ωστόσο τα ελεύθερα ηλεκτρόνια αποτελούν την συντριπτική πλειονότητα και επειδή είναι φορείς αρνητικού (negative) φορτίου, ο ημιαγωγός αυτός παίρνει το όνομα **ημιαγωγός τύπου n**. Το στοιχείο πρόσμιξης που δίνει στον κρύσταλλο ελεύθερα ηλεκτρόνια λέγεται **δότης**.

Από ενεργειακή άποψη, συμβαίνουν τα εξής. Κάθε άτομο πρόσμιξης παρουσιάζει ενεργειακή δομή παρόμοια με τη δομή του καθαρού πυριτίου με τη διαφορά ότι το 5ο εξωτερικό ηλεκτρόνιο καταλαμβάνει μια επιπλέον δική του ενεργειακή στάθμη. Κατά την πρόσμιξη, ενώ οι ενεργειακές στάθμες των τεσσάρων εξωτερικών ηλεκτρονίων τόσο του πυριτίου όσο και του φωσφόρου υβριδίζονται και δημιουργούν τις ζώνες σθένους και αγωγιμότητας, οι στάθμες των πέμπτων ηλεκτρονίων των ατόμων πρόσμιξης δεν υβριδίζονται γιατί τα άτομα που τις έχουν κατειλημμένες με ηλεκτρόνια απέχουν πάρα πολύ μεταξύ τους. Πραγματικά, με τόσο μικρή αναλογία πρόσμιξης, και με μια ομοιόμορφη κατανομή των ατόμων στον κρύσταλλο, στη γειτονιά κάθε ατόμου πρόσμιξης, και σε όσο χώρο καταλαμβάνουν 10 άτομα δεν θα υπάρχει άλλο άτομο πρόσμιξης. Έτσι μέσα στο ενεργειακό χάσμα προστίθεται τώρα μια ενεργειακή στάθμη που απέχει ελάχιστα από τη ζώνη αγωγιμότητας και λέγεται **στάθμη δότη** (σχ.2.2(β)). Αποδεικνύεται ότι η ενέργεια αυτή (E_D) που συνδέει ουσιαστικά το επί πλέον ηλεκτρόνιο με το άτομο του δότη, είναι:

$$E_C - E_D \approx -\frac{Z^2 m_n^* q_e^4}{8\epsilon^2 \epsilon_0^2 h^2} \approx -0,12\text{eV}$$

όπου ϵ : η σχετική διηλεκτρική σταθερά $\approx 11,8$

Η ενέργεια αυτή είναι ίση με το 1/20 του ενεργειακού χάσματος, κατά προσέγγιση. Αν η συγκέντρωση του δότη είναι N τότε ίδια θα είναι και η συγκέντρωση των ηλεκτρονίων που προέρχονται απ' αυτόν δηλαδή των **ηλεκτρονίων πρόσμιξης**. Φυσικά η συγκέντρωση όλων των ηλεκτρονίων θα είναι:



$$n = N + n_i$$

και επειδή $N \gg n_i$ θα ισχύει κατά μεγάλη προσέγγιση: $n \cong N$.

Ημιαγωγοί τύπου p

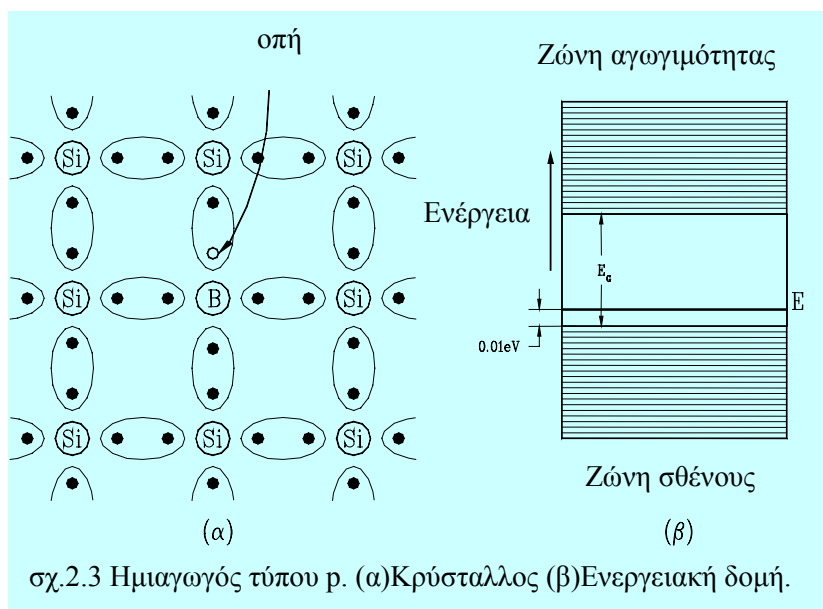
Αν τώρα στον κρύσταλλο του καθαρού ημιαγωγού προστεθεί πρόσμιξη στοιχείου με 3 εξωτερικά ηλεκτρόνια (π.χ. B) τότε θα προκύψει η κρυσταλλική δομή της σχ.2.3(α), όπου για μικρή αναλογία πρόσμιξης τα άτομα αυτά θα απέχουν πάρα πολύ μεταξύ τους. Τα τρία εξωτερικά ηλεκτρόνια των ατόμων πρόσμιξης συμμετέχουν σε δεσμούς μαζί με ηλεκτρόνια από γειτονικά άτομα ενώ ταυτόχρονα η έλλειψη τέταρτου ηλεκτρονίου δημιουργεί μια οπή στη θέση αυτή. Με τον τρόπο αυτό δημιουργούνται τόσες οπές, όσα και τα άτομα πρόσμιξης, που επειδή έχουν τη δυνατότητα να δεχτούν ηλεκτρόνιο στη θέση της οπής, λέγονται άτομα **αποδέκτη**. Η συγκέντρωση του αποδέκτη και συνεπώς η συγκέντρωση των οπών πρόσμιξης θα είναι N . Προφανώς θα δημιουργηθούν οπές όπως και ελεύθερα ηλεκτρόνια από την ενδογενή διαδικασία, αλλά αυτές θα είναι πολύ λιγότερες ($n_i \ll N$). Άρα η ολική συγκέντρωση οπών θα είναι:

$$p = N + n_i$$

Από ενεργειακή άποψη, η πρόσμιξη αποδέκτη προσθέτει μια μονωμένη κενή ενεργειακή στάθμη μέσα στο ενεργειακό χάσμα και πολύ κοντά στη ζώνη σθένους. Αυτή λέγεται **στάθμη αποδέκτη** και είναι πολύ εύκολο να καταληφθεί από ηλεκτρόνιο προερχόμενο από τη ζώνη σθένους, δημιουργώντας ταυτόχρονα κενές ενεργειακές στάθμες στη ζώνη σθένους. Έτσι μπορούν πλέον να μετακινηθούν ηλεκτρόνια σθένους μέσα από τις κενές καταστάσεις της ζώνης σθένους με αποτέλεσμα την ύπαρξη αγωγιμότητας. Η αγωγιμότητα στους ημιαγωγούς αυτούς θα οφείλεται κυρίως στις οπές που επειδή φέρουν θετικό φορτίο (positive), ο ημιαγωγός χαρακτηρίζεται σαν τύπου p. Επειδή εδώ οι οπές είναι πολύ περισσότερες από τα ελεύθερα ηλεκτρόνια λέγονται **φορείς πλειονότητας**. Αντίστοιχα τα ελεύθερα ηλεκτρόνια λέγονται **φορείς μειονότητας**. Προφανώς στους ημιαγωγούς τύπου n, φορείς πλειονότητας θα είναι τα ελεύθερα ηλεκτρόνια και φορείς μειονότητας οι οπές.

Ο παρακάτω πίνακας δίνει τα αντίστοιχα ποσά ενέργειας, $E_C - E_D$ για ημιαγωγό τύπου n, ή $E_A - E_V$ για ημιαγωγό τύπου p.

Sb	0,039 eV	B	0,045 eV
P	0,045 eV	Al	0,067 eV
As	0,054 eV	Ga	0,072 eV
		In	0,16 eV



Η συνάρτηση Fermi-Dirac

Ας θεωρήσουμε μια περιοχή ενεργειών dE : $(E, E+dE)$. Το πλήθος των ηλεκτρονίων ενός κρυστάλλου που έχουν ενέργεια μέσα σ' αυτή την περιοχή θα είναι:

$$dn_E = \rho_E dE$$

όπου ρ_E :είναι μια συνάρτηση που εκφράζει το πλήθος των ηλεκτρονίων που έχουν ενέργεια μέσα σε μια περιοχή ενεργειών ίση με τη μονάδα. Η συνάρτηση αυτή μπορεί να εκφραστεί από το γινόμενο

$$\rho_E = f(E)N(E)$$

Όπου $N(E)$ είναι η πυκνότητα ενεργειακών καταστάσεων για ενέργεια E , δηλαδή το πλήθος των ενεργειακών καταστάσεων μέσα στην περιοχή ενεργειών $(E, E+dE)$, και $f(E)$ είναι το ποσοστό των παραπάνω ενεργειακών καταστάσεων που είναι κατειλημμένες από ηλεκτρόνια, δηλαδή η πιθανότητα κατάληψης των αντιστοίχων ενεργειακών σταθμών.

Η συνάρτηση $N(E)$ όπως προκύπτει από κβαντομηχανική ανάλυση, δίνεται από τις σχέσεις,

$$N_c(E) = \frac{4\pi(2m_n^*)^{3/2}\sqrt{E - E_c}}{h^3} \quad \text{για } E \geq E_c$$

$$N_v(E) = \frac{4\pi(2m_p^*)^{3/2}\sqrt{E_v - E}}{h^3} \quad \text{για } E \leq E_v$$

με m_n^* : ενεργός μάζα ηλεκτρονίου, m_p^* : ενεργός μάζα οπής, h : σταθερά του Planck.
 Η συνάρτηση $f(E)$ λέγεται **συνάρτηση πιθανότητας Fermi-Dirac** καθορίζει την πιθανότητα κατάληψης της στάθμης E από ηλεκτρόνιο και δίνεται από τη σχέση:

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

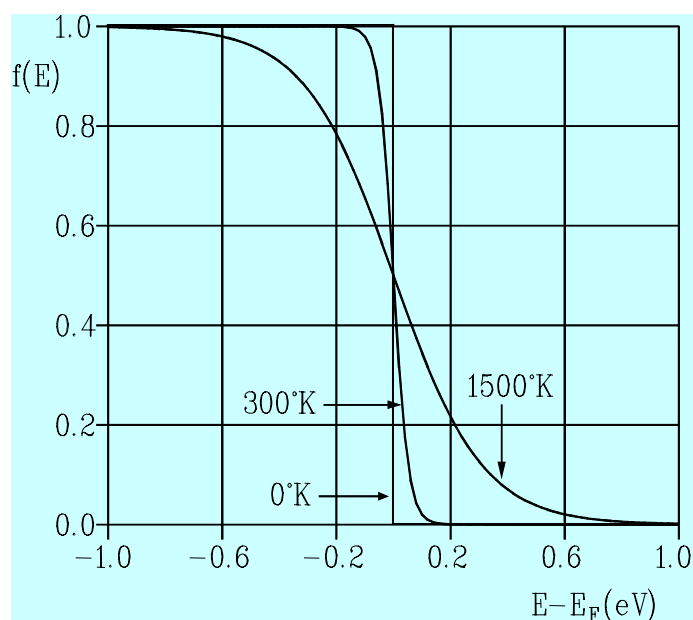
όπου k : σταθερά Boltzmann

T : απόλυτη θερμοκρασία

E_F : στάθμη Fermi

Από την παραπάνω σχέση φαίνεται ότι η στάθμη Fermi είναι η ανώτατη τιμή της ενέργειας που μπορεί να κατέχει ένα ηλεκτρόνιο του κρυστάλλου στη θερμοκρασία του απόλυτου μηδενός. Για τη θερμοκρασία αυτή, ο παραπάνω τύπος δίνει στη στάθμη Fermi πιθανότητα κατάληψης 1/2.

Στην σχ.2.4 βλέπουμε τη γραφική παράσταση της συνάρτησης $f(E)$ για διάφορες θερμοκρασίες. Έτσι για $T = 0^\circ\text{K}$, η $f(E)$ παίρνει την τιμή 1 για $E < E_F$ και 0 για $E > E_F$, ενώ για $E = E_F$ παίρνει την τιμή 1/2.

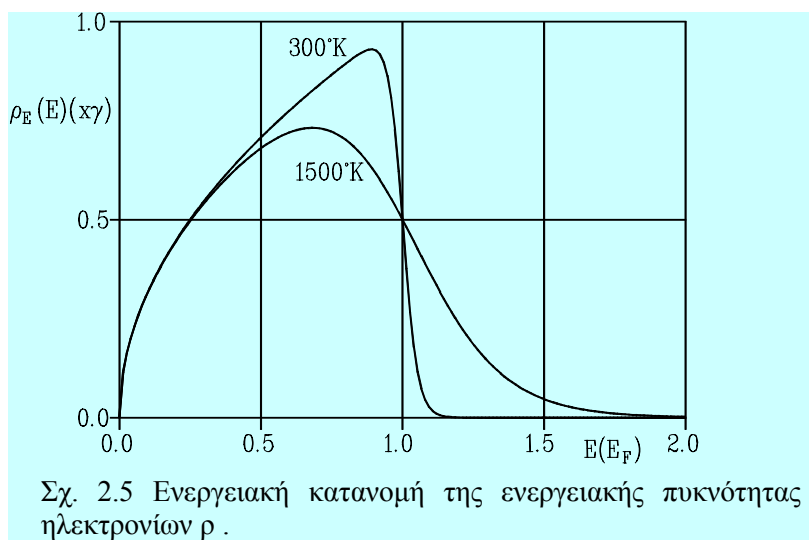


Σχ. 2.4 Η συνάρτηση Fermi-Dirac.

Για $T = 0^\circ\text{K}$ η $f(E)$ γίνεται 1 όταν $E \ll E_F$ και 0 όταν $E \gg E_F$ ενώ για $E = E_F$ παίρνει πάλι την τιμή 1/2.

Η κατανομή Fermi-Dirac συμφωνώντας με την απαγορευτική αρχή του Pauli καθορίζει ότι ακόμα και στο απόλυτο μηδέν δεν είναι δυνατόν να υπάρχουν ηλεκτρόνια με την ίδια ενέργεια.

Η συνάρτηση ρ_E σαν το γινόμενο των συναρτήσεων $N(E)$ και $f(E)$ θα εκφράζεται γραφικά από το διάγραμμα της σχ.2.5 για θερμοκρασίες 0°K και 2500°K . Για πολύ μεγάλες θερμοκρασίες η κατανομή Fermi-Dirac προσεγγίζει την κατανομή Maxwell-Boltzmann.



ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΗ: Η μελέτη της συμπεριφοράς των ηλεκτρονίων μέσα σε κρύσταλλο υπό την επίδραση εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου, θα ήταν τρομερά δύσκολη δεδομένου ότι το εσωτερικό περιοδικό ηλεκτρικό πεδίο του κρυστάλλου που δημιουργείται από τα ιόντα του κρυσταλλικού πλέγματος είναι πολύ ισχυρότερο του εξωτερικού πεδίου. Η δυσκολία αυτή παρακάμπτεται αν θεωρηθούν τα ηλεκτρόνια κλασικά σωματίδια με **ενεργό μάζα m_n^*** . Το ίδιο ισχύει και με τις οπές οι οποίες εφόσον θεωρούνται αυτοτελή σωματίδια (όπως τα ηλεκτρόνια) θα έχουν ενεργό μάζα m_p^* .

Με την παραπάνω παραδοχή είναι δυνατόν να μελετηθεί η συμπεριφορά των σωματίων ως να ευρίσκονται στο κενό, με τη διαφορά ότι αντί της κλασικής μάζας ηρεμίας m_0 , θα θεωρείται ότι έχουν ενεργό μάζα m_n^* . Στον παρακάτω πίνακα δίνονται οι ενεργές μάζες ηλεκτρονίου και οπής σε σύγκριση με τη μάζα ηρεμίας του ηλεκτρονίου για τους ημιαγωγούς Si, Ge, GaAs.

	m_n^*/m_0	m_p^*/m_0
Si	1,18	0,81
Ge	0,55	0,36
GaAs	0,066	0,52

Η ενέργεια Fermi και η συγκέντρωση φορέων σε ενδογενή ημιαγωγή

Αν ρ είναι η συγκέντρωση ηλεκτρονίων μέσα σε μια περιοχή ενεργειών dE , τότε η συγκέντρωση όλων των ελεύθερων ηλεκτρονίων, δηλαδή των ηλεκτρονίων που έχουν ενέργεια μεγαλύτερη από E_c , θα βρίσκεται από τη σχέση:

$$n = \int_{E_c}^{\infty} \rho(E) dE = \int_{E_c}^{\infty} N_c(E) f(E) dE =$$

Για $E \geq E_c$, ισχύει $E - E_F \gg kT$ οπότε θα ισχύει η σχέση

$$\frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_F}{kT}}} \cong e^{-\frac{E-E_F}{kT}}$$

οπότε

$$n = \int_{E_C}^{\infty} \frac{4\pi(2m_n^*)^{3/2}}{h^3} (E - E_C)^{1/2} \cdot e^{-(E-E_F)/kT} \cdot dE$$

ή όπως αποδείχεται

$$n = N_C e^{-(E_C-E_F)/kT}$$

όπου

$$N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2}$$

αντίστοιχα, το πλήθος των κενών ενεργειακών καταστάσεων κάτω από τη στάθμη E_V θα είναι:

$$N(E) = \gamma(E_V - E)^{1/2}$$

Η συνάρτηση Fermi για μια οπή θα είναι: $1-f(E)$ δεδομένου ότι οπή σημαίνει κενή ενεργειακή κατάσταση στη ζώνη σθένους. Όμως

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

εφόσον φυσικά δεχτούμε ότι για $E \leq E_V$ ισχύει $E_F - E \gg kT$. Τελικά η συγκέντρωση οπών θα 'βγεί από τη σχέση:

$$p = \int_{-\infty}^{E_V} \gamma(E_V - E)^{1/2} \cdot e^{-(E_F-E)/kT} \cdot dE$$

ή

$$p = N_V e^{-(E_F-E_V)/kT}$$

όπου

$$N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2}$$

Οι παραπάνω σχέσεις που δίνουν τη συγκέντρωση ελεύθερων ηλεκτρονίων και οπών ισχύουν τόσο σε ενδογενείς όσο και σε μη ενδογενείς ημιαγωγούς. Ειδικά για τους ενδογενείς ημιαγωγούς θα ισχύει $n = p$ γιατί για κάθε δημιουργούμενο ελεύθερο ηλεκτρόνιο ταυτόχρονα δημιουργείται και μια οπή. Αν λοιπόν εξισωθούν οι συγκεντρώσεις των ελεύθερων ηλεκτρονίων και των οπών, θα ισχύει:

$$N_C e^{-(E_C-E_F)/kT} = N_V e^{-(E_F-E_V)/kT}$$

Λογαριθμίζοντας και τα δυο μέρη παίρνουμε τη σχέση

$$\ln \frac{N_C}{N_V} = \frac{-(E_F - E_V) + (E_C - E_F)}{kT} = \frac{E_C + E_V - 2E_F}{kT}$$

οπότε

$$E_F = \frac{E_C + E_V}{2} - \frac{kT}{2} \ln \frac{N_C}{N_V}$$

και αντικαθιστώντας τις τιμές των N_C , N_V παίρνουμε

$$E_F = \frac{E_C + E_V}{2} - \frac{3kT}{4} \ln \frac{m_n^*}{m_p^*}$$

Για πυρίτιο σε θερμοκρασία περιβάλλοντος, εφαρμογή στον παραπάνω τύπο δίνει

$$E_F = \frac{E_C + E_V}{2} - 0,0073\text{eV} \approx \frac{E_C + E_V}{2}$$

Η παραπάνω σχέση σημαίνει ότι στους ενδογενείς ημιαγωγούς, η στάθμη Fermi βρίσκεται στο μέσο του ενεργειακού χάσματος.

Εφαρμογή

Να βρεθεί η πιθανότητα κατάληψης των σταθμών E_C και E_V σε ενδογενή ημιαγωγό πυριτίου, σε θερμοκρασία περιβάλλοντος .

Το ενεργειακό χάσμα για τον εν λόγω ημιαγωγό είναι 1,12eV. Επειδή όμως η στάθμη Fermi για ενδογενή ημιαγωγό είναι στη μέση περίπου του ενεργειακού χάσματος, θα ισχύει:

$$E_C - E_F = E_C - \frac{E_C + E_V}{2} = \frac{E_C - E_V}{2} = \frac{E_G}{2}$$

Σύμφωνα λοιπόν με τη συνάρτηση Fermi-Dirac η πιθανότητα κατάληψης θα είναι:

$$f(E_C) = \frac{1}{1 + e^{\frac{(E_C - E_F)}{kT}}} = \frac{1}{1 + e^{\frac{E_G}{2kT}}} = \frac{1}{1 + e^{\frac{1,12}{2 \cdot 8,62 \cdot 10^{-5} \cdot 300}}}$$

δηλαδή: $f(E_C) = 3,94 \cdot 10^{-10}$

Με τον ίδιο τρόπο μπορούμε να δείξουμε ότι: $E_V - E_F = -\frac{E_G}{2}$

και συνεπώς $f(E_V) = \frac{1}{1 + e^{\frac{(E_V - E_F)}{kT}}} = \frac{1}{1 + e^{\frac{E_G}{2kT}}} = \frac{1}{1 + e^{\frac{1,12}{2 \cdot 8,62 \cdot 10^{-5} \cdot 300}}}$

δηλαδή: $f(E_V) = 0,9999999996$

Λόγω της συμμετρίας της καμπύλης Fermi, επειδή οι τιμές E_C και E_V ισαπέχουν από την τιμή E_F και οι τιμές $f(E_C)$ και $f(E_V)$ θα ισαπέχουν από το $\frac{1}{2}$.

Πραγματικά: $f(E_C) + f(E_V) = 3,94 \cdot 10^{-10} + 0,9999999996 = 1$

Στους ενδογενείς ημιαγωγούς οι συγκεντρώσεις ελεύθερων ηλεκτρονίων και πών θα είναι ίσες

$$n_i = n \quad n_i = p$$

Αν πολλαπλασιάσουμε κατά μέλη τις παραπάνω σχέσεις προκύπτει:

$$\boxed{n_i^2 = np}$$

Η σχέση αυτή που ισχύει όχι μόνο για τους ενδογενείς ημιαγωγούς είναι ειδική έκφραση του γενικότερου **νόμου δράσης των μαζών**. Με αντικατάσταση των n , p από τους προηγούμενους τύπους, προκύπτει:

$$n_i^2 = N_C N_V e^{-(E_C - E_V)/kT} = N_C N_V e^{-E_G/kT}$$

όπου E_G = ενεργειακό χάσμα

Αντικατάσταση στον παραπάνω τύπο των N_C , N_V και με την προϋπόθεση ότι τα ηλεκτρόνια και οι οπές έχουν την ίδια ενεργό μάζα παίρνουμε:

$$n_i = 2 \left(\frac{2\pi(m_n^* m_p^*)^{1/2} kT}{h^2} \right)^{3/2} \cdot e^{-E_G/2kT}$$

Εφαρμογή

Σε κρύσταλλο πυριτίου με πρόσμιξη δότη σε ποσοστό $1:10^8$ να βρεθεί η συγκέντρωση ηλεκτρονίων καθώς και η συγκέντρωση οπών σε θερμοκρασία 300°K . Δίνονται για την ίδια θερμοκρασία $n_i = 1,5 \cdot 10^{10}$ ατ/cm³, ατομικό βάρος=28,1, πυκνότητα=2,33gr/cm³, αριθμός Avogadro = $6,023 \cdot 10^{23}$.

Η συγκέντρωση ατόμων Si στον κρύσταλλο, θα είναι:

$$2,33 \frac{\text{gr}}{\text{cm}^3} \cdot 6,023 \cdot 10^{23} \frac{\text{ατομα}}{\text{grat}} \cdot \frac{1}{28,1 \frac{\text{gr}}{\text{grat}}} = 0,4994 \cdot 10^{23} \text{ατομα/cm}^3$$

επομένως η συγκέντρωση δότη θα είναι: $N_D = (1/10^8) \cdot 0,4994 \cdot 10^{23} = 0,4994 \cdot 10^{15}$ ατ/cm³

Αν υποθέσουμε ότι τα ελεύθερα ηλεκτρόνια του κρυστάλλου προέρχονται σχεδόν αποκλειστικά από τον δότη, τότε η συγκέντρωση ελεύθερων ηλεκτρονίων θα είναι:

$$n \approx N_D = 0,4949 \cdot 10^{15} \text{ηλ/cm}^3$$

και επομένως η συγκέντρωση οπών θα είναι:

$$p = \frac{n_i^2}{n} = \frac{(1,5 \cdot 10^{10})^2}{0,4994 \cdot 10^{15}} = 4,505 \cdot 10^5 \text{οπ/cm}^3$$

ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΗ: Στο ολοκλήρωμα

$$n = \int_{E_C}^{\infty} \gamma(E - E_C)^{1/2} \cdot e^{-(E - E_F)/kT} \cdot dE$$

αν εφαρμόσουμε τον μετασχηματισμό $(E - E_C)/kT = t$ οπότε $E = kTt + E_C$ και $dE = kTdt$, τότε θα πάρουμε:

$$\begin{aligned} n &= \int_0^{\infty} \gamma(kTt)^{1/2} \cdot e^{-(kTt + E_C - E_F)/kT} \cdot kTdt \\ &= \int_0^{\infty} \gamma(kT)^{3/2} \cdot t^{1/2} \cdot e^{-(E_C - E_F)/kT} \cdot dt \end{aligned}$$

$$= \gamma(kT)^{3/2} \cdot e^{-(E_C - E_F)/kT} \int_0^{\infty} t^{1/2} \cdot e^{-t} \cdot dt = \gamma(kT)^{3/2} \cdot e^{-(E_C - E_F)/kT} \Gamma\left(\frac{3}{2}\right)$$

αλλά $\Gamma\left(\frac{3}{2}\right) = \Gamma\left(1 + \frac{1}{2}\right) = \frac{1}{2} \Gamma\left(\frac{1}{2}\right) = \frac{1}{2} \sqrt{\pi}$

και συνεπώς: $n = \gamma(kT)^{3/2} \cdot e^{-(E_C - E_F)/kT} \frac{1}{2} \sqrt{\pi}$

ή $n = 2 \left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-(E_C - E_F)/kT}$

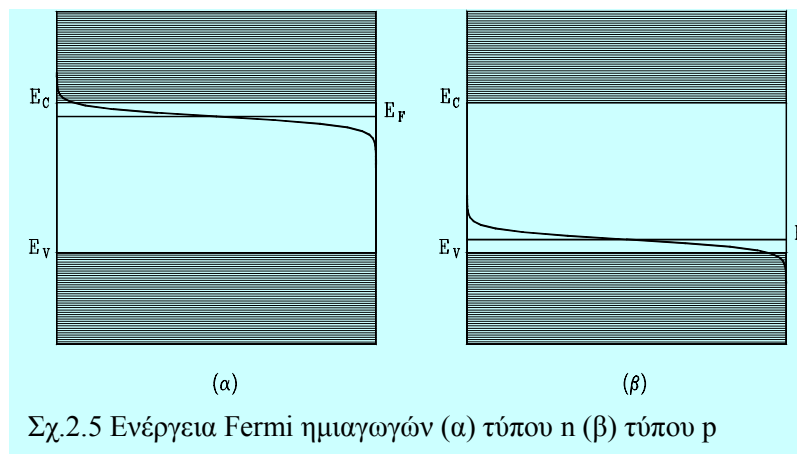
Το ολοκλήρωμα $p = \int_{-\infty}^{E_V} \gamma(E_V - E)^{1/2} \cdot e^{-(E_F - E)/kT} \cdot dE$

υπολογίζεται κατά τον ίδιο τρόπο αφού γίνει ο μετασχηματισμός $(E_V - E)/kT = t$ (πώς;).

Η ενέργεια Fermi σε ημιαγωγό με προσμίξεις

Σε ημιαγωγό τύπου n η συγκέντρωση ελεύθερων ηλεκτρονίων θα είναι ως γνωστό $n = n_i + N_D \cong N_D$ γιατί $n_i \ll N_D$

$$N_D = N_C e^{-(E_C - E_F)/kT}$$



Λογαριθμίζοντας και λύνοντας τη σχέση που προκύπτει ως προς E_F :

$$E_F = E_C - kT \ln\left(\frac{N_C}{N_D}\right)$$

Για ημιαγωγό πυριτίου σε θερμοκρασία περιβάλλοντος και θέτοντας μια τυπική τιμή $N_D = 1,6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ προκύπτει:

$$E_F = E_C - 0,26\text{eV}$$

Δηλαδή στους ημιαγωγούς τύπου n η στάθμη Fermi προκύπτει λίγο χαμηλότερα από τη ζώνη αγωγιμότητας μέσα στο ενεργειακό χάσμα (σχ.2.5(α)).

Σε ημιαγωγό τύπου p η συγκέντρωση οπών θα είναι:

$$p = n_i + N_A \cong N_A \text{ γιατί } n_i \ll N_A$$

άρα

$$N_A = N e^{-(E_F - E_V)/kT}$$

Λογαριθμίζοντας και λύνοντας τη σχέση που προκύπτει ως προς E_F :

$$E_F = E_V + kT \ln\left(\frac{N_V}{N_A}\right)$$

Δηλαδή στους ημιαγωγούς τύπου p η στάθμη Fermi προκύπτει λίγο υψηλότερα από τη ζώνη σθένους μέσα στο ενεργειακό χάσμα (σχ.2.5(β)).

Με συγκέντρωση αποδέκτη $N_A \approx 9,1 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$ προκύπτει

$$E_F = E_V + 0,26\text{eV}$$

Ασκήσεις

2-1 Ποια είναι η πιθανότητα κατάληψης από ηλεκτρόνιο της στάθμης E_C σε κρύσταλλο καθαρού γερμανίου σε θερμοκρασία $T=300^\circ\text{K}$. Δίνονται $k=8,62 \cdot 10^{-5} \text{eV}/^\circ\text{K}$, $E_G=0,72\text{eV}$

$$[\text{Απ. } 8.998 \cdot 10^{-7}]$$

2-2 Με δεδομένο το αποτέλεσμα της άσκησης 2-1, ποια είναι η πιθανότητα κατάληψης της στάθμης E_V στην ίδια θερμοκρασία.

$$[\text{Απ. } 0.9999991]$$

2-3 Σε θερμοκρασία 300°K η συγκέντρωση ενδογενών φορέων ενός κρυστάλλου πυριτίου είναι $1,5 \cdot 10^{10} \text{ηλ}/\text{cm}^3$. Πόση γίνεται η συγκέντρωση ενδογενών φορέων όταν η θερμοκρασία αυξηθεί κατά 10°K . Δίνονται $E_G=1,1\text{eV}$, $k=8,62 \cdot 10^{-5} \text{eV}/^\circ\text{K}$

$$[\text{Απ. } 2.47 \cdot 10^{10} \text{cm}^{-3}]$$

2-4 Δείγμα πυριτίου υφίσταται πρόσμιξη με βόριο σε συγκέντρωση $10^{14} \text{ατ}/\text{cm}^3$. Πόση είναι η συγκέντρωση φορέων σε θερμοκρασίες (α) 300°K , (β) 0°K , (γ) 600°K .

2-5 (α) Προσδιορίστε τη συγκέντρωση ελευθέρων ηλεκτρονίων και οπών σε θερμοκρασία 300°K για δείγμα γερμανίου με συγκέντρωση δότη $N_D=10^{10} \text{άτομα}/\text{cm}^3$ και συγκέντρωση αποδέκτη $N_A=2 \cdot 10^{14} \text{άτομα}/\text{cm}^3$. Το δείγμα είναι p ή n τύπου ημιαγωγός;

(β) Επαναλάβετε το παραπάνω για $N_D=N_A=10^{15} \text{άτομα}/\text{cm}^3$.

(γ) Επαναλάβετε το παραπάνω για $N_D=10^{17} \text{άτομα}/\text{cm}^3$ και $N_A=10^{13} \text{άτομα}/\text{cm}^3$.

2-6 Πόση είναι η συγκέντρωση ελεύθερων ηλεκτρονίων σε κρύσταλλο πυριτίου

(α) Στους 0°K . (β) Στους 2500°K .

Δίνονται $m_e=9,1 \cdot 10^{-31} \text{Kgr}$, $\pi=3.14$, $k=8,62 \cdot 10^{-5} \text{eV}/^\circ\text{K}$, $h=6,626 \cdot 10^{-34} \text{Jsec}$, $E_G=1,1\text{eV}$

$$[\text{Απ. } 0, \quad 2,72 \cdot 10^{23} \text{ηλ}/\text{cm}^3]$$

2-7 Σε κρύσταλλο πυριτίου n-τύπου η συγκέντρωση δότη είναι 1 άτομο στα $2 \cdot 10^8$ άτομα πυριτίου. Σε ποια θερμοκρασία η στάθμη Fermi συμπίπτει με το κάτω όριο της ζώνης αγωγιμότητας (E_C);

[Απ. $13,9 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{K}$]

2-8 Βρέστε τη θερμοκρασία στην οποία η ενδογενής συγκέντρωση φορέων του πυριτίου είναι ίση με την ενδογενή συγκέντρωση του γερμανίου. Επαναλάβετε το ίδιο και για GaAs αντί του πυριτίου.

2-9 Ημιαγωγός A έχει ενεργειακό χάσμα 1eV, ενώ ημιαγωγός B ενεργειακό χάσμα 2eV. Ποιος είναι ο λόγος των ενδογενών συγκεντρώσεων φορέων των δυο ημιαγωγών στους 300°K. (Υποθέστε ότι δεν υπάρχει διαφορά στις ενεργές μάζες των φορέων.

2-10 Βρέστε τη συγκέντρωση οπών και ηλεκτρονίων σε κατάσταση ισορροπίας μέσα σε ημιαγωγό πυριτίου όπου:

- α) $T=300^\circ\text{K}$, $N_A \ll N_D$, $N_D=10^{15} \text{ ηλ/cm}^3$
- β) $T=300^\circ\text{K}$, $N_A=10^{15} \text{ ηλ/cm}^3$, $N_D \ll N_A$,
- γ) $T=300^\circ\text{K}$, $N_A=9 \cdot 10^{15} \text{ ηλ/cm}^3$, $N_D=10^{15} \text{ ηλ/cm}^3$
- δ) $T=450^\circ\text{K}$, $N_A=0$, $N_D=10^{14} \text{ ηλ/cm}^3$
- ε) $T=650^\circ\text{K}$, $N_A=0$, $N_D=10^{14} \text{ ηλ/cm}^3$

ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΙ ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΤΑΣ

Αγωγιμότητα στους ημιαγωγούς

Υπάρχουν δυο είδη ρευμάτων που εμφανίζονται στους ημιαγωγούς. Το ρεύμα μετατόπισης (drift current) το οποίο είναι και το πλέον γνωστό γιατί είναι το αποτέλεσμα της ύπαρξης διαφοράς δυναμικού. Επίσης το ρεύμα διάχυσης το οποίο εμφανίζεται κατ' αντιστοιχία με το φαινόμενο της διάχυσης των αερίων εκεί όπου υπάρχει διαφορά στη συγκέντρωση των αντιστοιχών φορέων. Παρακάτω θα εξετάσουμε λεπτομερώς τα ρεύματα αυτά από θεωρητική άποψη, αλλά και τις πρακτικές τους συνέπειες.

Ρεύμα μετατόπισης

Οι φορείς του ηλεκτρισμού στους ημιαγωγούς, όταν σ' αυτούς δεν εφαρμόζεται εξωτερική τάση, κινούνται τελείως ελεύθερα, όπως τα μόρια ιδανικού αερίου μέσα σε κλειστό δοχείο. Η διεύθυνση και το μέτρο της ταχύτητάς τους είναι τελείως τυχαία και υπακούουν μόνο σε νόμους της στατιστικής. Συγκεκριμένα η τέλεια αταξία στην κίνηση αυτή, έχει σαν συνέπεια για κάθε διεύθυνση σε όσους φορείς κινούνται κατά τη μια φορά να αντιστοιχούν άλλοι τόσοι που κινούνται κατά την αντίθετη. Έτσι τελικά για ένα μεγάλο αριθμό φορέων η μετακίνησή τους για μεγάλο χρονικό διάστημα είναι μηδενική.

Αν σε κρύσταλλο ημιαγωγού εφαρμοστεί κάποιο εξωτερικό ηλεκτρικό πεδίο E , τότε σε κάθε φορέα εξασκείται μια δύναμη:

$$F = q_e E \quad (3.1)$$

Με την επίδραση αυτής της δύναμης ο φορέας θα επιταχύνεται συνεχώς κατά την διεύθυνση του εξωτερικού πεδίου μέχρι να συγκρουστεί με κάποιο άτομο του κρυστάλλου, με επιτάχυνση

$$\gamma = \frac{F}{m} = \frac{q_e E}{m} \quad (3.2)$$

Κατά τη σύγκρουση χάνει ένα μέρος της ενέργειάς του και επιβραδύνεται, και η διαδικασία αυτή των συνεχών επιταχύνσεων και επιβραδύνσεων συνεχίζεται. Η κίνηση αυτή του φορέα είναι αρκετή περίπλοκη αλλά για ένα μεγάλο χρονικό διάστημα μπορεί να θεωρηθεί ευθύγραμμη ομαλή εφ' όσον η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου είναι σταθερή. Αποδεικνύεται ότι η μέση ταχύτητα των φορέων στην κίνηση αυτή δίνεται από τον παρακάτω τύπο:

$$v = \frac{\mu_o E}{\left[1 + \left(\frac{\mu_o E}{v_{\text{κορ}}} \right)^\beta \right]^{1/\beta}} \quad (3.3)$$

όπου $\beta \cong 1$ για τοις σπές και $\beta \cong 2$ για τα ηλεκτρόνια στο πυρίτιο. Ο τύπος αυτός παρίσταται γραφικά στο παρακάτω σχήμα.

Όταν $E \rightarrow 0$ τότε όπως προκύπτει από τον παραπάνω τύπο: $v = \mu_0 E$.

Όταν $E \rightarrow \infty$ τότε: $v = v_{\text{κορ}}$

Όπως φαίνεται για μικρές σχετικά εντάσεις ηλεκτρικού πεδίου, η μέση ταχύτητα κίνησης των φορέων είναι ανάλογη της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου. Ο συντελεστής αναλογίας (μ), λέγεται **ευκινησία** του φορέα και εξαρτάται από το είδος του φορέα, από το είδος του κρυστάλλου και από τη θερμοκρασία. Συγκεκριμένα, οι οπές έχουν σε κάθε περίπτωση μικρότερη ευκινησία από τα ηλεκτρόνια, κι' αυτό γιατί όπως είναι γνωστό από τη φύση της οπής, για να κινηθεί αυτή, πρέπει να μετακινηθεί **δέσμιο** ηλεκτρόνιο σε γειτονική θέση, πράγμα που είναι ασφαλώς πιο δύσκολο από κάποια αντίστοιχη μετακίνηση ελεύθερου ηλεκτρονίου. Το είδος του κρυστάλλου και συγκεκριμένα οι ενδοατομικές αποστάσεις και η διάταξη των ατόμων στο χώρο επηρεάζουν την ευκινησία των φορέων και συγκεκριμένα όσο πιο πυκνά είναι διατεταγμένα τα άτομα τόσο μικρότερη είναι η ευκινησία. Τέλος η αύξηση της θερμοκρασίας μειώνει την ευκινησία γιατί αυξάνει το μέσο πλάτος ταλάντωσης των ατόμων, επομένως αυξάνει την πιθανότητα σύγκρουσης με αυτά των κινούμενων φορέων με αποτέλεσμα την αύξηση της δυσκολίας μετακίνησης μέσα στον κρύσταλλο. Στον πίνακα 3.1 φαίνονται οι ευκινησίες οπών και ηλεκτρονίων για ορισμένα χαρακτηριστικά είδη κρυστάλλων.

ΠΙΝΑΚΑΣ 3.1 Ευκινησίες φορέων σε θερμοκρασία δωματίου (cm^2/Vs)

Κρύσταλλος	Ηλ/νια	Οπές	Κρύσταλλος	Ηλ/νια	Οπές
Διαμάντι	1800	200	GaSb	4000	1400
Si	1300	500	PbS	550	600
Ge	4500	3500	PbSe	1020	930
InSb	77000	750	PbTe	1620	750
InAs	33000	460	AgCl	50	--
InP	4600	150	KBr(100K)	100	---
GaAs	8800	400	SiC	100	0

Το μέγεθος που εκφράζει την ύπαρξη ή όχι αγωγιμότητας σ' ένα ημιαγωγό, καθώς και το μέγεθός της είναι η **ειδική αγωγιμότητα** (σ), που ορίζεται από τον γενικευμένο νόμο του Ohm:

$$J = \sigma E \quad (3.4)$$

όπου J : πυκνότητα ρεύματος ($\equiv I/S$)

E : ένταση του ηλεκτρικού πεδίου.

Σύμφωνα με τον παραπάνω τύπο:

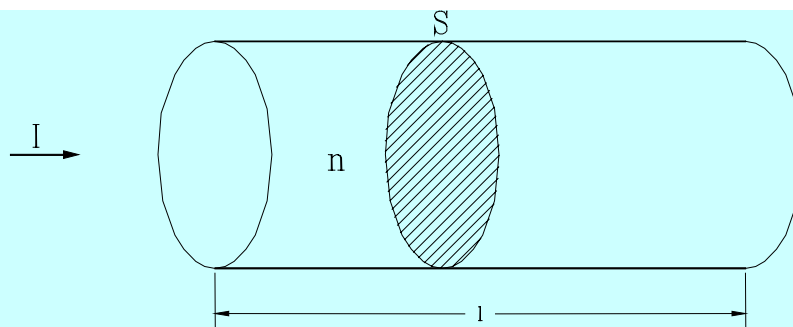
$$\sigma = \frac{J}{E} = \frac{I}{SE} = \frac{dq}{dt \cdot S \cdot E} \quad (3.5)$$

όπου I : ένταση ηλεκτρικού ρεύματος ($\equiv dq/dt$)

S : εμβαδόν της διατομής του κρυστάλλου

q : φορτίο του ενός φορέα

Σχ.3.1 Κρύσταλλος διατομής S που διαρέεται από ρεύμα I



Αλλά αν ρ : πυκνότητα φορτίου ($\equiv dq/dV$) θα είναι ίση με την πυκνότητα των φορέων επί το φορτίο του ενός φορέα. Έτσι θα έχουμε:

$$\sigma = \frac{\rho \cdot dV}{dt \cdot S \cdot E} = \frac{n \cdot q \cdot S \cdot dx}{dt \cdot S \cdot E} = \frac{n \cdot q \cdot v}{E} = n \cdot q \cdot \mu \quad (3.6)$$

Σύμφωνα με την παραπάνω σχέση, σε ένα μέταλλο η ειδική αγωγιμότητα είναι:

$$\sigma = q_e n \mu_n \quad (3.7)$$

Σε κρύσταλλο ημιαγωγού, θα είναι:

$$\sigma = q_e (p \mu_p + n \mu_n) \quad (3.8)$$

όπου n, p : συγκεντρώσεις ηλεκτρονίων και οπών αντίστοιχα

Σε ενδογενή ημιαγωγό όπου $p = n = n_i$:

$$\sigma = q_e (\mu_p + \mu_n) n_i \quad (3.9)$$

Όπως είναι εύκολο να αποδειχτεί, η ειδική αγωγιμότητα (σ), είναι ίση με το αντίστροφο της ειδικής αντίστασης (ρ):

$$\sigma = 1/\rho \quad (3.10)$$

όπου ρ : είναι η ωμική αντίσταση ενός κύβου από το θεωρούμενο υλικό ακμής ίσης με τη μονάδα μήκους που διαρέεται από ρεύμα κατά τη διεύθυνση μιας ακμής. Η ειδική αντίσταση και συνεπώς η ειδική αγωγιμότητα μπορεί να μετρηθεί με τη βοήθεια μακροσκοπικών μόνο μεγεθών, όπως είναι η ωμική αντίσταση και η διαστάσεις του αγωγίμου υλικού, όπως άλλωστε φαίνεται και από τη σχέση:

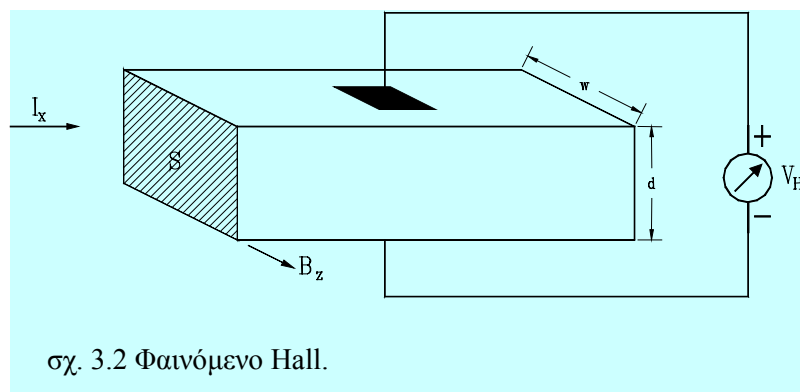
$$R = \rho \cdot \frac{l}{S} \quad (3.11)$$

Εφαρμογή

Πόση είναι ειδική αντίσταση του ενδογενούς πυριτίου σε θερμοκρασία περιβάλλοντος; Δίνεται $n_i = 1,5 \cdot 10^{10}$ φορ/cm³.

Γνωρίζουμε ότι: $\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{q_e (\mu_n + \mu_p) n_i} = \frac{1}{1,6 \cdot 10^{-19} (1300 + 500) \cdot 1,5 \cdot 10^{10}}$

δηλαδή: $\rho = 231,5 \cdot 10^3 \Omega \text{cm}$



Φαινόμενο Hall

Αν κρύσταλλος αγωγού ή ημιαγωγού που διαρέεται από ρεύμα (I), βρεθεί μέσα σε μαγνητικό πεδίο (B) κάθετο στη διεύθυνση του ρεύματος, τότε μέσα στον κρύσταλλο αναπτύσσεται ένα ηλεκτροστατικό πεδίο κάθετο στα δυο προηγούμενα. Το φαινόμενο αυτό είναι γνωστό σαν **φαινόμενο Hall**.

Ας θεωρήσουμε ένα πρισματικό κρύσταλλο ημιαγωγού τύπου n , που διαρέεται από ρεύμα I κατά τη διεύθυνση του άξονα x . Κατά τη διεύθυνση z εφαρμόζεται εξωτερικό μαγνητικό πεδίο B . Τα ηλεκτρόνια που κινούνται στη διεύθυνση x και με φορά αντίθετη του ρεύματος, δέχονται μια δύναμη Laplace στη διεύθυνση του άξονα y . Αυτή τα αναγκάζει να κινηθούν προς αυτή την κατεύθυνση με αποτέλεσμα μετά από λίγο χρόνο να συσσωρευτούν στην άκρη του κρυστάλλου φορτίζοντας αρνητικά την περιοχή και προκαλώντας επίσης συσσώρευση θετικού φορτίου στην απέναντι πλευρά του κρυστάλλου. Τα συσσωρευμένα έτσι ετερόνυμα φορτία, δημιουργούν ένα ανασχετικό ηλεκτρικό πεδίο E που απωθεί πλέον τα ηλεκτρόνια με αποτέλεσμα να σταματήσει η μετακίνησή τους κατά τον άξονα y και να επέλθει μια κατάσταση ισορροπίας. Στην κατάσταση αυτή θα ισχύει:

$$F_{\text{Laplace}} = F_{\text{πεδίου}} \quad (3.12)$$

δηλαδή $q_e B_z v_x = q_e E_y \quad (3.13)$

Θεωρώντας το ηλεκτρικό πεδίο σαν ομογενές με ένταση:

$$E_y = \frac{V_H}{d} \quad (3.14)$$

όπου d : η διάσταση του κρυστάλλου κατά τη διεύθυνση y και αντικαθιστώντας, παίρνουμε:

$$B_z \mu_n E_x = \frac{V_H}{d} \quad (3.15)$$

Από τη σχέση όμως:

$$J_x = \frac{I_x}{S} = \sigma \cdot E_x = q_e \mu_n n E_x \quad (3.16)$$

προκύπτει ότι:

$$J_x = \frac{I_x}{S} = \sigma \cdot E_x = q_e \mu_n n E_x \quad (3.17)$$

και αντικαθιστώντας στην προηγούμενη σχέση:

$$\frac{B_z I_x}{S q_e n} = \frac{V_H}{d} \quad (3.18)$$

Επειδή S είναι η διατομή ενός πρισματικού στερεού θα ισούται με το γινόμενο dw όπου d , w οι διαστάσεις του στερεού κατά τις διευθύνσεις y, z αντίστοιχα. Με την αντικατάσταση και απλοποίηση του d παίρνουμε τελικά:

$$V_H = \frac{1}{q_e n} \cdot \frac{B_z I_x}{w} \quad (3.19)$$

Ο συντελεστής $1/q_e n$ λέγεται σταθερά Hall (R_H) και παίρνει την τιμή αυτή μετά την υπόθεση ότι όλα τα ηλεκτρόνια μέσα στο στερεό κινούνται με την ίδια σταθερή ταχύτητα (v_x). Στην πραγματικότητα όμως υπάρχει μια κατανομή των φορέων ως προς την ταχύτητα που οφείλεται στη θερμική τους κίνηση. Το γεγονός αυτό επηρεάζει τη σταθερά Hall η οποία γίνεται:

$$R_H = \frac{3\pi}{8q_e n} \quad (3.20)$$

Το φαινόμενο Hall προσφέρει σπουδαία πειραματική απόδειξη της ξεχωριστής οντότητας που έχει η σπῆ σαν σωματίδιο μέσα σ' ένα ημιαγωγό. Πραγματικά, αν η διαδικασία που περιγράψαμε προηγουμένως επαναληφθεί σε ένα κρύσταλλο ημιαγωγού n -τύπου με ίδιες όλες τις άλλες παραμέτρους, εύκολα φαίνεται ότι θα εμφανιστεί τάση Hall με την ίδια αριθμητική τιμή αλλά αντίθετη πολικότητα, γεγονός που δεν θα συνέβαινε αν οι σπῆς δεν ήταν σωματίδια με ξεχωριστή οντότητα από τα ηλεκτρόνια.

Με τη βοήθεια του φαινομένου Hall είναι δυνατόν με μετρήσεις ορισμένων μακροσκοπικών μεγεθών, όπως είναι η ένταση ηλεκτρικού ρεύματος (I_x), η επαγωγή ενός εξωτερικού μαγνητικού πεδίου (B_z), η απόσταση w , η τάση V_H , να βρεθεί η συγκέντρωση των ηλεκτρονίων (n) αν πρόκειται για μέταλλο ή ημιαγωγό τύπου n ή η συγκέντρωση σπῆς για p -τύπου ημιαγωγό αντίστοιχα. Στη συνέχεια με μέτρηση και άλλων μακροσκοπικών μεγεθών όπως η ωμική αντίσταση κλπ, μπορούν να βρεθούν μεγέθη όπως η ευκινησία (μ).

Επειδή η τάση Hall είναι ανάλογη του B μπορεί ο κρύσταλλος να χρησιμοποιηθεί για τη μέτρηση της έντασης μαγνητικού πεδίου ή αν το B_z σχηματιστεί ηλεκτρομαγνητικά, με τη βοήθεια κάποιου ρεύματος I_z , τότε μπορεί να παραχθεί τάση, ανάλογη του γινομένου δύο ρευμάτων.

Διαμόρφωση της Αγωγιμότητας

Η αγωγιμότητα ενός ημιαγωγού κυμαίνεται μέσα σε ευρύτατα όρια ανάλογα βέβαια με τις διαστάσεις του αλλά και ανάλογα με το είδος του ημιαγωγού και με το ποσοστό πρόσμιξης. Επιπλέον η αγωγιμότητα ενός συγκεκριμένου κρυστάλλου μπορεί να μεταβληθεί αν μεταβληθούν ορισμένοι παράγοντες που την επηρεάζουν. Δυο από τους πιο σπουδαίους αυτούς παράγοντες είναι η θερμοκρασία και το φως ακριβέστερα οι ακτινοβολίες. Η μεταβολή της αγωγιμότητας με τη θερμοκρασία χρησιμοποιείται για την κατασκευή ηλεκτρονικών εξαρτημάτων που λέγονται **θερμίστορ** ενώ η μεταβολή της αγωγιμότητας με την προσπίπτουσα ακτινοβολία χρησιμοποιείται στις φωτοαντιστάσεις. Και στις δυο αυτές περιπτώσεις τα φυσικά φαινόμενα που επικρατούν είναι η γέννηση και η επανασύνδεση των φορέων.

ΘΕΡΜΙΣΤΟΡ

Μια κατηγορία θερμίστορ που θα γνωρίσουμε αμέσως, έχουν τη δομή ενδογενούς ημιαγωγού. Τα θερμίστορ αυτά έχουν την ιδιότητα να ελαττώνουν την αντίστασή τους αυξανόμενης της θερμοκρασίας. Αυτό συμβαίνει γιατί με την αύξηση της θερμοκρασίας αυξάνει η ενέργεια των δέσμιων ηλεκτρονίων. Στατιστικά, κάποιο ποσοστό από τα ηλεκτρόνια αυτά θα αποδεσμευτούν, δηλαδή θα μεταβούν από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας και θα καταλάβουν ισάριθμες ενεργειακές στάθμες της ζώνης αυτής. Αυτό σημαίνει ότι αυξάνει ο ρυθμός γέννησης ελεύθερων ηλεκτρονίων και οπών. Αυτό γίνεται όπως είναι ευνόητο με τον ίδιο ρυθμό. Όμως με την αύξηση των συγκεντρώσεων αυτών αυξάνει και ο ρυθμός επανασύνδεσης, δηλαδή οι φορείς αρχίζουν να επανασυνδέονται με ταχύτερους ρυθμούς. Τελικά, η νέα ισορροπία θα αποκατασταθεί με μεγαλύτερες συγκεντρώσεις φορέων (οπών και ηλεκτρονίων). Η αυξημένη αυτή συγκέντρωση φορέων συνεπάγεται μεγαλύτερη ειδική αγωγιμότητα και συνεπώς μικρότερη αντίσταση.

Αυτά που περιγράφονται παραπάνω αποδεικνύονται ως εξής.

Η ειδική αγωγιμότητα σε ένα ενδογενή ημιαγωγό δίνεται από τη σχέση:

$$\sigma = q_e(\mu_n + \mu_p)n_i \quad (3.21)$$

όπου n_i είναι η συγκέντρωση ενδογενών φορέων και σύμφωνα με όσα γνωρίσαμε στο αντίστοιχο κεφάλαιο δίνεται από τη σχέση:

$$n_i = AT^{3/2}e^{-\frac{E_G}{2kT}} \quad (3.22)$$

Από τις σχέσεις αυτές μπορεί να βρεθεί μια έκφραση για την ειδική αντίσταση του ημιαγωγού. Αυτή θα είναι:

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{q_e(\mu_n + \mu_p)AT^{3/2}e^{-\frac{E_G}{2kT}}} \quad (3.23)$$

Άρα η ωμική αντίσταση ενός συγκεκριμένου κρυστάλλου με μήκος l και διατομή S θα είναι:

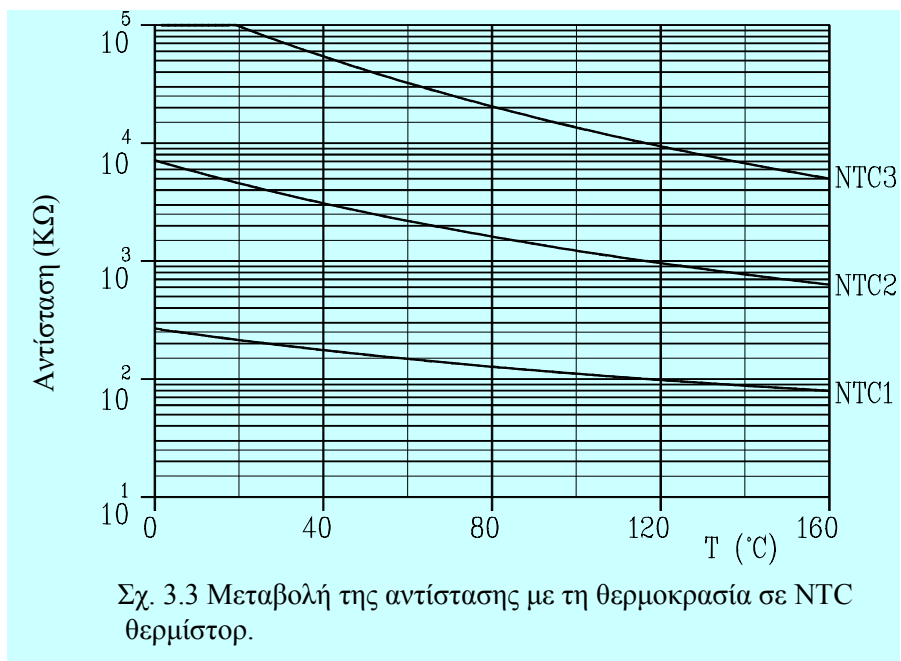
$$R = \rho \frac{l}{S} = \frac{l}{q_e(\mu_n + \mu_p)AT^{3/2}S} e^{\frac{E_G}{2kT}} \quad (3.24)$$

ή $R = Ce^{B/T}$

όπου: $C = \frac{1}{q_e(\mu_n + \mu_p)AT^{3/2}S}$ και $B = \frac{E_G}{2k}$ (3.25)

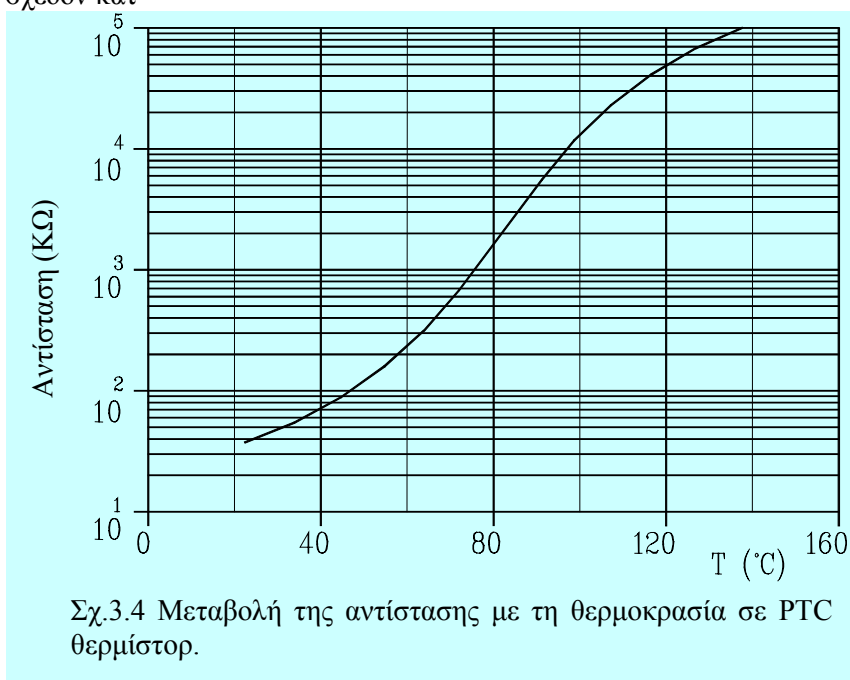
Ο συντελεστής B είναι φυσικά σταθερός εκτός από μια μικρή μεταβολή του ενεργειακού χάσματος με τη θερμοκρασία. Ο συντελεστής C εξαρτάται κι' αυτός από τη θερμοκρασία (T) όπως βέβαια φαίνεται και από τον τύπο αλλά και από το γεγονός ότι οι ευκινησίες μ_n και μ_p των ηλεκτρονίων και των οπών αντίστοιχα, ελαττώνονται με τη θερμοκρασία.

Θερμίστορ με τη δομή ενδογενούς ημιαγωγού, όπως φαίνεται και από την παραπάνω ανάλυση έχει την ιδιότητα να ελαττώνει την αντίστασή του αυξανόμενης της θερμοκρασίας, δηλαδή παρουσιάζει αρνητικό συντελεστή θερμοκρασίας (Negative Temperature Coefficient), γι' αυτό και ονομάζεται NTC Θερμίστορ. Η μεταβολή της αντίστασης με τη θερμοκρασία σε NTC Thermistor φαίνεται στην



εικόνα 3.3 για τρία διαφορετικά δείγματα.

Εκτός των παραπάνω υπάρχουν τα PTC θερμίστορ δηλαδή θερμίστορ με θετικό συντελεστή θερμοκρασίας (Positive Temperature Coefficient) που αυξάνουν την αντίστασή του αυξανόμενης της θερμοκρασίας (σχ.3.4). Τα θερμίστορ αυτά αποτελούνται από ημιαγωγό με ισχυρή πρόσμιξη (π.χ. n-τύπου) όπου η συγκέντρωση των φορέων είναι κατά μεγάλη προσέγγιση σταθερή, γιατί προέρχονται σχεδόν κατ'



αποκλειστικότητα από την πρόσμιξη. Έτσι η ειδική αγωγιμότητα θα είναι:

$$\sigma = q_e n \mu_n \quad (3.26)$$

Δηλαδή το σ εξαρτάται μόνο από την ευκινησία μ η οποία μειώνεται αυξανόμενης της θερμοκρασίας. Έτσι και η ειδική αγωγιμότητα μειώνεται με τη θερμοκρασία και συνεπώς η αντίσταση του κρυστάλλου θα αυξάνεται.

Στην πράξη, δεν χρησιμοποιείται πυρίτιο ή γερμάνιο για την κατασκευή θερμίστορ επειδή τα υλικά αυτά είναι πολύ ευαίσθητα στη θερμοκρασία. Χρησιμοποιούνται άλλα υλικά όπως NiO , Mn_2O_3 , και Co_2O_3 . Τα θερμίστορ χρησιμοποιούνται σε ηλεκτρονικά όργανα για τη μέτρηση της θερμοκρασίας σε μικρή όμως περιοχή, και για τη θερμική σταθεροποίηση ηλεκτρονικών συστημάτων, παρέχοντας μεγάλη ευαισθησία αλλά όχι τόσο καλή γραμμικότητα.

Εφαρμογή

Θέλουμε να κατασκευάσουμε ένα PTC θερμίστορ που σε θερμοκρασία περιβάλλοντος να έχει ειδική αντίσταση $100\text{K}\Omega\text{cm}$.

Επιλέγοντας ημιαγωγό τύπου n, θα πρέπει $\mu_n=1300$

$$\text{Ισχύει: } 1/\rho = \sigma = q_e n \mu_n \text{ δηλαδή θα πρέπει } n = \frac{1}{\rho q_e \mu_n} = \frac{1}{10^5 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1300}$$

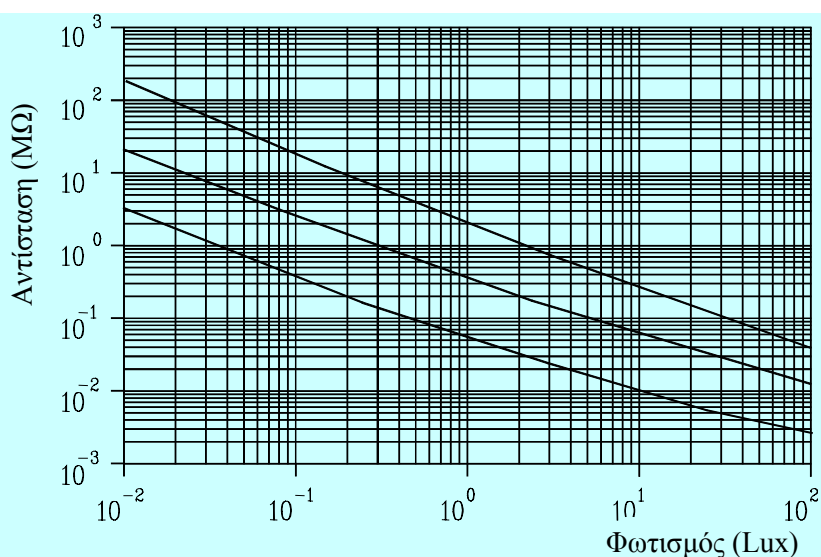
$$\text{ή } n = 4,8 \cdot 10^{10} \text{ ηλ/cm}^3 \text{ και άρα } N_D \cong n = 4,8 \cdot 10^{10} \text{ ηλ/cm}^3$$

Για το πυρίτιο όπου όπως δείξαμε στο προηγούμενο κεφάλαιο η συγκέντρωση ατόμων είναι για θερμοκρασία περιβάλλοντος $4,994 \cdot 10^{22} \text{ ατ/cm}^3$. Επομένως θα πρέπει να γίνει πρόσμιξη δότη σε

$$\text{αναλογία } \frac{4,8 \cdot 10^{10}}{4,994 \cdot 10^{22}} = 1:9,6$$

ΦΩΤΟΑΝΤΙΣΤΑΣΗ

Έστω ότι μέσα στον κρύσταλλο ενδογενούς ημιαγωγού εισέρχεται φωτόνιο. Αν αυτό προσπέσει πάνω σε ηλεκτρόνιο σθένους και η ενέργειά του είναι αρκετή, τότε θα σπάσει τον αντίστοιχο δεσμό, και θα δημιουργήσει ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο και μια οπή. Το φαινόμενο αυτό όπως γίνεται αντιληπτό, γεννά ένα ζευγάρι φορέων για κάθε φωτόνιο ικανής ενέργειας που προσπίπτει. Με τον τρόπο αυτό ο ρυθμός γέννησης φορέων αυξάνεται. Η αύξηση των φορέων προκαλεί αύξηση και του ρυθμού επανασύνδεσης και το σύστημα ισορροπεί σε υψηλότερες όμως τιμές συγκέντρωσης φορέων. Αποτέλεσμα, η ραγδαία αύξηση της συγκέντρωσης των φορέων και συνεπώς η μείωση της αντίστασης (εικ 3.5).



Σχ.3.5 Μεταβολή της αντίστασης με τον φωτισμό.

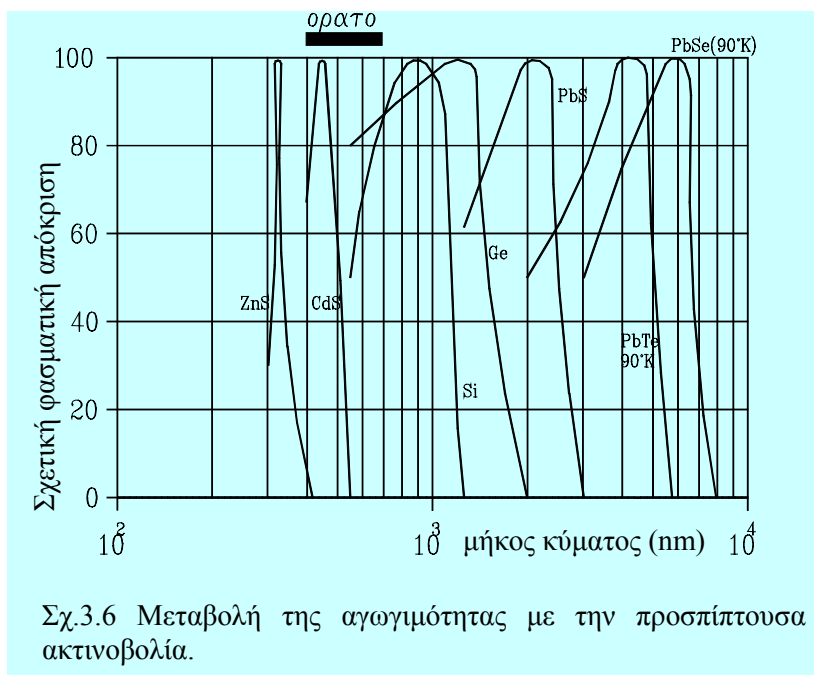
Αν αντί του ενδογενούς ημιαγωγού θεωρήσουμε ημιαγωγό με προσμίξεις, τότε το φωτόνιο που προσπίπτει μπορεί βέβαια να διεγείρει ηλεκτρόνια της ζώνης σθένους μεταφέροντάς τα στη ζώνη αγωγιμότητας (**ενδογενής διέγερση**), αλλά μπορεί επίσης και να διεγείρει ηλεκτρόνια από τη ζώνη σθένους στη στάθμη αποδέκτη όπως επίσης και από τη στάθμη δότη στη ζώνη αγωγιμότητας (**διέγερση πρόσμιξης**). Βέβαια, επειδή οι στάθμες των ζωνών σθένους και αγωγιμότητας είναι πολύ περισσότερες των σταθμών δότη και αποδέκτη, η ενδογενής διέγερση είναι πολύ μεγαλύτερης κλίμακας από τη διέγερση πρόσμιξης.

Όπως φαίνεται από τα παραπάνω δεν είναι δυνατό οποιαδήποτε ακτινοβολία να προκαλέσει μείωση της αντίστασης. Για να γίνει αυτό, θα πρέπει η ενέργεια του κάθε φωτονίου να είναι τουλάχιστον ίση με την ενέργεια του ενεργειακού χάσματος.

$$E_{\varphi} = E_G \quad (3.27)$$

$$hc/\lambda = E_G \quad \text{ή} \quad \lambda = hc/E_G \quad (3.28)$$

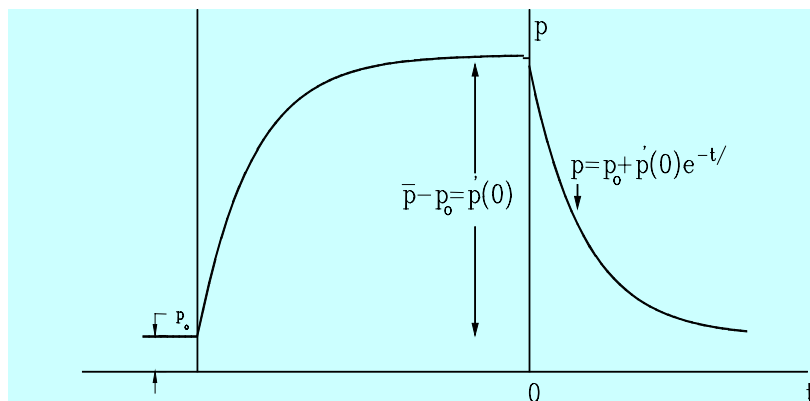
Λόγω όμως των προσμίξεων υπάρχουν και μεγαλύτερα μήκη κύματος που προκαλούν διέγερση πρόσμιξης, και η τιμή του εξαρτάται από το είδος και το ποσοστό πρόσμιξης. Φαίνεται λοιπόν ότι οι φωτοαντιστάσεις αποκρίνονται φασματικά σε συγκεκριμένα μήκη κύματος (σχ. 3.6).



Σχ.3.6 Μεταβολή της αγωγιμότητας με την προσπίπτουσα ακτινοβολία.

Οι φωτοαντιστάσεις χρησιμοποιούνται σαν αισθητήρες φωτός για τη μέτρηση φωτισμού, σαν φωτοφωρατές για την μετατροπή πληροφορίας σε φωτεινό σήμα σε ηλεκτρικό σήμα, και σαν φωτοδιεγείρομενοι διακόπτες.

Το πιο ευρέως χρησιμοποιούμενο υλικό για την κατασκευή φωτοαντιστάσεων είναι το θειούχο κάδμιο (CdS) του οποίου η αντίσταση μεταβάλλεται σε ευρύ πεδίο τιμών, πχ από 20ΜΩ στο απόλυτο σκοτάδι μέχρι 100 Ω κάτω από ισχυρό φωτισμό.



Σχ.3.7 Η μεταβολή της συγκέντρωσης οπών σε κρύσταλλο, που διεγείρεται από παλμό ακτινοβολίας.

Γέννηση και επανασύνδεση φορέων

Σε οποιοδήποτε καθαρό ημιαγωγό υπάρχει ένας αριθμός από ελεύθερα ηλεκτρόνια και οπές. Βέβαια λόγω της θερμικής διέγερσης των ατόμων συνεχώς σπάζουν δεσμοί και δημιουργούνται νέα ελεύθερα ηλεκτρόνια και οπές, αλλά ταυτόχρονα άλλα ελεύθερα ηλεκτρόνια και οπές επανασυνδέονται με αποτέλεσμα να επικρατεί τελικά μια δυναμική ισορροπία όπου ο συνολικός αριθμός των ελευθέρων ηλεκτρονίων αλλά και των οπών θα διατηρείται σταθερός. Ο χρόνος που μεσολαβεί ανάμεσα στη γέννηση και την επανασύνδεση ενός φορέα δεν είναι σταθερός αλλά κυμαίνεται στατιστικά μέσα σε ευρύ πεδίο τιμών. Οστόσο ο μέσος χρόνος ζωής (τ) είναι σταθερός και εξαρτάται μόνο από το είδος του φορέα και το είδος του κρυστάλλου.

Έστω τώρα σε ένα ημιαγωγό, ότι η συγκέντρωση των οπών είναι p . Σε μια χρονική στιγμή t αρχίζει να διεγείρεται ο κρύσταλλος με μια ακτινοβολία π.χ. σταθερής ισχύος. Αποτέλεσμα αυτού του γεγονότος είναι ότι η συγκέντρωση των οπών μέσα στον κρύσταλλο θα αυξηθεί, αλλά όχι ακαριαία. Η απόκριση του κρυστάλλου στο αίτιο που τον διεγείρει περιγράφεται από μια εκθετική μεταβολή όπως και πάρα πολλά άλλα φυσικά φαινόμενα (π.χ. η απόκριση των αισθητηρίων οργάνων του ανθρώπου, φόρτιση πηνίου και πυκνωτή, ακτινοβολία ραδιενεργού υλικού, κ.λ.π.).

Ο ρυθμός μεταβολής της συγκέντρωσης οπών στον κρύσταλλο, θα ισούται με τη διαφορά των ρυθμών γέννησης και επανασύνδεσης των φορέων. Ο ρυθμός επανασύνδεσης εφ' όσον αυτός είναι σταθερός από τον ορισμό του μέσου χρόνου ζωής προκύπτει ότι είναι p/τ_p .

Έτσι:

$$\frac{dp}{dt} = g - \frac{p}{\tau_p} \quad (3.29)$$

Τώρα, επειδή στην κατάσταση ισορροπίας $dp/dt=0$ και $p=p_0$ εφόσον δεν προσπίπτει ακτινοβολία στον ημιαγωγό με αντικατάσταση στην πιο πάνω σχέση παίρνουμε: $g = p_0/\tau_p$.

Άρα:

$$\frac{dp}{dt} = \frac{p_0 - p}{\tau_p} \quad (3.30)$$

Αν τώρα θέσουμε $p' \equiv p - p_0$ παίρνουμε:

$$\frac{dp'}{dt} = -\frac{p'}{\tau_p} \quad (3.31)$$

Η λύση της παραπάνω διαφορικής εξίσωσης πρώτης τάξεως δίνει τον τύπο:

$$p' = p'(0)e^{-t/\tau_p} \quad (3.32)$$

Η σχέση αυτή δίνει τη συγκέντρωση οπών στην περίπτωση που ενώ αρχικά ο ημιαγωγός διεγείρεται από ακτινοβολία, τη χρονική στιγμή $t=0$ παύει να διεγείρεται οπότε και επιστρέφει σύμφωνα με την εξίσωση αυτή στην αρχική κατάσταση. Η σταθερά χρόνου είναι ίση με το μέσο χρόνο ζωής των οπών.

Η γραφική παράσταση της εξίσωσης αυτής φαίνεται στην σχ.3.7 όπου:

$$p' = p - p_0 \text{ και } p'(0) = p - p_0 .$$

ΚΕΝΤΡΑ ΕΠΑΝΑΣΥΝΔΕΣΗΣ

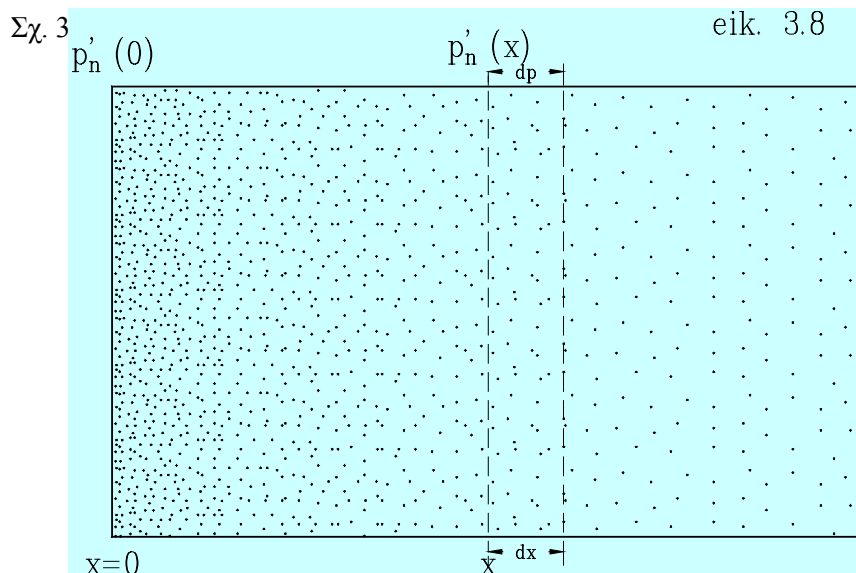
Για να επανασυνδεθούν μια οπή με ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο, πρέπει λογικά να συγκρουσθούν και επειδή μετά τη σύγκρουση τα δυο σωματίδια θα εξαφανιστούν δηλαδή η ολική ορμή τους θα είναι μηδέν, θα πρέπει το ίδιο να συμβαίνει και πριν από τη σύγκρουση για λόγους διατήρησης της ορμής. Αυτό σημαίνει ότι τη στιγμή της σύγκρουσης τα δυο σωματίδια θα πρέπει να έχουν αντίθετες ορμές γεγονός εξαιρετικά απίθανο.

Αντί του μηχανισμού αυτού, εφαρμόζεται συνήθως στο πυρίτιο και το γερμάνιο ο μηχανισμός επανασύνδεσης με τη βοήθεια των λεγόμενων **κέντρων επανασύνδεσης**. Αυτά είναι άτομα μετάλλων και συνήθως χρυσού, που προσφέρουν ενεργειακές στάθμες μέσα στο ενεργειακό χάσμα, και λειτουργούν κατά την επανασύνδεση σαν ένα τρίτο σώμα που απορροφά την ορμή των δυο σωματιδίων. Με τον τρόπο αυτό επιτυγχάνονται μέσοι χρόνοι ζωής των φορέων της τάξης του 1 nanosecond.

Ρεύμα διάχυσης

Εκτός του μηχανισμού που γεννά το ρεύμα μετατόπισης που είδαμε στις προηγούμενες παραγράφους, υπάρχει και ένας δεύτερος μηχανισμός που δημιουργεί το ρεύμα διάχυσης, το οποίο και θα μελετήσουμε παρακάτω. Το όλο φαινόμενο στηρίζεται πάνω στην αρχή της διάχυσης των φορέων κάτι εντελώς αντίστοιχο με τη διάχυση των μορίων ενός αερίου.

Έστω ότι η πυκνότητα των φορέων (π.χ. οπών) μέσα σ' ένα ημιαγωγό είναι ανομοιόμορφη, όπως φαίνεται και στην σχ. 3.8.



Έτσι από την τιμή $p(0)$ που έχει στη θέση $x=0$ παίρνει στη θέση x την τιμή $p(x)$, καθορίζοντας έτσι μια βαθμίδα μεταβολής της πυκνότητας φορέων dp/dx . Αν $p(x) < p(0)$ τότε, και μόνο αυτή η διαφορά στην πυκνότητα των φορέων θα προκαλέσει διάχυση των φορέων από την περιοχή υψηλής πυκνότητας προς την περιοχή χαμηλότερης πυκνότητας. Η κίνηση αυτή των φορέων συνιστά το ρεύμα διάχυσης το οποίο αποδεικνύεται ότι είναι ανάλογο της βαθμίδας dp/dx .

$$J_p = -q_e D_p \frac{dp}{dx} \quad (3.33)$$

όπου q_e : φορτίο ηλεκτρονίου

D_n : σταθερά διάχυσης οπών

J_p : πυκνότητα ρεύματος οπών.

Το πρόσημο (-) στον τύπο τίθεται για να είναι συμβατό το πρόσημο του J_p με τη φορά του ρεύματος οπών (δηλαδή θετικό) δεδομένου ότι $dp < 0$ και $dx > 0$ άρα $dp/dx < 0$.

Είναι ευνόητο ότι διάχυση ηλεκτρονίων συνιστά ένα αντίστοιχο ρεύμα διάχυσης J_n που περιγράφεται από τον τύπο:

$$J_n = q_e D_n \frac{dn}{dx} \quad (3.34)$$

όπου D_n : σταθερά διάχυσης ηλεκτρονίων.

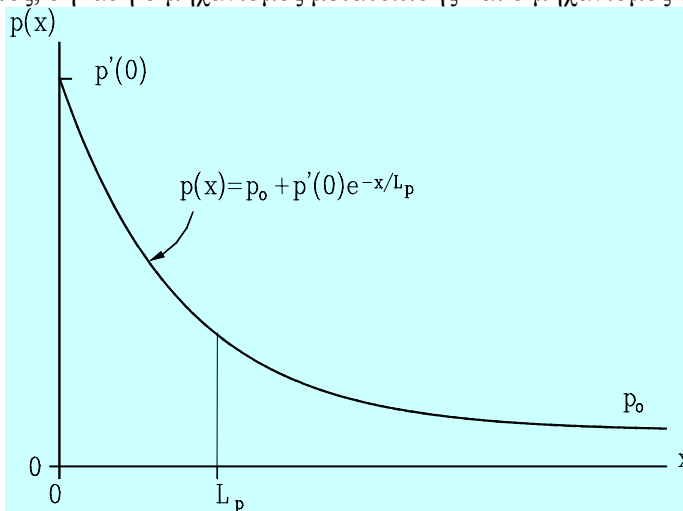
Οι σταθερές διάχυσης οπών και ηλεκτρονίων δεν είναι ανεξάρτητες μεταξύ τους όπως δεν είναι και ανεξάρτητες των αντιστοιχών ευκινησιών. Η σχέση που συνδέει μεταξύ τους τα μεγέθη αυτά είναι η **εξίσωση Einstein**:

$$\frac{D_p}{\mu_p} = \frac{D_n}{\mu_n} = V_T \quad (3.35)$$

όπου $V_T \equiv \frac{kT}{q_e}$ με k : σταθερά Boltzmann, T : απόλυτη θερμοκρασία, q_e : φορτίο ηλεκτρονίου, ενώ

για $T=300^\circ\text{K}$ προκύπτει $V = 0,026\text{V}$.

Η εξίσωση Einstein εκφράζει και την σχέση που έχουν μεταξύ τους οι δυο μηχανισμοί δημιουργίας ρεύματος, δηλαδή ο μηχανισμός μετατόπισης και ο μηχανισμός διάχυσης φορέων.



Σχ. 3.9 Μεταβολή της συγκέντρωσης στη διάχυση.

Η εξίσωση συνέχειας

Το συνολικό ηλεκτρικό φορτίο που υπάρχει σ' ένα χώρο διατηρείται, γεγονός που σημαίνει ότι δεν μπορεί να εξαφανιστεί ούτε να δημιουργηθεί από το μηδέν. Συνεπώς, τυχόν μεταβολή στο ισοζύγιο του φορτίου μέσα στο χώρο αυτό, θα είναι η συνισταμένη

- της γέννησης νέων φορέων
- της επανασύνδεσης φορέων στο χώρο αυτό
- των ρευμάτων μετατόπισης φορτίων από και προς το συγκεκριμένο χώρο.

Η αρχή αυτή είναι γνωστή σαν αρχή διατήρησης του ηλεκτρικού φορτίου, ή **αρχή της συνέχειας**. Έτσι, αν σύμφωνα με τα προηγούμενα, μέσα σε στοιχειώδη όγκο $dV=Sdx$, δημιουργούνται οπές με ρυθμό p_o/τ_p λόγω διάσπασης δεσμών και επανασυνδέονται με ρυθμό p/τ_p διαφεύγουν από τον όγκο αυτό (θεωρούμε χάριν απλότητας ότι αυτό γίνεται μόνο κατά τη διεύθυνση x)

τ_p : μέσος χρόνος ζωής των οπών.

$$\frac{\partial p_{\text{διαφ}}}{\partial t} = \frac{p_o - p}{\tau_p} - \frac{1}{q} \cdot \frac{\partial J_p}{\partial x} \quad (3.36)$$

Κατανομή της συγκέντρωσης οπών σε ημιαγωγό n

Ας θεωρήσουμε ότι σε ημιαγωγό τύπου **n** που εκτείνεται στον άξονα x διαχέονται οπές από τη θέση $x=0$. Οι οπές αυτές επανασυνδέονται με τους φορείς πλειονότητας του ημιαγωγού και τελικά στην κατάσταση ισορροπίας επέρχεται μια κατανομή των φορέων κατά μήκος του άξονα x . Εφαρμόζοντας στο σύστημα αυτό την εξίσωση συνέχειας και θεωρώντας

$$\frac{\partial p}{\partial t} = 0$$

δηλαδή για την κατάσταση ισορροπίας και $E=0$, παίρνουμε:

$$0 = \frac{p_{no} - p}{\tau_p} - \frac{1}{q} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left(q\mu_p E - qD_p \frac{\partial p}{\partial x} \right) \quad (3.37)$$

ή (για μια διάσταση)

$$\frac{d^2 p_n}{dx^2} = \frac{p_n - p_{no}}{D_p \tau_p} \quad (3.38)$$

όπου p_{no} : συγκέντρωση οπών του ημιαγωγού n σε θερμική ισορροπία.
Στην εξίσωση αυτή θέτοντας

$$L_p \equiv \sqrt{D_p \tau_p} \quad (3.39)$$

Παίρνουμε

$$\frac{d^2 p_n}{dx^2} = \frac{p_n - p_{no}}{L_p^2} \quad (3.40)$$

Η επίλυση της παραπάνω διαφορικής εξίσωσης δίνει την κατανομή της συγκέντρωσης οπών που όπως φαίνεται είναι εκθετική:

$$p'_n(x) \equiv p_n(x) - p_{no} = p'_n(0)e^{-x/L_p} \quad (3.41)$$

Η σχ. 3.9 παριστάνει γραφικά την παραπάνω εξίσωση. Αν στην εξίσωση αυτή θέσουμε $x=L_p$ παίρνουμε

$$p'_n(x) = p'_n(0)/e$$

Το μήκος αυτό μέσα στο οποίο η συγκέντρωση των φορέων που διαχέονται μειώνονται στο $1/e$ της αρχικής τιμής ονομάζουμε **μήκος διάχυσης**. Η μεταβλητή αυτή L_p λοιπόν είναι το μήκος διάχυσης των οπών.

Τώρα, από τον ορισμό της πυκνότητας ρεύματος

$$J_p = -q_e D_p \frac{dp}{dx} \quad (3.42)$$

αν αντικαταστήσουμε την έκφραση για τη συγκέντρωση οπών p από την παραπάνω ισότητα και παραγωγίσουμε, θα προκύψει:

$$J_p = -q_e D_p p'_n(0) e^{-x/L_p} \left(-\frac{1}{L_p} \right) \quad (3.43)$$

Άρα:

$$I_p = S J_p = \frac{S q_e D_p p'_n(0)}{L_p} e^{-x/L_p} \quad (3.44)$$

Εφαρμογή

Πόση είναι η απόσταση στην οποία η συγκέντρωση οπών πρακτικά γίνεται ίση με p_{no} . Θεωρώντας ότι αν $p'_n(x) - p_{no}$ είναι μικρότερο από το 0,01 του $p'_n(0)$ πρακτικά γίνεται ίσο με p_{no} , παίρνουμε τη σχέση:

$$0,01 \cdot p'_n(0) = p'_n(0) e^{-x/L_p}$$

την οποία λύνουμε ως προς x : $x = -L_p \cdot \ln(0,01)$

και βρίσκουμε: $x = 4,6 \cdot L_p$

Ασκήσεις

3-1 α) Βρέστε τη συγκέντρωση οπών και ηλεκτρονίων σε δείγμα p-τύπου πυριτίου στους 300°K υποθέτοντας ότι η ειδική αντίσταση είναι: 0,05Ωcm.

β) Επαναλάβετε για n-τύπου πυρίτιο.

γ) Επαναλάβετε τα (α) και (β) για ειδική αντίσταση 5Ωcm.

3-2 Σε ενδογενές πυρίτιο προστίθεται πρόσμιξη δότη, οπότε η ειδική αντίσταση ελαττώνεται στο 1Ωcm. Υπολογίστε το λόγο των ατόμων δότη προς τα άτομα Si ανά μονάδα όγκου.

3-3 Πόσο είναι το % σφάλμα στον υπολογισμό της τάσης Hall, όταν θεωρείται ότι όλα τα ηλεκτρόνια κινούνται με την ίδια ταχύτητα.

3-4 Να βρεθεί ο λόγος των μηκών διάχυσης οπών και ηλεκτρονίων σε κρύσταλλο GaAs. Δίνονται: Θερμοκρασία $T=300^\circ\text{K}$, ευκινησία οπών=400, ηλεκτρονίων=8800

3-5 Δίνεται επίπεδη επαφή p⁺-n με συγκέντρωση δότη $N_D=10^{15}$ ηλ/cm³ σε θερμοκρασία 300°K. Να υπολογιστούν:

- α) Κατά προσέγγιση η τάση κατάρρευσης.
- β) Το εύρος της περιοχής απογύμνωσης στην τάση κατάρρευσης.
- γ) Τη μέγιστη τιμή της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου στην περιοχή απογύμνωσης στην τάση κατάρρευσης.

Η ΔΙΟΔΟΣ ΕΠΑΦΗΣ

Ενώ στα προηγούμενα κεφάλαια εξετάστηκε μεμονωμένα ο κρύσταλλος ημιαγωγού, σ' αυτό το κεφάλαιο θα μελετηθεί η συμπεριφορά δύο ημιαγωγών p και n τύπου αντίστοιχα, που βρίσκονται σε **κρυσταλλική επαφή** δηλαδή η κρυσταλλική δομή του ενός είναι συνέχεια της κρυσταλλικής δομής του άλλου. Θα πρέπει εδώ να σημειώσουμε ότι η θεωρία που εξετάζεται εδώ ισχύει σε μεγάλο βαθμό και για τα τρανζίστορ επαφής.

Η επαφή p-n

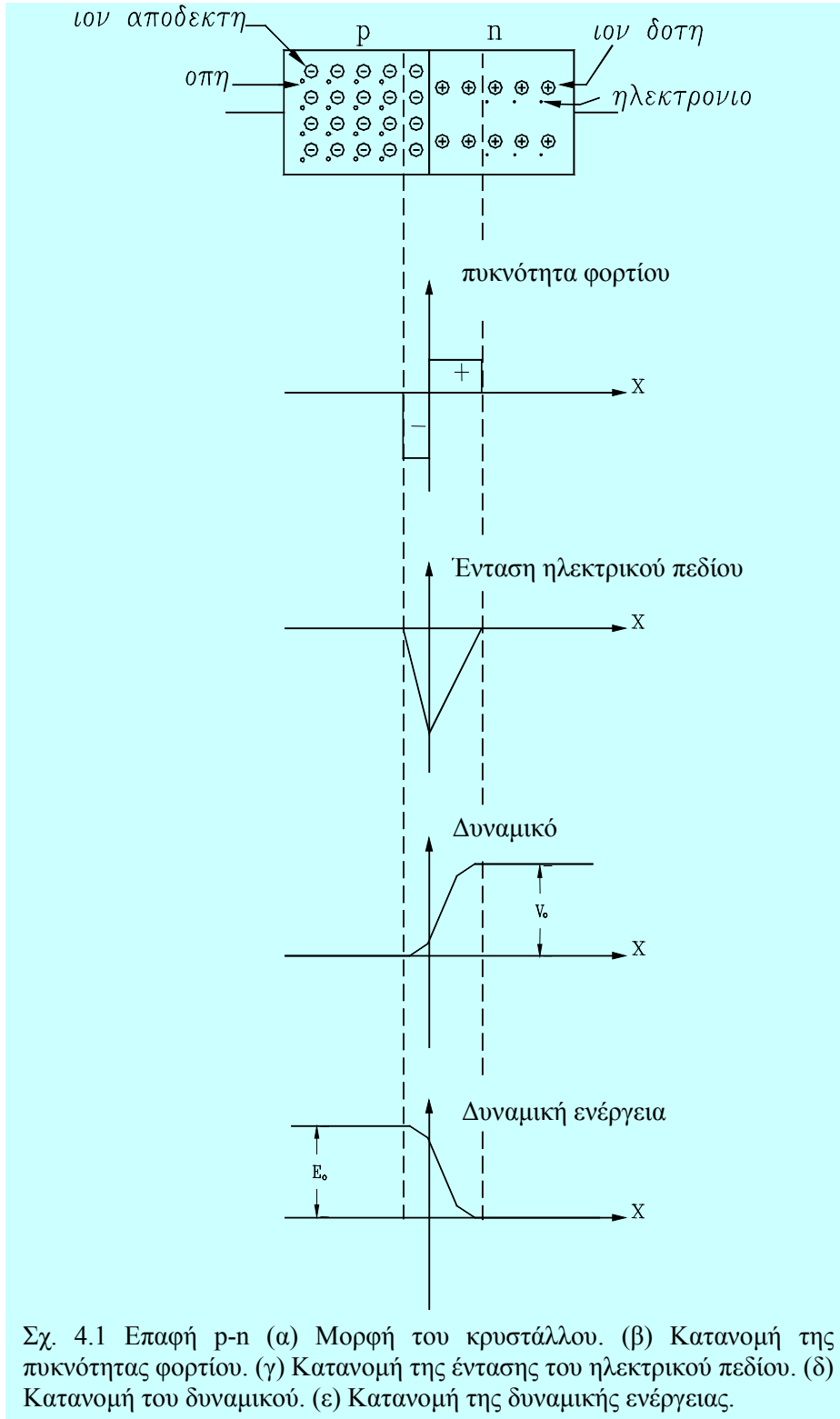
Θεωρούμε δυο κρυστάλλους από ημιαγωγό p και n αντίστοιχα που βρίσκονται σε κρυσταλλική επαφή. Είναι φανερό ότι σε κάθε μεμονωμένο ημιαγωγό, θα υπάρχουν οι φορείς που κινούνται ελεύθερα μέσα σ' όλο τον όγκο του κρυστάλλου, με φορτίο θετικό ή αρνητικό ανάλογα με τον τύπο του ημιαγωγού. Τα άτομα από τα οποία προέρχονται οι φορείς αυτοί, έχουν απομείνει σαν θετικά ή αρνητικά ιόντα με αποτέλεσμα ολόκληρος ο μονωμένος κρύσταλλος να είναι ηλεκτρικά ουδέτερος. Με την κρυσταλλική ένωση των δυο ημιαγωγών, επειδή στην επαφή παρατηρείται μεγάλη μεταβολή της συγκέντρωσης των φορέων πλειονότητας σε κάθε ημιαγωγό, δημιουργείται ισχυρό στην αρχή ρεύμα διάχυσης με αποτέλεσμα ηλεκτρόνια από τον ημιαγωγό n να διαχέονται προς τον ημιαγωγό p όπου επανασυνδέονται με τις εκεί υπάρχουσες οπές. Το ίδιο θα συμβεί και με τις οπές του ημιαγωγού p. Έτσι οι φορείς πλειονότητας που υπήρχαν σε μια ορισμένη απόσταση γύρω από την επαφή επανασυνδέθηκαν με αποτέλεσμα η περιοχή αυτή να παραμένει απογυμνωμένη από φορείς. Αυτός είναι και ο λόγος που η περιοχή αυτή ονομάζεται **περιοχή απογύμνωσης**. Με απογυμνωμένη λοιπόν την περιοχή εκατέρωθεν της επαφής από φορείς πλειονότητας απομένουν τα ιόντα του αποδέκτη ή του δότη αντίστοιχα για τους ημιαγωγούς p και n τα οποία έτσι θα προσδίδουν ένα πλεόνασμα αρνητικού ή θετικού φορτίου. Η εικόνα που θα παρουσιάζει η πυκνότητα φορτίου ρ κατά μήκος της επαφής θα είναι αυτή που φαίνεται στην σχ.4.1(β). Εδώ πρέπει να σημειώσουμε ότι την πραγματικότητα δεν υπάρχει βαθμιδωτή μεταβολή στην πυκνότητα φορτίου, αλλά πάντα αυτή μεταβάλλεται συνεχώς. Ωστόσο με πολύ καλή προσέγγιση μπορούμε να υποθέσουμε την περίπου σταθερή πυκνότητα φορτίου κατά μήκος κάθε κομματιού της περιοχής απογύμνωσης και να αμελήσουμε ένα μικρό σφάλμα που υπεισέρχεται κυρίως στα όρια των περιοχών αυτών. Είναι γνωστό ότι η κατανομή φορτίου που προέκυψε γενικά δημιουργεί ένα ηλεκτρικό πεδίο, που περιγράφεται από την **εξίσωση Poisson**. Η εξίσωση Poisson στη γενική της μορφή για τις τρεις διαστάσεις είναι:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon} \quad (4.1)$$

όπου ϵ είναι η διηλεκτρική σταθερά του υλικού ($\epsilon = \epsilon_{\text{σχετ}} \epsilon_0$), ρ : πυκνότητα ηλεκτρικού φορτίου και E : ένταση ηλεκτρικού πεδίου. Σε μια διάσταση (πχ τη διεύθυνση του άξονα x), αν υποθέσουμε ότι στους άλλους δυο άξονες η κατανομή είναι σταθερή, δίνει:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\rho}{\epsilon} \quad (4.2)$$

Με ολοκλήρωση κατά μήκος της περιοχής απογύμνωσης



Σχ. 4.1 Επαφή p-n (α) Μορφή του κρυστάλλου. (β) Κατανομή της πυκνότητας φορτίου. (γ) Κατανομή της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου. (δ) Κατανομή του δυναμικού. (ε) Κατανομή της δυναμικής ενέργειας.

$$E = \int_{x_0}^x \frac{\rho}{\epsilon} dx \quad (4.3)$$

όπου x_0 :η θέση στην οποία $E=0$.

Για να βρούμε την ένταση του πεδίου μέσα στον n-ημιαγωγό, αντικαθιστούμε την πυκνότητα φορτίου ρ με την τιμή της που είναι $q_e N_D$ (γιατί;) όπου q_e :φορτίο ηλεκτρονίου και N_D :συγκέντρωση δότη.

$$E = \int_{x_0}^x \frac{q_e N_D}{\epsilon} dx = \frac{q_e N_D}{\epsilon} \int_{x_0}^x dx = \frac{q_e N_D}{\epsilon} (x - x_0) \quad (4.4)$$

και επειδή για τον ημιαγωγό τύπου n η θέση x_0 είναι το όριο της περιοχής απογύμνωσης, $x_0 = W_n$. Έτσι τελικά:

$$E = \frac{q_e N_D}{\epsilon} (x - W_n) \quad (4.5)$$

Για τον ημιαγωγό p-τύπου, θα ισχύει ο αντίστοιχος τύπος:

$$E = -\frac{q_e N_A}{\epsilon} (x - W_p) \quad (4.6)$$

Όπως φαίνεται από τους παραπάνω τύπους, η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου που σχηματίζεται, μεταβάλλεται γραμμικά με την απόσταση και με αντικατάσταση στο x των οριακών του τιμών βρίσκονται και οι οριακές τιμές του E (σχ.4.1γ).

Ακριβώς στην επαφή ($x=0$) η τιμή του E παίρνει δυο τιμές από τους δυο παραπάνω τύπους οι οποίες θα πρέπει να είναι ίσες μεταξύ τους. Η συνθήκη αυτή δίνει τη σχέση:

$$\boxed{N_A W_p = N_D W_n} \quad (4.7)$$

Επειδή στην κατασκευή μιας επαφής p-n ισχύει σχεδόν πάντοτε $N_A \gg N_D$ είναι προφανές ότι επίσης θα ισχύει $W_n \gg W_p$. Αυτή η τελευταία σχέση εκφράζει ότι το τμήμα της περιοχής απογύμνωσης που εκτείνεται μέσα στον ημιαγωγό n είναι πολύ μεγαλύτερο από το τμήμα της μέσα στον ημιαγωγό p, και αυτό στη συνέχεια ότι το όλο μήκος της περιοχής απογύμνωσης βρίσκεται μέσα στον ημιαγωγό n.

$$W = W_p + W_n \cong W_n \quad (4.8)$$

Όπως είναι γνωστό, η ολοκλήρωση της σχέσης ορισμού της έντασης ($E = -dV/dx$) δίνει την σχέση:

$$V = -\int E dx + C \quad (4.9)$$

Με αντικατάσταση στο παραπάνω ολοκλήρωμα της τιμής του E για τον ημιαγωγό τύπου n παίρνουμε:

$$V = -\int \frac{q_e N_D}{\epsilon} (x - W) dx + C = -\frac{q_e N_D}{\epsilon} \left(\int x dx - W \int dx \right) + C$$

Συνεπώς:

$$V = -\frac{q_e N_D}{\epsilon} \left(\frac{x^2}{2} - Wx \right) + C \quad (4.10)$$

Όπως φαίνεται η εξίσωση που καθορίζει το δυναμικό, είναι 2ου βαθμού δηλαδή η αντίστοιχη γραφική παράσταση θα είναι τμήμα παραβολής. Πραγματικά, στο σχ.4.4γ φαίνεται η κατανομή του δυναμικού κατά μήκος της επαφής των ημιαγωγών. Η σταθερά C καθορίζεται από τις οριακές συνθήκες, και για τον ημιαγωγό p βρίσκεται από την παραδοχή ότι στη θέση $-W_p$ το δυναμικό είναι μηδέν. Επειδή μάλιστα $W_p \ll W$ μπορούμε με προσέγγιση να πούμε ότι $W_p \cong 0$ και επομένως, για να έχουμε $V=0$ στη θέση $x=0$, προκύπτει από την επίλυση της (σχ. 4.11) στο οριακό αυτό σημείο, ότι

$$C = 0 \quad (4.11)$$

Τέλος από τη γνωστή σχέση που συνδέει το δυναμικό V με τη δυναμική ενέργεια $E_{\delta\upsilon\nu}$:

$$E_{\delta\upsilon\nu} = -q_e V \quad (4.12)$$

προκύπτει η κατανομή της δυναμικής ενέργειας κατά μήκος της επαφής, που ομοιάζει στη μορφή με την του V , όμως κάθε τιμή του είναι $-q_e$ φορές η αντίστοιχη του V (σχ.4.1ε).

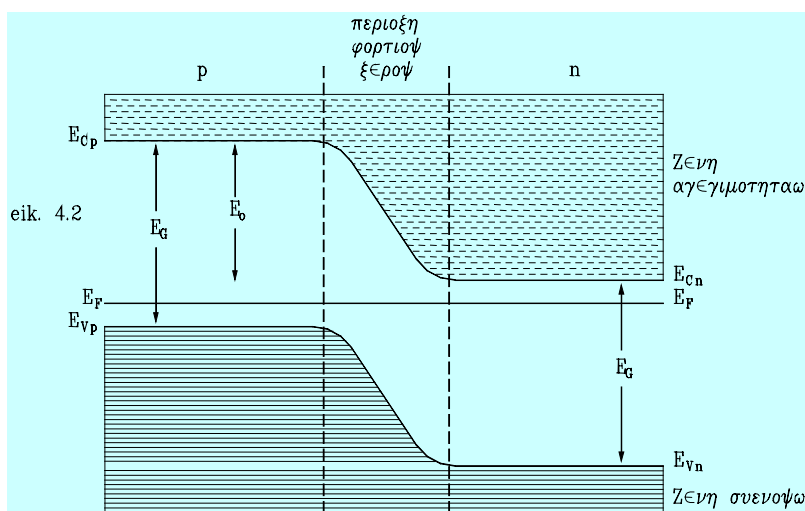
Η ενεργειακή δομή επαφής p-n

Είναι ήδη γνωστή η ενεργειακή δομή σε ημιαγωγούς με πρόσμιξη p ή n. Το ίδιο θα συμβαίνει και με τους ημιαγωγούς p και n της επαφής, με την παρατήρηση ότι εφόσον πρόκειται για τον ίδιο κρύσταλλο οι δύο ημιαγωγοί θα έχουν το ίδιο ενεργειακό χάσμα. Όταν τώρα οι δυο ημιαγωγοί σχηματίζουν την επαφή p-n, η στάθμη Fermi πρέπει και για τους δυο να έχει την ίδια τιμή. Επειδή βέβαια στον μεν p ημιαγωγό αυτή βρίσκεται κοντά στη ζώνη σθένους ενώ στον n ημιαγωγό κοντά στη ζώνη αγωγιμότητας, οι ενεργειακές αυτές ζώνες θα μετακινηθούν κατάλληλα όπως φαίνεται και στην σχ.4.2.

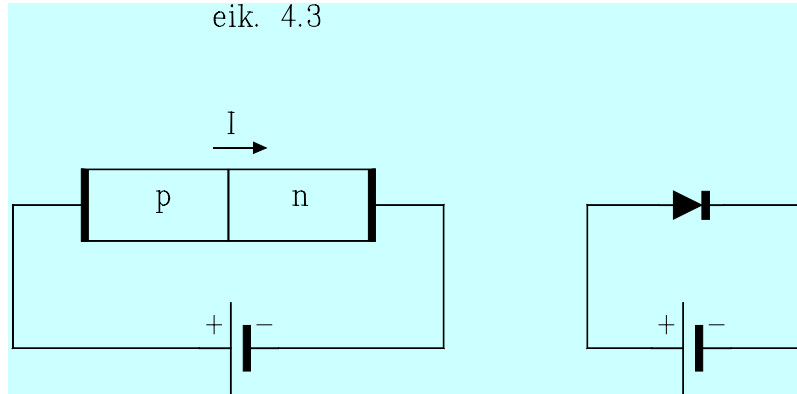
Με απλή σύγκριση των ενεργειακών σταθμών στο διάγραμμα αυτό, εύκολα συνάγουμε τη σχέση:

$$E_o = E_G - (E_F - E_{Vp}) - (E_{Cn} - E_F) \quad (4.13)$$

Αλλά από το προηγούμενο κεφάλαιο είναι γνωστά ότι:



σχ.4.2 Ενεργειακή δομή της επαφής p-n.



σχ. 4.3 Πόλωση της επαφής p-n

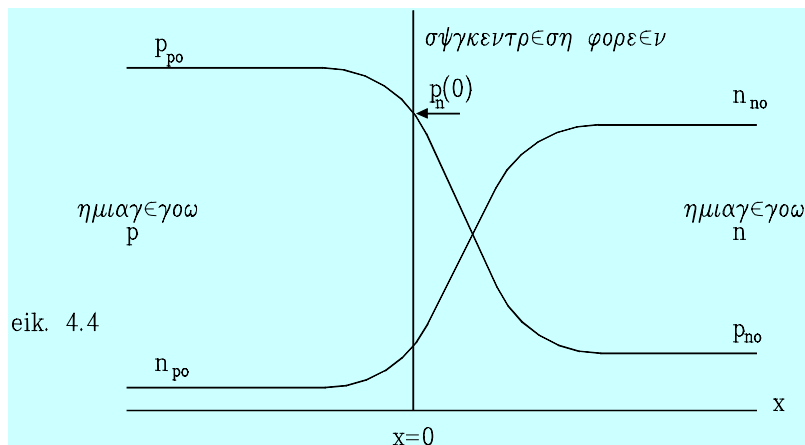
$$E_G = kT \ln \frac{N_C N_V}{n_i^2} \quad E_{Cn} - E_F = kT \ln \frac{N_C}{N_D} \quad E_F - E_{Vp} = kT \ln \frac{N_V}{N_A}$$

Οπότε με αντικατάσταση προκύπτει:

$$E_o = kT \left(\ln \frac{N_C N_V}{n_i^2} - \ln \frac{N_V}{N_A} - \ln \frac{N_C}{N_D} \right) = kT \ln \left(\frac{N_D N_A}{n_i^2} \right) \quad (4.14)$$

Ρεύματα μέσα σε μια επαφή p-n

Έστω κατ' αρχάς ότι επαφή p-n συνιστώμενη από δυο ημιαγωγούς είναι συνδεδεμένη με εξωτερική τάση πόλωσης V , η οποία μπορεί να μεταβάλλεται. Στο σημείο της επαφής υπάρχει μια μεταβολή στη συγκέντρωση των φορέων, με αποτέλεσμα οι μεν οπές να διαχέονται προς τον n ημιαγωγό, τα δε ηλεκτρόνια προς τον p. Εκεί επειδή ο κάθε φορέας συναντάει τον συζυγή του, επανασυνδέεται με αποτέλεσμα τη μείωση της συγκέντρωσής του και κατά συνέπεια τη διατήρηση της βαθμίδας που είναι απαραίτητη για τη συνεχή ροή φορέων. Από την άλλη μεριά επίσης, όπως είδη γνωρίσαμε, μέσα στην περιοχή απογύμνωσης επικρατεί ένα ηλεκτρικό πεδίο με φορά από τον ημιαγωγό n προς τον p. Αυτό το πεδίο ασκεί δυνάμεις στους φορείς που βρίσκονται μέσα σ' αυτό με αποτέλεσμα τη δημιουργία ενός άλλου



σχ.4.4 Συγκέντρωση φορέων κατά μήκος της επαφής.

ρεύματος μετατόπισης με φορά αντίθετη του προηγούμενου. Πρέπει να σημειώσουμε ότι τα δυο αυτά ρεύματα συνίστανται από μετακινήσεις οπών όσο και ηλεκτρονίων. Ας δούμε λοιπόν την έκφραση για το συνολικό ρεύμα οπών.

$$J_p = q_e p \mu_p E - q_e D_p \frac{dp}{dx} \quad (4.15)$$

Ο όρος J_p είναι πολύ μικρότερος από τους δυο όρους του δεξιού μέρους της παραπάνω ισότητας και γι' αυτό μπορούμε να πούμε ότι οι δυο αυτοί όροι είναι περίπου ίσοι μεταξύ τους.

$$q_e p \mu_p E = q_e D_p \frac{dp}{dx} \quad (4.16)$$

Χρησιμοποιώντας τώρα τη σχέση του Einstein παίρνουμε

$$E = \frac{V_T}{p} \cdot \frac{dp}{dx} \quad (4.17)$$

ενώ επίσης από τον ορισμό της έντασης $E = -dV/dx$.

Εξισώνοντας τα δεύτερα μέλη και ολοκληρώνοντας από τη μια άκρη της περιοχής απογύμνωσης στην άλλη, παίρνουμε

$$\int_{p_{po}}^{p_n(0)} \frac{dp}{p} = - \int_0^{V_j} \frac{dV}{V_T} \quad (4.18)$$

όπου p_{po} είναι η συγκέντρωση οπών στο αριστερό άκρο που συμπίπτει με την τιμή θερμικής ισορροπίας, ενώ στο δεξιό άκρο η συγκέντρωση είναι $p_n(0)$. V_j είναι η διαφορά δυναμικού στα άκρα της περιοχής απογύμνωσης και συνίσταται από την τάση V_o που γνωρίσαμε προηγούμενα μειωμένη κατά το ποσό V της τάσης που εφαρμόζεται εξωτερικά. Δηλαδή ισχύει $V_j = V_o - V$.

Η παραπάνω ολοκλήρωση μας δίνει

$$\left| \ln p \right|_{p_{po}}^{p_n(0)} = \left| \frac{V}{V_T} \right|_0^{V_j} \quad (4.19)$$

ή

$$\ln \frac{p_n(0)}{p_{po}} = \frac{V_j - 0}{V_T} = \frac{V_o - V}{V_T} \quad (4.20)$$

ή

$$p_n(0) = p_{po} e^{\frac{(V_o - V)}{V_T}} = p_{po} e^{\frac{V_o}{V_T}} e^{-\frac{V}{V_T}} \quad (4.21)$$

Αν στην επαφή p-n δεν εφαρμοστεί εξωτερική τάση ($V=0$) τότε η συγκέντρωση των οπών που διαχέονται στον n ημιαγωγό θα είναι ίση με την αντίστοιχη της θερμικής ισορροπίας ($p_n(0) = p_{no}$). Οπότε η παραπάνω σχέση γίνεται

$$p_{no} = p_{po} e^{\frac{V_o}{V_T}} \quad (4.22)$$

και με αντικατάσταση της σχέσης αυτής στην παραπάνω, παίρνουμε

$$p_n(0) = p_{no} e^{\frac{V}{V_T}} \quad (4.23)$$

Η σχέση αυτή είναι γνωστή σαν **νόμος της επαφής** και εκφράζει ότι αν εφαρμοστεί κάποια θετική τάση στην επαφή p-n (όπως στην εικόνα), τότε αυξάνει εκθετικά η συγκέντρωση των φορέων που διαχέονται στον απέναντι ημιαγωγό. Εφαρμογή κάποιας αντίθετης τάσης μειώνει στο μηδέν τη συγκέντρωση αυτή.

Στην σχ.4.4 φαίνεται η κατανομή της συγκέντρωσης φορέων κατά μήκος της επαφής.

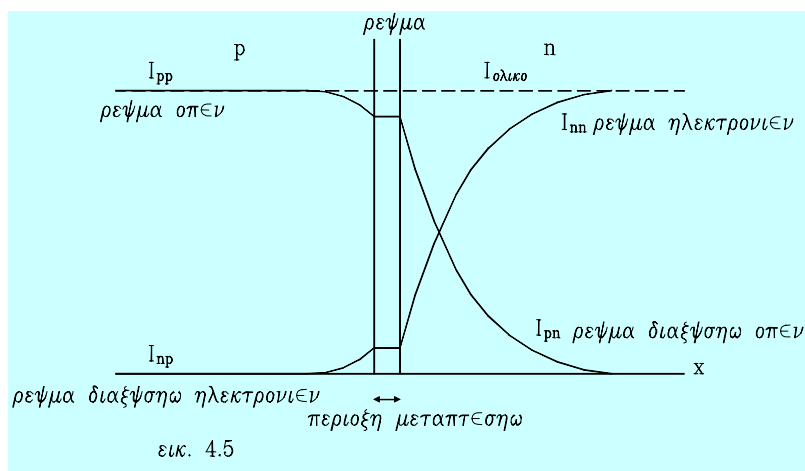
Η ΕΞΙΣΩΣΗ ΤΑΣΗΣ-ΡΕΥΜΑΤΟΣ

Από τη σχέση (3.41) για $x=0$ δηλαδή για το σημείο επαφής προκύπτει

$$I_{pn}(0) = \frac{Sq_e D_p p'_n(0)}{L_p} = \frac{Sq_e D_p (p_n(0) - p_{no})}{L_p} \quad (4.24)$$

στην οποία αν αντικαταστήσουμε την τιμή του $p_n(0)$ από τη σχέση (4.23), θα πάρουμε

$$I_{pn}(0) = \frac{Sq_e D_p p_{no}}{L_p} (e^{V/V_T} - 1) \quad (4.25)$$



εικ. 4.5

σχ.4.5 Κατανομή του ρεύματος διάχυσης κατά μήκος της επαφής.

Φυσικά μια αντίστοιχη σχέση θα ισχύει και για το ρεύμα διάχυσης ηλεκτρονίων μέσα στον ημιαγωγό (I_{np}), ενώ το ολικό ρεύμα θα είναι το άθροισμα των δυο αυτών επί μέρους ρευμάτων. Η σχ. 4.5 δείχνει την κατανομή του ρεύματος διάχυσης κατά μήκος της επαφής.

$$I = I_{pn}(0) + I_{np}(0) = I_o (e^{V/V_T} - 1) \quad (4.26)$$

όπου

$$I_o = Sq_e \left(\frac{D_p}{L_p} p_{no} + \frac{D_n}{L_n} p_{po} \right) \quad (4.27)$$

Για τον υπολογισμό της σχέσης (4.28) αγνοήθηκε η γέννηση και η επανασύνδεση φορέων στην περιοχή απογύμνωσης πράγμα που συμβαίνει στους ημιαγωγούς από γερμάνιο όχι όμως και στους ημιαγωγούς πυριτίου. Για την άρση του σφάλματος λόγω του φαινομένου αυτού εισάγεται μια παράμετρος (η) με αποτέλεσμα η σχέση (4.28) να γίνει

$$I = I_0 \left(e^{V/\eta V_T} - 1 \right) \quad (4.28)$$

Η παράμετρος η παίρνει τις τιμές: ≈ 1 για το γερμάνιο
 ≈ 2 για το πυρίτιο

για μεγάλα ρεύματα.

Η σχέση (4.30) καθορίζει και τη συμπεριφορά της επαφής p-n δηλαδή τι ρεύμα θα διαρρέει την επαφή ανάλογα με την τάση που εφαρμόζεται εξωτερικά στα άκρα της. Φαίνεται λοιπόν ότι εφαρμογή μιας τάσης V με τον θετικό πόλο στον ημιαγωγό p και τον αρνητικό στον n, έχει σαν συνέπεια την εμφάνιση ρεύματος αρκετά μεγαλύτερου του I που γίνεται τόσο μεγαλύτερο όσο μεγαλύτερη είναι η τάση. Τότε λέμε ότι εφαρμόζεται στην επαφή **ορθή πόλωση**. Αντίθετα, εφαρμογή μιας τάσης αντίθετης της προηγούμενης και αρκετά μεγαλύτερη της V , δίνει αντίθετο ρεύμα σταθερό (=ανεξάρτητο της τάσης), και ίσο με I . Το ρεύμα αυτό είναι πολύ μικρό και πρακτικά λέμε ότι η επαφή δεν διαρέεται από ρεύμα. Η πόλωση αυτή λέγεται **ανάστροφη πόλωση**.

Είναι λοιπόν φανερό ότι σε μια επαφή p-n μπορεί να ελέγχεται η διέλευση ρεύματος με την εφαρμογή της κατάλληλης τάσης πόλωσης. Δηλαδή με την εφαρμογή ορθής πόλωσης να διέρχεται ρεύμα ενώ με ανάστροφη τάση όχι. Η ιδιότητα αυτή της επαφής p-n που βρίσκει πάρα πολλές εφαρμογές, χαρακτηρίζει τη λειτουργία της και της προσδίδει το όνομα **δίοδος** όταν χρησιμοποιείται σαν αυτοτελές ηλεκτρονικό εξάρτημα, όνομα με το οποίο θα την χρησιμοποιούμε κι εμείς στο εξής.

ΤΟ ΑΝΑΣΤΡΟΦΟ ΡΕΥΜΑ ΚΟΡΟΥ

Στη σχέση (4.29), αν εφαρμοστούν οι γνωστές σχέσεις

$$p_{no} \cong \frac{n_i^2}{N_D} \quad \text{και} \quad p_{po} \cong \frac{n_i^2}{N_A} \quad (4.29)$$

παίρνουμε

$$I_0 = S q_e \left(\frac{D_p}{L_p N_D} + \frac{D_n}{L_n N_A} \right) n_i^2 \quad (4.30)$$

Το ρεύμα αυτό που όπως φαίνεται δεν εξαρτάται από την πόλωση της διόδου, είναι η τιμή προς την οποία τείνει το ολικό ρεύμα I με την εφαρμογή μιας ανάστροφης τάσης και γι' αυτό λέγεται **ανάστροφο ρεύμα κόρου**. Όπως δείχνει και η σχέση (4.31) το ανάστροφο ρεύμα κόρου εξαρτάται από διάφορες κατασκευαστικές παραμέτρους, όπως είναι η διατομή της επαφής, οι συγκεντρώσεις δότη και αποδέκτη ενώ επηρεάζεται μαζί με την ενδογενή συγκέντρωση (n_i) πάρα πολύ από τη θερμοκρασία όπως φαίνεται και από τη σχέση (2.21). Με συνδυασμό των δυο αυτών σχέσεων και με δεδομένο ότι οι σταθερές διάχυσης D_p και D_n μεταβάλλονται αντιστρόφως ανάλογα της θερμοκρασίας, αλλά και αν ληφθεί υπόψη η εξάρτηση των ρευμάτων που διαρρέουν τη δίοδο από το είδος του ημιαγωγού (Ge ή Si), προκύπτει η σχέση εξάρτησης του I από τη θερμοκρασία, που είναι

$$I_0 = K T^m e^{-E_G/\eta kT} \quad (4.31)$$

όπου η παράμετρος m είναι: ≈ 2 για το γερμάνιο

≈1.5 για το πυρίτιο

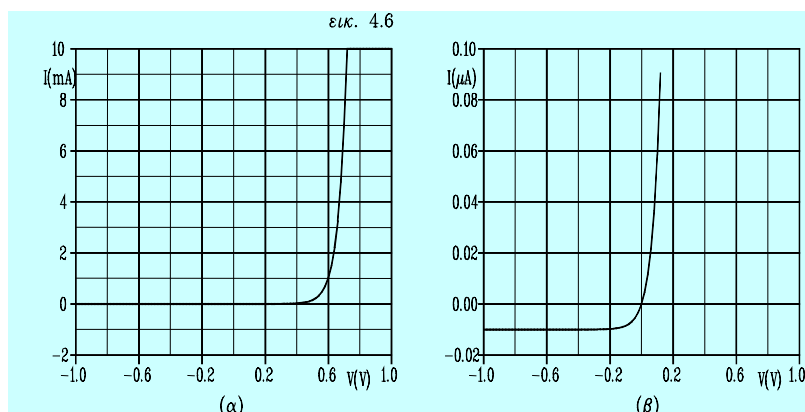
Η σχέση αυτή δίνει μια μεταβολή του I με τη θερμοκρασία, περίπου 8%/°C για το Si και 11%/°C για το Ge. Ωστόσο οι διόδου του εμπορίου εμφανίζουν μια απόκλιση από τις παραπάνω τιμές, γιατί παρουσιάζουν και μια πρόσθετη συνιστώσα του ανάστροφου ρεύματος που οφείλεται σε διαρροές εξ αιτίας διαφόρων ατελειών κυρίως στην εξωτερική επιφάνεια της διόδου. Για το λόγο αυτό η μεταβολή του I_0 με τη θερμοκρασία εμφανίζεται μειωμένη, δηλαδή περίπου 7%/°C και για τους δυο ημιαγωγούς. Το παραπάνω ποσοστό μεταβολής, εμφανίζει το I_0 να διπλασιάζεται σχεδόν για κάθε 10°C αύξησης της θερμοκρασίας. Αυτή η εξάρτηση μπορεί να εκφραστεί από τη σχέση

$$I_0(T) = I_{01} \cdot 2^{(T-T_1)/10} \tag{4.32}$$

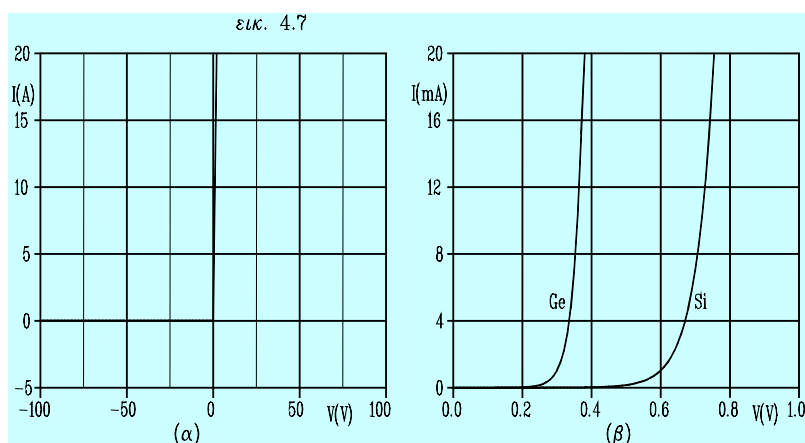
όπου I_{01} είναι το ανάστροφο ρεύμα κόρου σε θερμοκρασία T_1 .

Η χαρακτηριστική καμπύλη της διόδου

Χαρακτηριστική καμπύλη της διόδου είναι η καμπύλη που παριστάνει τη μεταβολή του ρεύματος I της διόδου σε συνάρτηση με τη μεταβολή της τάσης V στα άκρα της. Επειδή αυτή η συνάρτηση

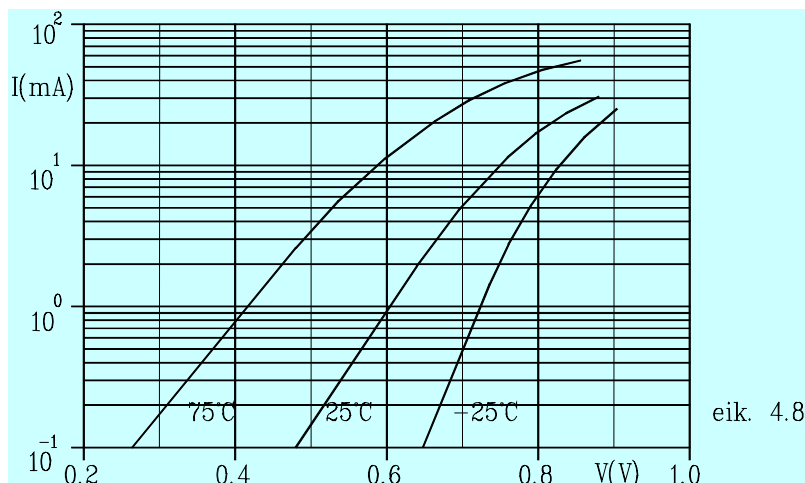


Σχ. 4.6 Χαρακτηριστικές καμπύλες της διόδου για διάφορες περιοχές ρεύματος και τάσης



Σχ. 4.7 (α) Χαρακτηριστική καμπύλη της διόδου για μεγάλες τάσεις και μεγάλα ρεύματα. (β) Σύγκριση των χαρακτηριστικών καμπυλών των διόδων γερμανίου και πυριτίου.

εκφράζεται από τη σχέση (4.30), επομένως η γραφική παράσταση της σχέσης αυτής αποδίδει τη χαρακτηριστική καμπύλη της διόδου. Όπως φαίνεται η καμπύλη είναι εκθετική, όμως η μορφή της μπορεί να παρουσιάζει ορισμένες παραλλαγές ανάλογα με τις τιμές των παραμέτρων I_0 και η και ανάλογα με τον βαθμό ανάπτυξης της κάθε κλίμακας. Οι εικόνες 4.6(α), 4.6(β), 4.7(α) παριστάνουν την χαρακτηριστική καμπύλη μιας διόδου πυριτίου για διαφορετικές περιοχές τιμών της τάσης και του ρεύματος, ενώ στην σχ. 4.7(β)



Σχ.4.8 Χαρακτηριστική καμπύλη διόδου πυριτίου με λογαριθμική την κάθετη κλίμακα.

φαίνονται συγκριτικά οι χαρακτηριστικές καμπύλες μιας διόδου πυριτίου και μιας διόδου γερμανίου. Τέλος η εικόνα 4.8 δίνει επίσης τη χαρακτηριστική καμπύλη μιας διόδου πυριτίου αλλά με τον άξονα του ρεύματος βαθμολογημένο σε λογαριθμική κλίμακα. Στο διάγραμμα αυτό φαίνεται για μικρά ρεύματα η γραμμικότητα των δυο μεγεθών σαν συνέπεια της εκθετικής συνάρτησης που απεικονίζει, με μια απόκλιση από τη γραμμικότητα σε υψηλά ρεύματα. Το γεγονός αυτό οφείλεται στην ύπαρξη κάποιας ωμικής αντίστασης στους κρυστάλλους των ημιαγωγών, που ενώ είναι μικρή ωστόσο σε τόσο μεγάλα ρεύματα επικρατεί με αποτέλεσμα να συμπεριφέρεται η δίοδος σαν ωμική αντίσταση.

ΕΞΑΡΤΗΣΗ ΤΗΣ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΗΣ ΚΑΜΠΥΛΗΣ ΑΠΟ ΤΗ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑ

Ας θεωρήσουμε την εξίσωση τάσης- ρεύματος (σχ.4.30) λυμένη ως προς V .

$$V = \eta V_T (\ln I - \ln I_0) \tag{4.33}$$

Στην παραπάνω συνάρτηση, υπάρχουν δυο μεταβλητές που επηρεάζονται από τη θερμοκρασία, δηλαδή η V ($=kT/q_e$) και το ανάστροφο ρεύμα κόρου. Άρα θα ισχύει

$$\frac{dV}{dT} = \frac{\partial V}{\partial V_T} \cdot \frac{dV_T}{dT} + \frac{\partial V}{\partial I_0} \cdot \frac{dI_0}{dT} \tag{4.34}$$

Η παραγωγή της (4.35) ως προς V_T δίνει

$$\partial V / \partial V_T = \eta (\ln I - \ln I_0) = V / V_T$$

ενώ η παραγωγή του V_T ως προς T δίνει

$$dV_T/dT = k/q_e = V_T/T. \tag{4.35}$$

Η παραγωγή της (4.35) ως προς I δίνει

$$\partial V / \partial I_0 = \eta V_T / I_0 \quad (4.36)$$

ενώ η παράγωγος dI_0 / dT είναι ήδη γνωστή.

Αντικαθιστώντας λοιπόν στη σχέση (4.36) παίρνουμε

$$\frac{dV}{dT} = \frac{V}{T} - \frac{\eta V}{I_0} \left(\frac{dI_0}{dT} \right) \quad (4.37)$$

Δίνοντας πραγματικές τιμές στην παραπάνω σχέση όπως:

$$T = 300^\circ\text{K}, \quad V = 0.2\text{V (για Ge)} \text{ ή } 0.6\text{V (για Si)}$$

$$V = 0.026\text{V} \quad \eta = 1 \text{ (Ge)} \text{ ή } 2 \text{ (Si)}$$

$$dI_0 / dT = 0.11I_0 \text{ (Ge)} \text{ ή } 0.08I_0 \text{ (Si)}$$

παίρνουμε τις μεταβολές

$$\frac{dV}{dT} = \begin{cases} -2.19 \text{ mV}/^\circ\text{C} & \text{για το Ge} \\ -2.16 \text{ mV}/^\circ\text{C} & \text{για το Si} \end{cases}$$

Βέβαια, επειδή τα δεδομένα με τα οποία πήραμε τα πιο πάνω αποτελέσματα δεν είναι σταθερά αλλά κυμαίνονται ελαφρά γύρω από τις τιμές που υποθέσαμε, μπορούμε να δεχτούμε ότι γενικά ισχύει

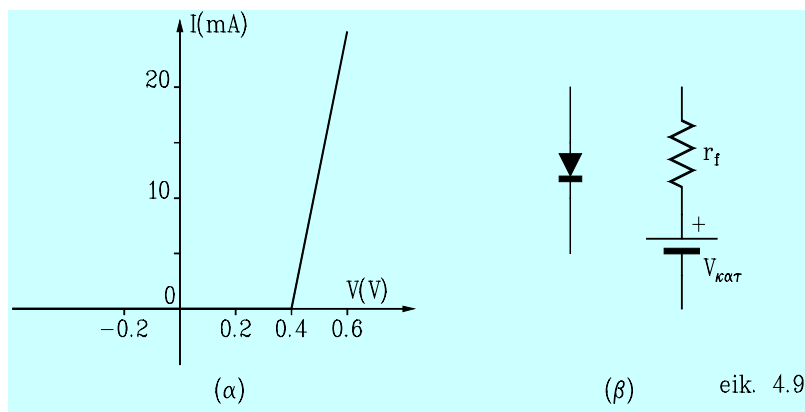
$$\frac{dV}{dT} = -2.5\text{mV}/^\circ\text{C} \quad (4.38)$$

Η σχέση (4.39) εκφράζει ότι κάποια αύξηση της θερμοκρασίας κατά 1°C μειώνει την τάση στα άκρα της διόδου κατά 2.5mV ή μεταθέτει τη χαρακτηριστική καμπύλη προς τα αριστερά πάλι κατά την ίδια ποσότητα.

ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΠΡΟΣΕΓΓΙΣΗ ΤΗΣ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΗΣ ΚΑΜΠΥΛΗΣ

Όπως είναι γνωστό η συμπεριφορά της διόδου καθορίζεται από μια εκθετική εξίσωση (σχ.4.30) η οποία απεικονίζεται γραφικά δίνοντας την χαρακτηριστική καμπύλη της σχ. 4.6. Έτσι όμως η μελέτη της συμπεριφοράς συγκεκριμένων εφαρμογών της διόδου θα ήταν εξαιρετικά επίπονη, γεγονός που αποφεύγεται αν χρησιμοποιηθεί η απλοποιημένη μορφή της χαρακτηριστικής που προκύπτει από μια γραμμική προσέγγιση της πραγματικής (σχ.4.9).

Παρατηρώντας την σχ.4.9 βλέπουμε ότι η όλη χαρακτηριστική καμπύλη αποτελείται από δυο ευθύγραμμα τμήματα που ενώνονται στο σημείο $(V_k, 0)$. Η τιμή αυτή της τάσης (V_k) έχει μια ιδιαίτερη σημασία γιατί πόλωση της διόδου κάτω απ' αυτή την τάση δεν επιτρέπει τη διέλευση ρεύματος από τη διόδο ενώ πόλωση πάνω απ' αυτή την τάση, συνεπάγεται ότι η διόδος άγει. Η τάση αυτή

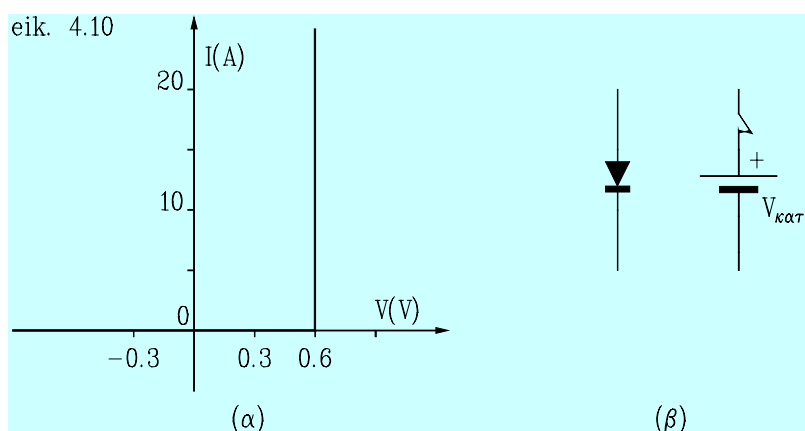


σχ.4.9 (α)Γραμμική προσέγγιση της χαρακτηριστικής καμπύλης της διόδου (σχ.4.6β). (β)Ισοδύναμο κύκλωμα

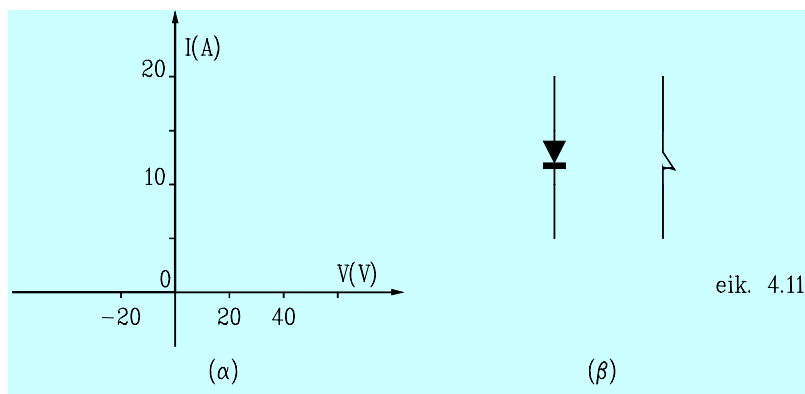
λέγεται **τάση κατοφλίου**. Όταν η διόδος άγει εμφανίζει μια ωμική αντίσταση που εκφράζεται από το αντίστροφο της κλίσης του αντίστοιχου τμήματος της χαρακτηριστικής. Η αντίσταση αυτή λέγεται **αντίσταση ορθής πόλωσης (R_f)**, και είναι συνήθως μικρή, της τάξης των Ohm. Όταν λέμε ότι η διόδος δεν άγει, πρακτικά σημαίνει ότι διαρρέεται από πάρα πολύ μικρό ρεύμα, πρακτικά μηδέν, αποτέλεσμα της πολύ υψηλής αντίστασης που εμφανίζει. Η αντίσταση αυτή λέγεται **αντίσταση ανάστροφης πόλωσης (R_r)**, και είναι της τάξης των δεκάδων MegaOhm. Σύμφωνα με τα παραπάνω η διόδος μπορεί να αντικατασταθεί από ένα ισοδύναμο ηλεκτρικό κύκλωμα, κύκλωμα δηλαδή που να παρουσιάζει την ίδια συμπεριφορά και να έχει την ίδια χαρακτηριστική καμπύλη. Το **ισοδύναμο κύκλωμα** της διόδου είναι αυτό που φαίνεται στην σχ.4.9β. όπου ο διακόπτης κλείνει όταν η διόδος είναι πολωμένη ορθά και ανοίγει στην ανάστροφη πόλωση της διόδου.

Στις εικόνες (4.10) και (4.11) φαίνονται δυο διαφορετικές προσεγγίσεις της διόδου, η πρώτη για μικρές τάσεις αλλά για μεγάλα ρεύματα και η δεύτερη για μεγάλες τάσεις και ρεύματα. Πάνω στις ίδιες εικόνες φαίνονται τα ισοδύναμα κυκλώματα καθώς και οι πραγματικές χαρακτηριστικές καμπύλες για τις αντίστοιχες περιοχές τιμών. Παρατηρούμε ότι στην σχ. 4.11 η διόδος συμπεριφέρεται σαν ένας διακόπτης που με ορθή πόλωση κλείνει ενώ με ανάστροφη πόλωση ανοίγει. Το πρότυπο αυτό αντιπροσωπεύει μια **ιδανική διόδο**.

ΣΗΜΕΙΟ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑΣ - ΔΥΝΑΜΙΚΗ ΑΝΤΙΣΤΑΣΗ - ΤΑΣΗ ΚΑΤΩΦΛΙΟΥ



Σχ.4.10 (α) Γραμμική προσέγγιση της διόδου για μικρές τάσεις και μεγάλα ρεύματα. (β) Ισοδύναμο κύκλωμα.



Σχ.4.11 (α) Γραμμική προσέγγιση της διόδου για μεγάλες τάσεις και ρεύματα. (β) Ισοδύναμο κύκλωμα.

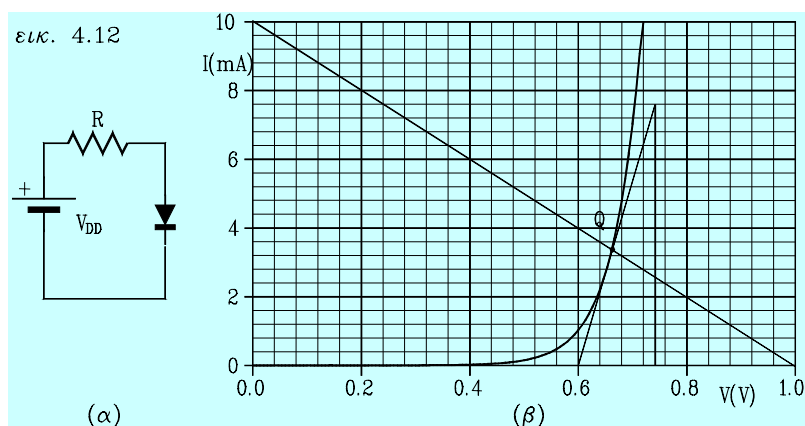
Το κύκλωμα της σχ.4.12α είναι το **κύκλωμα πόλωσης** της διόδου. Αν στο κύκλωμα αυτό εφαρμόσουμε τον Β κανόνα του Kirchhoff, έχουμε

$$V_{DD} = V_D + I_D R \tag{4.39}$$

Λύνοντας την σχέση αυτή ως προς I_D παίρνουμε την εξίσωση

$$I_D = \frac{V_{DD}}{R} - \frac{1}{R} \cdot V_D \tag{4.40}$$

Η εξίσωση (4.41) με μεταβλητές τα μεγέθη I_D , V_D , παριστάνει μια ευθεία (σχ.4.10β) που λέγεται **ευθεία φόρτου**. Το σημείο τομής της



Σχ.4.12 (α) Το κύκλωμα πόλωσης της διόδου. (β) Σ. λειτουργίας, δυναμική αντίσταση, τάση κατωφλίου.

ευθείας φόρτου με τη χαρακτηριστική καμπύλη της διόδου, λέγεται **σημείο λειτουργίας της διόδου**, και αντιστοιχεί στην τάση που επικρατεί στα άκρα καθώς και στο ρεύμα που διαρρέει τη δίοδο. Η **δυναμική αντίσταση** της διόδου ορίζεται από τη σχέση

$$r \equiv \frac{dV}{dI} \tag{4.41}$$

δηλαδή εκφράζεται από το αντίστροφο της κλίσης που παρουσιάζει η χαρακτηριστική καμπύλη της διόδου στο σημείο λειτουργίας. Επειδή όμως η κλίση εκφράζεται από την παράγωγο της εξίσωσης (4.30) τότε

$$\frac{dI}{dV} = I_0 e^{V/\eta V_T} \cdot \frac{1}{\eta V_T} = \frac{I + I_0}{\eta V_T} \cong \frac{I}{\eta V_T} \quad (4.42)$$

και επομένως

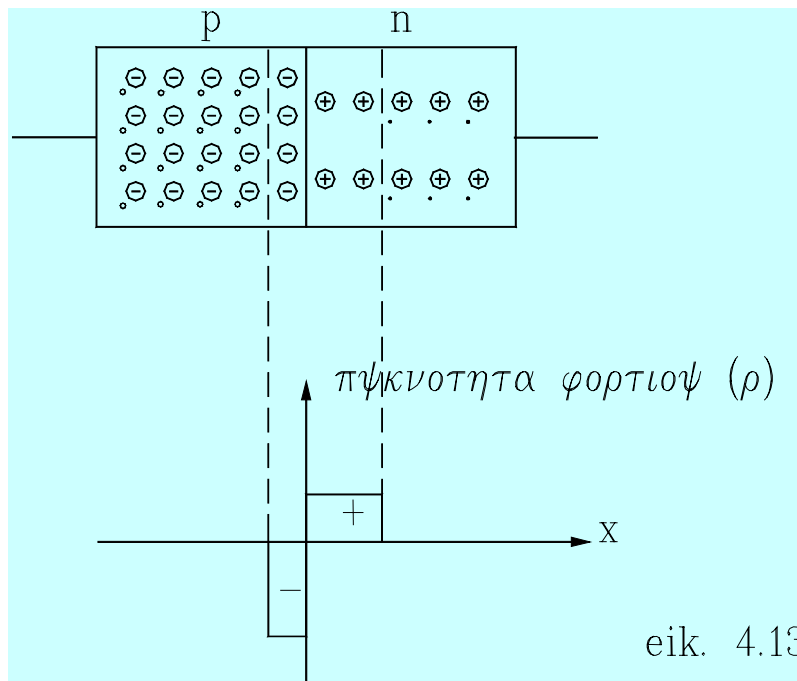
$$r \cong \frac{\eta V_T}{I} \quad (4.43)$$

όπου η είναι 1 ή 2 αντίστοιχα με το αν ο ημιαγωγός είναι από Ge ή Si, και $V = 0.026V$ αν η θερμοκρασία είναι $300^\circ K$.

Παρατηρούμε ότι η εφαπτομένη της χαρακτηριστικής καμπύλης στο σ. λειτουργίας μαζί με την ευθεία $I=0$, αποτελούν μια γραμμική προσέγγιση της χαρακτηριστικής που βρίσκεται πολύ κοντά στην πραγματικότητα. Αυτή είναι και η άριστη γραμμική προσέγγιση για το δεδομένο σ. λειτουργίας. Στην γραμμική αυτή προσέγγιση, η ελάχιστη τάση ορθής πόλωσης που επιτρέπει κάποιο ρεύμα να διαρρέει τη δίοδο λέγεται **τάση κατοφλίου** της διόδου, ενώ η αντίσταση ορθής πόλωσης (R_f), θα είναι ίση με τη δυναμική αντίσταση (r).

Χωρητικότητα μετάπτωσης

Κατά την ανάστροφη πόλωση, δημιουργούνται από τη μια και την άλλη μεριά της επαφής δυο περιοχές απογύμνωσης οι οποίες, λόγω ακριβώς της έλλειψης φορέων πλειονότητας, εμφανίζονται ηλεκτρικά φορτισμένες, γεγονός που οφείλεται στον πλεονασμό των ιόντων αποδέκτη ή δότη αντίστοιχα για τους ημιαγωγούς p και n. Η κατάσταση αυτή αντιστοιχεί ακριβώς σε φορτισμένο επίπεδο πυκνωτή. Δηλαδή, στην προκειμένη περίπτωση εμφανίζεται μια χωρητικότητα που λέγεται **χωρητικότητα μετάπτωσης** ή **χωρητικότητα φορτίου-χώρου**. Μια μεταβολή στην τάση ανάστροφης πόλωσης, επειδή μεταβάλλει το μήκος



Σχ. 4.13 Κατανομή φορτίων γύρω από την επαφή σε ανάστροφη πόλωση που γεννά τη χωρητικότητα μετάπτωσης.

της περιοχής απογύμνωσης, μεταβάλλει την ποσότητα φορτίου γύρω από την επαφή και συνεπώς καθορίζει την τιμή της χωρητικότητας.

$$C_T = \left| \frac{dQ}{dV} \right| \quad (4.44)$$

Η ύπαρξη της χωρητικότητας αυτής επηρεάζει το ρεύμα που διέρχεται από τη δίοδο όπως ένας κοινός πυκνωτής, σύμφωνα με τη σχέση

$$i = C_T \frac{dV}{dt} \quad (4.45)$$

Αποτέλεσμα των παραπάνω είναι μια απόκλιση από τη λειτουργία της ιδανικής διόδου που είναι τόσο μεγαλύτερη όσο μεγαλύτερη είναι η χωρητικότητα C_T .

Μια ποσοτική έκφραση για τη χωρητικότητα αυτή παράγεται παρακάτω, με τη βοήθεια της σχέσης (4.11) όπου φυσικά λαμβάνεται υπόψη η σχέση (4.8) που είναι πολύ κοντά στην πραγματικότητα. Έτσι λοιπόν, με αμελητέο το τμήμα της περιοχής απογύμνωσης που βρίσκεται μέσα στον ημιαγωγό p, η τιμή της συνάρτησης (4.11), με τη συνθήκη (4.12) για $x=W$ δίνει το δυναμικό στην άκρη της περιοχής απογύμνωσης προς τον ημιαγωγό n. Επειδή από την άλλη μεριά το δυναμικό μπορεί να θεωρηθεί μηδέν, έτσι προκύπτει η διαφορά δυναμικού στα άκρα της επαφής p-n.

$$V_j = -\frac{q_e N_D}{\epsilon} \left(\frac{W^2}{2} - W^2 \right) \quad (4.46)$$

ή

$$V_j = -\frac{q_e N_D}{2\epsilon} W^2 \quad (4.47)$$

Εδώ, η τάση επαφής V_j δίνεται από την ήδη υπάρχουσα τάση V_o μειωμένη κατά το ποσό της εξωτερικής τάσης ορθής πόλωσης (V_D) που εφαρμόζεται

$$V_j = V_o - V_D \quad (4.48)$$

Το φορτίο της μιας πλευράς του πυκνωτή (προς τον ημιαγωγό n) θα είναι

$$Q = \rho dV = N_D q_e dV = N_D q_e S W \quad (4.49)$$

όπου S : διατομή της επαφής
 W : μήκος της περιοχής απογύμνωσης

οπότε

$$|dQ| = |N_D q_e S dW| \quad (4.50)$$

Διαφορίζοντας επίσης τη σχέση (4.47) παίρνουμε

$$|dV_j| = \left| \frac{q_e N_D}{2\epsilon} 2W dW \right| \quad (4.51)$$

Οπότε η χωρητικότητα μετάπτωσης όπως ορίζεται στη σχέση (4.47) και με αντικατάσταση των σχέσεων (4.50), (4.51), γίνεται

$$C_T = \epsilon \cdot \frac{S}{W} \quad (4.52)$$

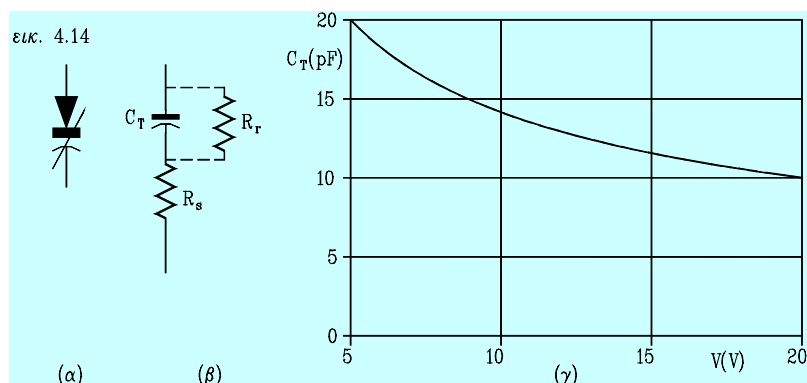
Ο τύπος που προέκυψε θυμίζει τον τύπο της χωρητικότητας επίπεδου πυκνωτή με διατομή τη διατομή της επαφής, και απόσταση μεταξύ των πλακών το μήκος της περιοχής απογύμνωσης. Αντικατάσταση του μήκους W στον παραπάνω τύπο, μετά από επίλυση της σχέσης (4.47), παίρνουμε

$$C_T = \sqrt{\frac{\epsilon S^2 q_e N_D}{2V_j}} \quad (4.53)$$

Η σχέση (4.53) δείχνει ότι η χωρητικότητα μετάπτωσης είναι αντιστρόφως ανάλογη της τετραγωνικής ρίζας της τάσης επαφής V_j η οποία είναι γραμμική συνάρτηση της εξωτερικά εφαρμοζόμενης τάσης V_D (σχ. 4.48).

ΔΙΟΔΟΙ VARACTOR

Η ιδιότητα που έχουν οι διόδοι να μεταβάλλουν τη χωρητικότητα μετάπτωσής τους σε συνάρτηση με την εξωτερικά εφαρμοζόμενη τάση



Σχ.4.14 Δίοδος varactor (α) Σύμβολο (β) Ισοδύναμο κύκλωμα (γ)Μεταβολή της χωρητικότητας με την τάση.

ανάστροφης πόλωσης, βρίσκει ευρεία εφαρμογή σε ηλεκτρονικά εξαρτήματα με τη δομή μιας απλής διόδου, που λέγονται διόδους varactor ή varicap. Οι διόδους αυτοί αντικαθιστούν τους μεταβλητούς πυκνωτές μικρής χωρητικότητας σε κυκλώματα συντονισμού, σε αυτοίσοροπούντα κυκλώματα γεφυρών και σε παραμετρικούς ενισχυτές.

Στην σχ. 4.14 φαίνεται το σύμβολο μιας διόδου varactor, το ισοδύναμο κύκλωμα καθώς και το διάγραμμα μεταβολής της χωρητικότητας δυο διόδων varactor συναρτήσεως της ανάστροφης τάσης που εφαρμόζεται σ' αυτές. Οι παράμετροι που υπεισέρχονται στο ισοδύναμο κύκλωμα είναι η χωρητικότητα μετάπτωσης C , με τιμές της τάξης των δεκάδων pF, η ωμική αντίσταση του κρυστάλλου R , της τάξης των Ohm και η αντίσταση ανάστροφης πόλωσης της διόδου της τάξης των MΩ.

Χωρητικότητα διάχυσης

Κατά την ορθή πόλωση της διόδου εμφανίζεται μια χωρητικότητα στην επαφή πολύ μεγαλύτερη της προηγούμενης αλλά με τελείως διαφορετική φύση που σχετίζεται με το φαινόμενο της διάχυσης και

για το λόγο αυτό λέγεται και **χωρητικότητα διάχυσης**. Αυτή οφείλεται ουσιαστικά στην κατανομή των φορέων μειονότητας γύρω από την επαφή όπως δείχνει και η εικ.4.15(α). Η ανισοκατανομή αυτή των θετικών και αρνητικών φορτίων λόγω της διάχυσης των φορέων, δημιουργεί μια εικόνα που μοιάζει επίσης με επίπεδο φορτισμένο πυκνωτή, με αποτέλεσμα την εμφάνιση της χωρητικότητας που αναφέρεται. Εδώ το συνολικό φορτίο που είναι συγκεντρωμένο από τη μια πλευρά (π.χ. το θετικό) υπολογίζεται από την ολοκλήρωση της πυκνότητας μέσα στην περιοχή διάχυσης των φορέων

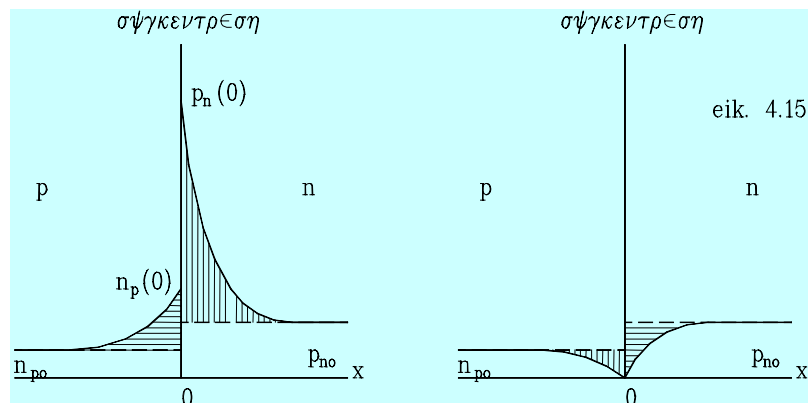
$$Q = \int_0^{\infty} S q_e p'(0) e^{-x/L_p} dx = S q_e L_p p'(0) \quad (4.54)$$

Ενώ στη θέση $x=0$ το ρεύμα οπών δίνεται από τη σχέση(4.26)

$$I = \frac{S q_e D_p p'(0)}{L_p} \quad (4.55)$$

Ο συνδυασμός των (4.54), (4.55), δίνει

$$Q = \frac{I L_p^2}{D_p} = I \tau \quad (4.56)$$



Εικ.4.15 Κατανομή των φορέων μειονότητας γύρω από την επαφή (α) Σε ορθή πόλωση (β) Σε ανάστροφη πόλωση

όπου τ : μέσος χρόνος ζωής των οπών και

$$L_p \equiv \sqrt{D_p \tau} \quad (4.57)$$

Η χωρητικότητα διάχυσης ορίζεται από τη σχέση $C_D = dQ/dV$ και διαφορίζοντας τη σχέση (4.56)

$$C_D \equiv \frac{dQ}{dV} = \tau \frac{dI}{dV} = \frac{\tau}{r} \quad (4.58)$$

Αντικαθιστώντας τώρα την r από τη σχέση (4.44) παίρνουμε

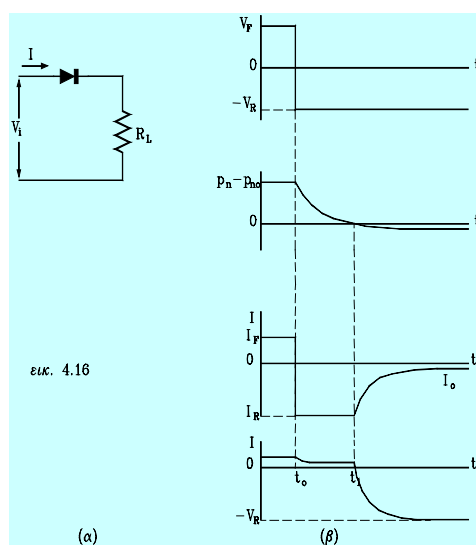
$$C_D = \frac{\tau I}{\eta V_T} \quad (4.59)$$

Η σχέση (4.58) φανερώνει ότι η χωρητικότητα διάχυσης είναι ανάλογη του ρεύματος που διαρρέει τη δίοδο. Αυτό σημαίνει ότι σε ανάστροφη πόλωση που η δίοδος διαρέεται από το ανάστροφο ρεύμα κόρου, που είναι εξαιρετικά μικρό ρεύμα, η χωρητικότητα διάχυσης θα είναι πάρα πολύ μικρή. Σε ορθή πόλωση, η C_D παίρνει τιμές της τάξης των δεκάδων μF (!), και γίνεται τόσο μεγαλύτερη όσο μεγαλύτερο είναι το ρεύμα πόλωσης. Αυτός είναι και ο λόγος που σε κυκλώματα υψηλών συχνοτήτων όπου μια μεγάλη χωρητικότητα αποτελεί ανασχετικό παράγοντα της σωστής λειτουργίας της διόδου, αυτή πολώνεται σε όσο το δυνατό μικρά ρεύματα.

Χρόνοι διακοπής στη δίοδο

Όπως φαίνεται και στην εικ.4.15α, μια δίοδος ορθά πολωμένη λόγω της διάχυσης των φορέων εμφανίζει γύρω από την επαφή υψηλή συγκέντρωση φορτίου που οφείλεται στους φορείς μειονότητας. Αντίθετα, με ανάστροφη πόλωση η περιοχή αυτή φαίνεται να έχει εξαιρετικά μικρή συγκέντρωση φορέων, μικρότερη και από αυτή ενός μονωμένου κρυστάλλου (εικ. 4.15β). Η μετάβαση βέβαια από τη μια κατάσταση στην άλλη, δεν μπορεί να γίνει ακαριαία, αλλά απαιτεί ορισμένο χρόνο που είναι απαραίτητος ώστε η περιοχή αυτή να γεμίσει από φορείς ή να αδειάσει ανάλογα με το αν η μετάβαση γίνεται από ανάστροφη σε ορθή πόλωση ή αντίθετα.

Ας θεωρήσουμε λοιπόν απλό κύκλωμα πόλωσης με δίοδο (εικ. 4.16α), στο οποίο εφαρμόζεται τάση ορθής πόλωσης V_F , και το σύστημα ισορροπεί στην κατάσταση αυτή. Σε μια δεδομένη χρονική στιγμή t , εφαρμόζεται τάση ανάστροφης πόλωσης V_R (εικ. 4.16β). Η συγκέντρωση των φορέων (π.χ. των οπών) στον ημιαγωγό n , πάνω από



Εικ.4.16 (α) Το κύκλωμα πόλωσης. Κυματομορφές (β) της τάσης πόλωσης, (γ) της συγκέντρωσης οπών, (δ) του ρεύματος της διόδου (ε) της τάσης της διόδου.

την τιμή της θερμικής ισορροπίας θα είναι $p_n - p_{no}$ και όσο εφαρμόζεται η ορθή πόλωση αυτή θα είναι σταθερή. Μετά τη χρονική στιγμή t_0 , επειδή παύει να υφίσταται το αίτιο που προκαλεί τη διάχυση, η συγκέντρωση αυτή θα αρχίσει να ελαττώνεται εκθετικά συναρτήσει του χρόνου μέχρι να ισορροπήσει σε μια μικρή αρνητική τιμή ($p_n < p_{no}$) (εικ.4.16γ). Η μεταβολή αυτή φαίνεται και με σύγκριση των εικόνων (4.15α) και (4.15β).

Τώρα, το ρεύμα που διαρρέει τη δίοδο, όσο η πόλωση είναι ορθή αυτό θα έχει μια τιμή $I_F = (V_F - V_K)/R \cong V_F/R$. Μετά την εφαρμογή ανάστροφης τάσης, το ρεύμα δεν μηδενίζεται αλλά μέχρι τη χρονική στιγμή t_1 , που μηδενίζεται η ποσότητα $p_n - p_{no}$, έχει κάποια τιμή $I_F = V_R/R$. Αυτό συμβαίνει γιατί η περιοχή γύρω από την επαφή είναι γεμάτη από αποθηκευμένους φορείς και μέχρι αυτοί οι φορείς να

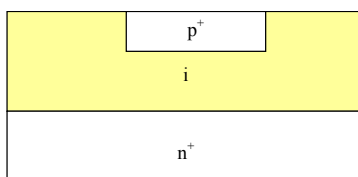
παρασυρθούν από το σχηματιζόμενο ηλεκτρικό πεδίο αυτή η περιοχή εμφανίζεται αγωγίμη. Από τη στιγμή όμως που γίνεται αυτό (t_1) το ρεύμα αρχίζει και μειώνεται εκθετικά μέχρι την τιμή ισορροπίας του, που είναι το ανάστροφο ρεύμα κόρου (I_0) (εικ.4.16δ). Η τάση τώρα στα άκρα της διόδου μέχρι τη χρονική στιγμή t_0 είναι μερικά δέκατά του volt, όσο διαρκεί η εκφόρτιση της περιοχής γύρω από την επαφή, δηλαδή το χρονικό διάστημα t_0 μέχρι t_1 , διατηρεί μια πολύ μικρή τιμή, ενώ στη συνέχεια τείνει εκθετικά να πάρει την τιμή ισορροπίας που είναι η τάση $-V_R$.

Ο χρόνος που χρειάζεται για την απομάκρυνση των αποθηκευμένων φορτίων $t_s = t_1 - t_0$ λέγεται **χρόνος αποθήκευσης** (storage time). Ο χρόνος t_t που χρειάζεται για την αποκατάσταση της ισορροπίας μετά την απομάκρυνση των αποθηκευμένων φορτίων, λέγεται **χρόνος μετάπτωσης** (transition time). Συνήθως οι κατασκευαστές δίνουν σαν μέτρο της επίδρασης του φαινομένου αυτού στη συμπεριφορά της διόδου τον **χρόνο ανάστροφης αποκατάστασης** (reverse recovery time) $t_{rr} = t_s + t_t$. Είναι προφανές ότι όσο μεγαλύτεροι είναι οι χρόνοι αυτοί, τόσο πιο αργά σημαίνει ότι αποκρίνεται η διάδος σε αλλαγές της πόλωσης με αποτέλεσμα αυτή να μη μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε κυκλώματα υψηλών συχνοτήτων όπως είναι τα κυκλώματα φώρασης, τα ψηφιακά κυκλώματα υψηλής ταχύτητας κλπ. Για το λόγο αυτό, σε εφαρμογές όπου απαιτείται ταχεία απόκριση της διόδου, χρησιμοποιούνται διόδοι ειδικής κατασκευής όπως είναι οι διόδοι Schottky.

Δίοδος p-i-n

Η διάδος pin ανακαλύφθηκε το 1952 από τον Hall και συγκέντρωσε το ενδιαφέρον στην ιδιότητά της να εμφανίζει μεγάλη ανάστροφη τάση κατάρρευσης. Το 1958 ερευνήθηκε η συμπεριφορά της στις υψηλές συχνότητες από τον Uhlir.

Η διάδος pin αποτελείται από τρία στρώματα ημιαγωγού, ένα τύπου p και ένα τύπου n στα άκρα με ένα στρώμα ενδογενούς ημιαγωγού (i) στη μέση. Στο σχ.____ φαίνεται η δομή της διόδου αυτής.



Σχ.4. Κατασκευαστική δομή της διόδου pin.

Σε ανάστροφη τάση, το ενδιάμεσο στρώμα ενδογενούς ημιαγωγού εμφανίζεται απογυμνωμένο από φορείς και με μηδαμινό φορτίο και συνεπώς η τάση κατάρρευσης της διόδου θα είναι πολύ αυξημένη, σύμφωνα και με τον τύπο που ισχύει:

$$V_B = E_B \cdot x_1$$

όπου E_B : ένταση του ηλεκτρικού πεδίου μέσα στην περιοχή απογύμνωσης όταν συμβαίνει η κατάρρευση, και x_1 : το μήκος της περιοχής του ενδογενούς ημιαγωγού. Για το πυρίτιο η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου είναι της τάξης του $2 \cdot 10^5 \text{V/cm}$, αυξανόμενου όμως του x_1 η τάση κατάρρευσης μπορεί να πάρει πολύ μεγάλες τιμές.

Η χωρητικότητα επαφής στην ανάστροφη πόλωση δίνεται ως γνωστό από τον τύπο

$$C = \epsilon \frac{S}{x_1}$$

Εδώ η αντιστοιχία με επίπεδο πυκνωτή είναι εμφανής, με τις δυο επαφές $p^+ - i$ και $i - n^+$ να έχουν το ρόλο των επίπεδων πλακών, ενώ η περιοχή i αποτελεί το διηλεκτρικό υλικό. Φαίνεται καθαρά εδώ ότι απ' ενός η χωρητικότητα επαφής θα είναι σταθερή επειδή και το x_1 είναι σταθερό και εφ' ετέρου ότι όσο μεγαλύτερο είναι το x_1 τόσο μικρότερη η χωρητικότητα.

Σε ορθή πόλωση, μέσα στην περιοχή i θα διαχέονται φορείς και από τις δυο πλευρές, n^+ και p^+ αντίστοιχα. Η συγκέντρωση οπών θα είναι στην περιοχή αυτή ίση με τη συγκέντρωση των ελεύθερων ηλεκτρονίων.

$$n_i = p_i$$

Εκεί οι φορείς επανασυνδέονται δημιουργώντας έτσι ένα συνολικό ρεύμα επανασύνδεσης μέσα από τη δίοδο. Το ρεύμα αυτό θα είναι

$$I_f = \frac{dQ}{dt} = \frac{q_e n_i S x_i}{\tau}$$

όπου S : διατομή της επαφής, τ : μέσος χρόνος ζωής των φορέων.

Στη δίοδο αυτή η δυναμική αντίστασή της στις υψηλές συχνότητες εξαρτάται από το ρεύμα πόλωσης όπως εύκολα μπορούμε να δείξουμε. Πραγματικά

$$R_{RF} = \rho \cdot \frac{x_i}{S} = \frac{x_i}{\sigma S} = \frac{x_i}{q_e n_i (\mu_n + \mu_p) S}$$

Στον τύπο αυτό αντικαθιστώντας την τιμή του n_i από τον παραπάνω τύπο,

$$R_{RF} = \frac{x_i^2}{I_f \tau (\mu_n + \mu_p)}$$

Εδώ βλέπουμε ότι, πρώτον η αντίσταση αυτή μειώνεται αυξανόμενου του ρεύματος, δηλαδή σε μεγάλα ρεύματα ελαττώνεται η απόκριση της διόδου η οποία τείνει να γίνει βραχυκύκλωμα, δεύτερον ότι για μεγάλο x_i μπορεί η αντίσταση αυτή να διατηρηθεί αρκετά υψηλή εξασφαλίζοντας καλή απόκριση της διόδου σε υψηλές συχνότητες. Η τελευταία αυτή σχέση εκφράζει και ένα τρόπο διαμόρφωσης της αντίστασης RF από το ρεύμα πόλωσης γεγονός που εφαρμόζεται στη χρήση της διόδου αυτής για διαμόρφωση υψηλής συχνότητας φέροντος από σήμα χαμηλής συχνότητας.

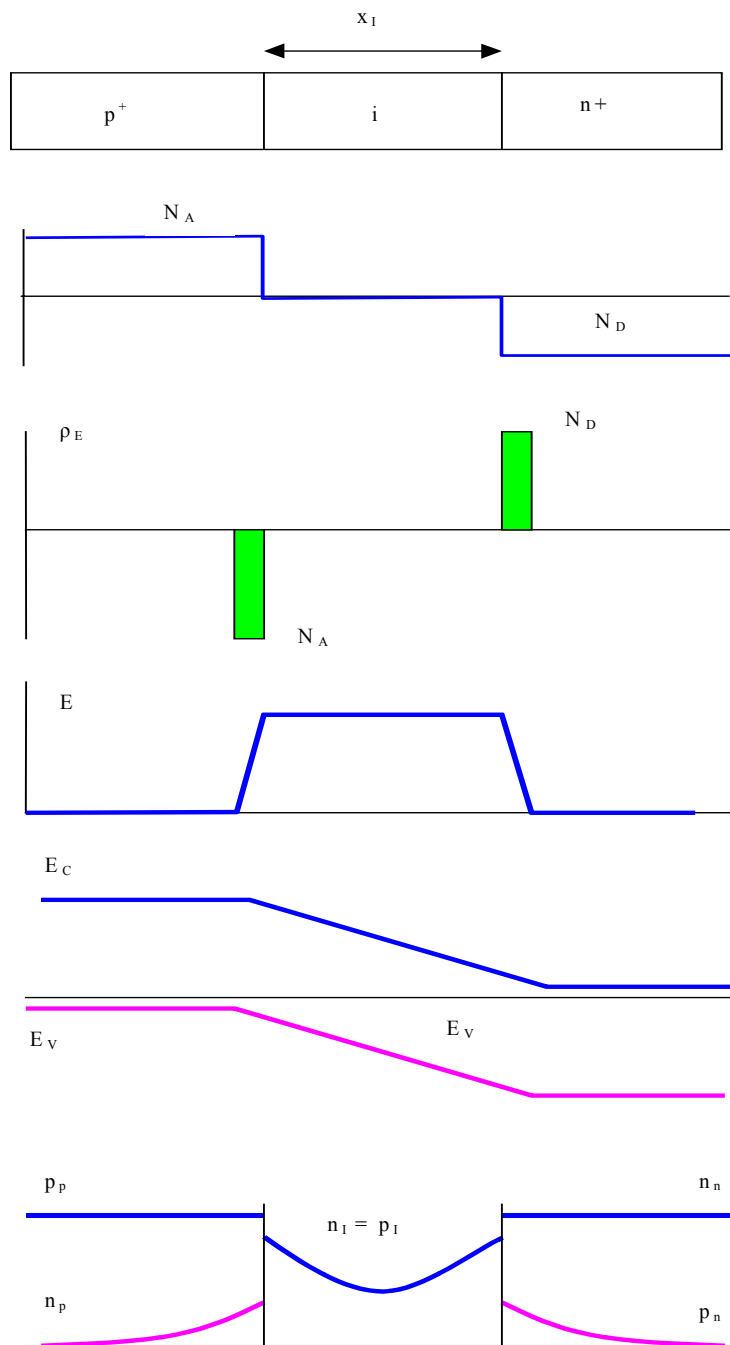
Οι αποθηκευμένοι φορείς μέσα στην περιοχή i λειτουργούν και ως ανασχετικός παράγοντας για ταχεία αποκατάσταση της ανάστροφης πόλωσης όταν στη δίοδο εφαρμοστεί ανάστροφη τάση. Ο χρόνος αποθήκευσης δίνεται από τη σχέση

$$t_s = \tau \cdot \ln \left(1 + \frac{I_f}{I_r} \right)$$

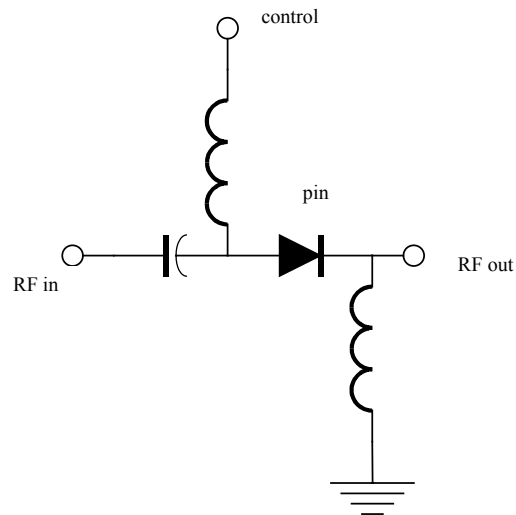
όπου I_f , I_r είναι τα ρεύματα ορθής και ανάστροφης πόλωσης αντίστοιχα. Σημαντικό ρόλο όπως φαίνεται παίζει ο μέσος χρόνος ζωής των φορέων τ . Μια πιο πολύπλοκη σχέση προσδιορίζει το χρόνο μετάβασης (transition time). Οι χρόνοι αυτοί καθορίζουν και τη μέγιστη συχνότητα διακοπής της διόδου.

Η δίοδος pin βρίσκει πάρα πολλές εφαρμογές ως

- Ανορθωτής, επειδή η μεγάλη τάση κατάρρευσης της επιτρέπει να ανορθώσει μεγάλες τάσεις βρίσκοντας έτσι εφαρμογή σε κυκλώματα υψηλής ισχύος.
- Διακόπτης RF, λόγω της ιδιότητάς της να αποκρίνεται σε διακοπής υψηλής συχνότητας.
- Ελεγχόμενος εξασθενητής και διαμορφωτής, λόγω της ιδιότητάς της να μεταβάλλει την δυναμική της αντίστασης με το ρεύμα πόλωσης.
- Περιοριστής, λόγω της μη γραμμικής απόκρισης στην παραπάνω ιδιότητα.



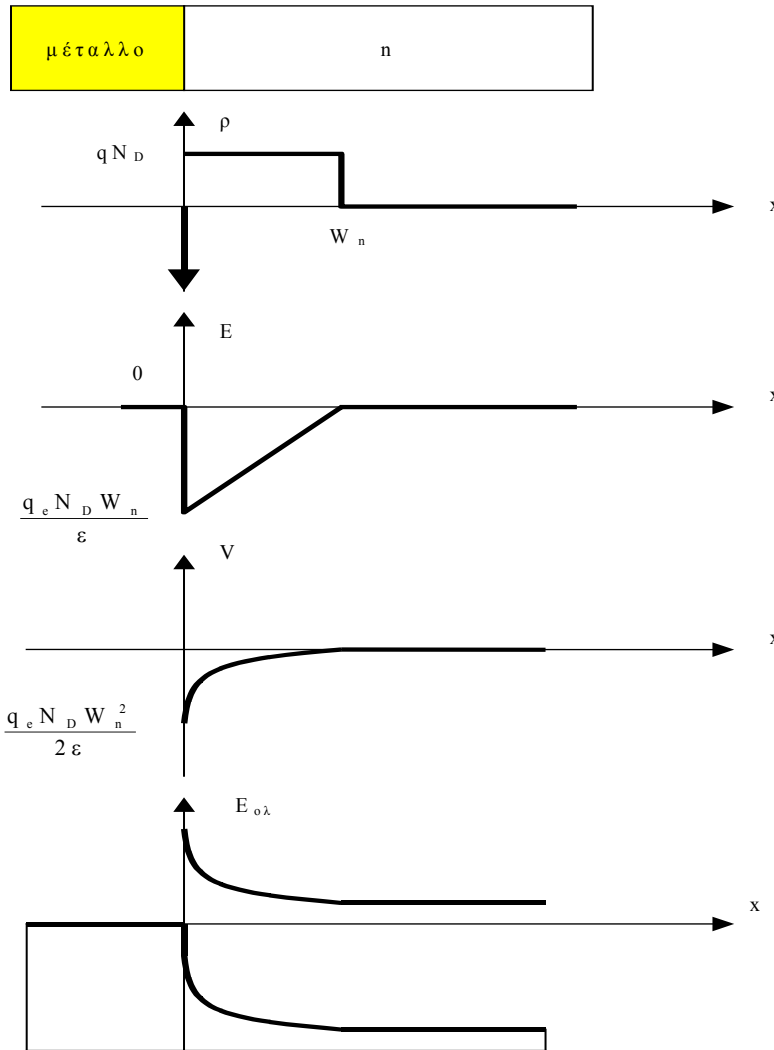
Σχ. 4. Δίοδος pin. α) Δομή, β) Προσμίξεις, γ) Κατανομή πυκνότητας φορτίου, δ) Ηλεκτρικό πεδίο, ε) Ενεργειακό διάγραμμα, ζ) Συγκέντρωση φορέων.



Σχ. 3. ___ Διακόπτης υψηλών συχνοτήτων με δίοδο pin.

Επαφή μετάλλου - ημιαγωγού

Η επαφή μεταξύ μετάλλου και ημιαγωγού μελετήθηκε πριν από το 1900. Ωστόσο μόλις το 1938 οι Schottky και Mott ανεξάρτητα ανακάλυψαν τη συμπεριφορά της επαφής αυτής που μοιάζει με τη συμπεριφορά της επαφής p-n. Οι πρώτες τέτοιες δίοδοι κατασκευάστηκαν με πίεση ακίδας μετάλλου πάνω σε χημικά καθαρή επιφάνεια κρυστάλλου ημιαγωγού. Σήμερα χρησιμοποιείται ευρύτατα βελτιωμένες τεχνικές σε ολοκληρωμένα κυκλώματα μεγάλης ταχύτητας.



Παρακάτω θα εξετάσουμε τη συμπεριφορά της επαφής μετάλλου – ημιαγωγού. Από το σχήμα βλέπουμε ότι σαν αποτέλεσμα της διάχυσης φορέων, δημιουργείται μια περιοχή απογύμνωσης η οποία εκτείνεται αποκλειστικά μέσα στον ημιαγωγό n. Το φορτίο που δημιουργείται στην περιοχή αυτή αναπτύσσει ένα ηλεκτρικό πεδίο που εμφανίζει απόλυτο μέγιστο ακριβώς πάνω στην επαφή. Αυτό το ηλεκτρικό πεδίο δημιουργεί ένα φράγμα δυναμικού το οποίο είναι:

$$V_{\Phi} = -\frac{q_e N_D W_n^2}{2\epsilon}$$

Το φράγμα αυτό εμποδίζει την παραπέρα διάχυση των ελεύθερων ηλεκτρονίων προς το μέταλλο και έτσι επέρχεται ισορροπία. Εφαρμογή μιας τάσης ορθής πόλωσης ελαττώνει το φράγμα αυτό με αποτέλεσμα την ραγδαία αύξηση του ρεύματος διάχυσης ηλεκτρονίων από τον ημιαγωγό n προς το μέταλλο. Το ρεύμα επανασύνδεσης καθώς και το ρεύμα διάχυσης οπών είναι πάρα πολύ μικρά. Εφαρμογή τάσης ανάστροφης πόλωσης, αυξάνει το φράγμα με αποτέλεσμα τον ταχύτατο μηδενισμό του ρεύματος αυτού. Η όλη συμπεριφορά της επαφής είναι εντελώς ανάλογη της επαφής p-n, επομένως και το ρεύμα που θα την διαρρέει θα δίνεται από μια παρόμοια εξίσωση.

$$I_D = I_0 \left(e^{\frac{q_e V}{kT}} - 1 \right)$$

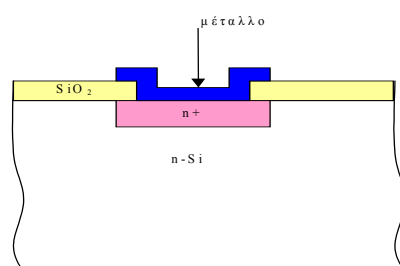
Σύμφωνα και με την εξίσωση αυτή το ρεύμα ακολουθεί μια εκθετική μεταβολή σε συνάρτηση με την τάση, όπως και στις επαφές p-n με μικρή τάση κατωφλίου.

Στην πράξη, η χαρακτηριστική καμπύλη αυτή πλησιάζει τη θεωρητική καμπύλη για μικρές τάσεις ορθής πόλωσης. Για μεγαλύτερες τάσεις υπάρχουν αποκλίσεις οφειλόμενες σε ωμικές αντιστάσεις του ημιαγωγού. Για μεγάλες ανάστροφες τάσεις, υπάρχει φυσικά το φαινόμενο κατάρρευσης της επαφής, ενώ για μικρές ανάστροφες τάσεις το ρεύμα δεν σταθεροποιείται κοντά στην τιμή του ρεύματος κόρου, αλλά φαίνεται συνεχώς να αυξάνεται.

Η επαφή μετάλλου ημιαγωγού με συμπεριφορά όπως αυτή που περιγράφεται παραπάνω λέγεται **μη ωμική επαφή**.

ΩΜΙΚΗ ΕΠΑΦΗ

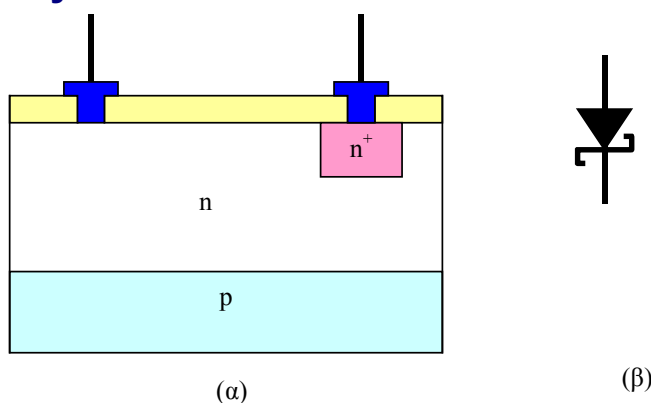
Όπως είδαμε παραπάνω, η επαφή μετάλλου – ημιαγωγού εμφανίζει ιδιότητες επαφής p-n. Όμως τότε πώς θα μπορούσαν να εμφυτευτούν μεταλλικοί ακροδέκτες σε ημιαγωγό; Αυτό γίνεται με την κατασκευή της λεγόμενης **ωμικής επαφής**.



Η λεγόμενη ωμική επαφή συνίσταται στην τοποθέτηση ενός στρώματος n^+ (ημιαγωγός n με υψηλή πρόσμιξη) ανάμεσα στο μέταλλο και τον ημιαγωγό n. Το γεγονός αυτό:

- Ουσιαστικά εξισώνει τις στάθμες Fermi στο μέταλλο και τον ημιαγωγό n.
 - Ελαχιστοποιεί την περιοχή μετάβασης δημιουργώντας έτσι ένα πολύ λεπτό φράγμα δυναμικού.
- Έτσι σε θερμοκρασία περιβάλλοντος, λόγω του φαινομένου σήραγγας μπορούν να μεταφέρονται ελεύθερα ηλεκτρόνια από το ένα υλικό στο άλλο.

Δίοδος Schottky



Εικ. 4.17 Δίοδος Schottky. (α) Κατασκευαστική δομή (β) Σύμβολο

Η δίοδος Schottky είναι η εξέλιξη μιας κατηγορίας διόδων που ήταν και οι πρώτες κρυσταλλοδιόδοι που χρησιμοποιήθηκαν, κυρίως για φώραση στα πρώτα ραδιόφωνα.

Η λειτουργία τους βασίζεται στη συμπεριφορά της επαφής ενός μετάλλου με ημιαγωγό. Εδώ δεν υπάρχουν φορείς μειονότητας και αυτή είναι η βασική διαφορά με τις άλλες διόδους. Λόγω αυτού όμως του γεγονότος δεν μπορεί να υπάρχει και αποθήκευση των φορέων μειονότητας, με άλλα λόγια οι διόδοι αυτοί, έχουν αμελητέους χρόνους αποθήκευσης.

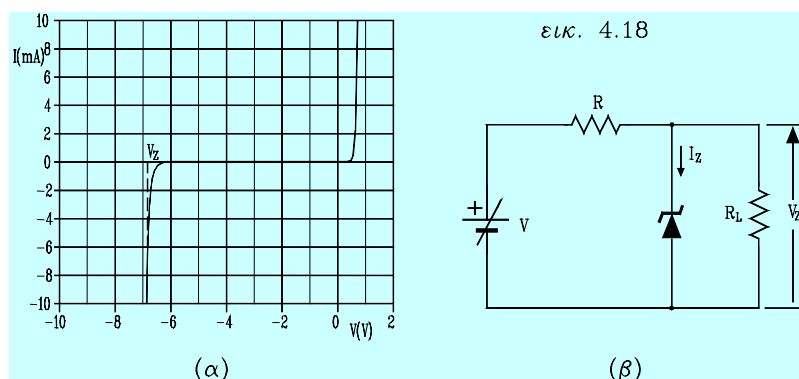
Στην εικ. 4.17α φαίνεται η κατασκευαστική δομή μιας διόδου Schottky. Η επαφή Al-Si είναι μια μη ωμική επαφή, ενώ στον δεύτερο ακροδέκτη με την παρεμβολή μιας περιοχής ημιαγωγού n με πολύ

υψηλή πρόσμιξη (n^+) επιτυγχάνεται μια ομαλή μετάβαση από το μέταλλο στον ημιαγωγό, γεγονός που συνιστά μια καθαρά ωμική επαφή.

Η διόδος Schottky παρουσιάζει μικρή τάση κατωφλίου ($\approx 0.3V$) και μεγαλύτερο ανάστροφο ρεύμα κόρου σε σχέση με μια κοινή διόδο πυριτίου. Σε συνδυασμό με τρανζίστορ, εξασφαλίζει μεγάλες ταχύτητες λειτουργίας σε ηλεκτρονικά κυκλώματα, έναντι των κοινών διόδων, ενώ η αποκλειστική τους χρήση σε ολόκληρη οικογένεια ολοκληρωμένων κυκλωμάτων καθορίζει μια ταχύτερη απόκριση σε πολύ υψηλές συχνότητες.

Δίοδος zener

Η εξίσωση (4.44) που περιγράφει τη συμπεριφορά της διόδου επαφής, προβλέπει ότι με ανάστροφη πόλωση και τάση οποιαδήποτε μεγαλύτερη από μερικά δέκατά του volt, το ρεύμα της διόδου παραμένει σταθερό και πολύ μικρό. Ωστόσο στην πράξη μια συνεχής αύξηση της ανάστροφης τάσης, θα οδηγούσε σε κάποιο σημείο όπου το ανάστροφο ρεύμα θα άρχιζε να αυξάνει εκρηκτικά, ενώ η τάση στα άκρα της διόδου θα έμενε περίπου σταθερή (εικ. 4.18α). Το φαινόμενο αυτό που εμφανίζεται σ' όλες τις διόδους επαφής είναι γνωστό σαν **κατάρρευση της επαφής**. Η τιμή της τάσης όπου



Εικ.4.18 Δίοδος zener (α) Χαρακτηριστική καμπύλη (β) Τυπικό κύκλωμα πόλωσης.

παρατηρείται το φαινόμενο αυτό, εξαρτάται από τα κατασκευαστικά δεδομένα της κάθε διόδου. Συγκεκριμένα, περιγράφεται από τον προσεγγιστικό τύπο:

$$V_B \propto \frac{1}{N_x^{0.75}} \quad (4.60)$$

όπου N_x : η συγκέντρωση πρόσμιξης του ημιαγωγού με τη μικρότερη πρόσμιξη.

Όταν η διόδος έχει κατασκευαστεί έτσι ώστε να λειτουργεί στην περιοχή κατάρρευσης της, τότε λέγεται **δίοδος zener, κατάρρευσης (breakdown) ή χιονοστιβάδας (avalanche)**. Η διόδος zener χρησιμοποιείται σε ηλεκτρονικά κυκλώματα, για να διατηρεί στα άκρα της σταθερή την τάση, σε μια τιμή ίση με την τάση κατάρρευσης V_Z (εικ.4.18β). Οποιαδήποτε μεταβολή στο ρεύμα φορτίου, προκαλεί μια αντίθετη μεταβολή στο ρεύμα που διαρρέει τη zener, ενώ η τάση στα άκρα της αντίστασης R διατηρείται σταθερή.

Η κατάρρευση της επαφής, οφείλεται σε δυο επί μέρους φαινόμενα, το φαινόμενο zener και το φαινόμενο χιονοστιβάδας.

Φαινόμενο zener. Ένα πολύ ισχυρό ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή απογύμνωσης, μπορεί να εξασκήσει τόσο ισχυρές δυνάμεις στα ηλεκτρόνια των δεσμών, ώστε να τα αποσπάσει από τα άτομα και να δημιουργήσει ζευγάρια φορέων, δηλαδή να αυξήσει τη συγκέντρωση των φορέων μέσα στον κρύσταλλο και κατά συνέπεια το ηλεκτρικό ρεύμα. Τόσο ισχυρά πεδία ($\approx 2 \times 10^7 V/m$) μπορούν να δημιουργηθούν με μικρές ανάστροφες τάσεις (μέχρι 6V), όταν υπάρχει πολύ ισχυρή πρόσμιξη στους ημιαγωγούς. Όσο πιο ισχυρή πρόσμιξη υπάρχει, τόσο μικρότερη τάση χρειάζεται για να γίνει

κατάρρευση. Σε τάσεις πάνω από 6V το φαινόμενο zener εξασθενεί, ενώ αρχίζει να επικρατεί το φαινόμενο χιονοστιβάδας.

Φαινόμενο χιονοστιβάδας. Μέσα στην περιοχή απογύμνωσης, και υπό ορισμένες συνθήκες μπορεί να υπάρξουν φορείς που δημιουργήθηκαν τυχαία. Ένας τέτοιος φορέας, με την επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου, επιταχύνεται και κάποτε συγκρούεται με κάποιο άτομο του κρυστάλλου. Αν η ενέργεια που προσφέρεται στο άτομο κατά τη σύγκρουση είναι ικανή, τότε σ' αυτό σπάει ένας δεσμός και δημιουργούνται ταυτόχρονα ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο και μια οπή. Οι νέοι αυτοί φορείς μπορούν επιταχυνόμενα να προσπέσουν σε άλλα άτομα, και ο καθένας να αποσπάσει άλλους δυο φορείς. Έτσι οι φορείς πολλαπλασιάζονται ραγδαία, με αποτέλεσμα την κατακόρυφη αύξηση του ρεύματος. Σύμφωνα με τη διαδικασία αυτή, φαίνεται ότι το ρεύμα πολλαπλασιάζεται επί ένα παράγοντα M ο οποίος είναι συνάρτηση της τάσης. Ο M δίνεται από τον εμπειρικό τύπο:

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{V}{V_B}\right)^m} \quad (4.61)$$

όπου m : αριθμός μεταξύ 3 και 6 που εξαρτάται από την κατασκευή του ημιαγωγού. Ο μηχανισμός που αυξάνει τη συγκέντρωση των φορέων με εκρηκτικό ρυθμό μοιάζει με τον μηχανισμό που γεννά τις χιονοστιβάδες, απ' όπου και το όνομα.

Η τάση κατάρρευσης εξαρτάται από τη θερμοκρασία, ο τρόπος όμως εξάρτησης είναι συνάρτηση του μηχανισμού που επικρατεί. Συγκεκριμένα, όταν επικρατεί το φαινόμενο χιονοστιβάδας, αύξηση της θερμοκρασίας προκαλεί αύξηση της τάσης κατάρρευσης. Αυτό γίνεται γιατί με την αύξηση της θερμοκρασίας αυξάνει το μέσο πλάτος ταλάντωσης των ατόμων του κρυσταλλικού πλέγματος, αυξάνει η πιθανότητα σύγκρουσης μ' αυτά των κινούμενων φορέων, και ελαττώνεται η μέση ελεύθερη διαδρομή, δηλαδή η μέση απόσταση μεταξύ δυο διαδοχικών συγκρούσεων. Αυτό σημαίνει ότι και ο χρόνος μέσα στον οποίο επιταχύνονται οι φορείς μικραίνει, και συνεπώς αυξάνει η πιθανότητα στο τέλος της κίνησης αυτής, ο φορέας να μην έχει αποκτήσει ικανή ενέργεια για μια ενεργό κρούση. Αποτέλεσμα είναι να μικραίνει ο αριθμός των ενεργών συγκρούσεων και συνεπώς ο αριθμός των φορέων που ελευθερώνονται. Για να διατηρηθεί αυτός στα προηγούμενα επίπεδα, θα πρέπει να αυξηθεί η επιτάχυνση των φορέων κατά τη διάρκεια της ελεύθερης διαδρομής, πράγμα που γίνεται με την αύξηση της εφαρμοζόμενης αναστροφής τάσης.

Όταν επικρατεί το φαινόμενο zener συμβαίνει το αντίθετο, δηλαδή αύξηση της θερμοκρασίας επιφέρει ελάττωση της τάσης κατάρρευσης. Αυτό συμβαίνει γιατί εδώ η θερμοκρασία βοηθάει το σπάσιμο των δεσμών προσφέροντας επί πλέον ενέργεια στα άτομα. Έτσι με την αύξηση της θερμοκρασίας απαιτείται μικρότερη ένταση ηλεκτρικού πεδίου, πράγμα που γίνεται με την εφαρμογή μικρότερης τάσης.

Για να λειτουργήσει κανονικά η zener, πρέπει η στιγμιαία τιμή του ρεύματος να μην ξεπεράσει τα όρια που καθορίζει ο κατασκευαστής. Αυτά είναι το μέγιστο ρεύμα λειτουργίας, γιατί πάνω απ' αυτό η zener θα καταστραφεί λόγω υπερβολικής κατανάλωσης ισχύος, και το ελάχιστο ρεύμα που συνήθως είναι το 1/10 του μέγιστου, γιατί με λιγότερο ρεύμα το σημείο λειτουργίας τυχαίνει πάνω στην καμπύλωση της χαρακτηριστικής, όπου η τάση δεν διατηρείται πολύ σταθερή. Ένα μέτρο τη σταθερότητας της τάσης είναι η δυναμική αντίσταση της zener r_d , που εκφράζεται από το αντίστροφο της κλίσης της χαρακτηριστικής της στο σημείο λειτουργίας.

ΔΙΟΔΟΙ ΑΝΑΦΟΡΑΣ

Στις διόδους zener η τάση κατάρρευσης μπορεί να είναι τόσο μικρότερη όσο υψηλότερη είναι η πυκνότητα προσμίξεων. Έτσι η τάση κατάρρευσης μπορεί να μικρύνει μέχρι τα 2V περίπου. Φυσικά θα μπορούσε να είναι και μικρότερη, αλλά παρατηρείται ότι για τόσο μικρές τάσεις, όσο μικρή είναι η τάση κατάρρευσης τόσο μεγαλύτερη είναι η δυναμική αντίσταση γεγονός που κάνει τη zener να αποκλίνει περισσότερο από την επιθυμητή λειτουργία. Για το λόγο αυτό, για τάσεις μικρότερες των 5V χρησιμοποιούνται κοινές διόδους συνδεδεμένες σε σειρά και ενσωματωμένες στον ίδιο κρυστάλλο ώστε να αποτελούν ένα εξάρτημα. Αυτές εκμεταλλεύονται το τμήμα της χαρακτηριστικής της κοινής διόδου σε ορθή πόλωση, που μοιάζει με την περιοχή κατάρρευσης της zener. Η τάση που δίνει μια

τέτοια δίοδος είναι φυσικά ακέραιο πολλαπλάσιο των 0,7V με μια μικρή απόκλιση που μπορεί να υπάρχει από τη διέλευση διαφορετικού ρεύματος.

Δίοδοι αναφοράς για τάσεις γύρω στα 0,7V είναι κοινές δίοδοι που πολώνονται ορθά και λέγονται stabistor. Γι' αυτά οι κατασκευαστές δίνουν χαρακτηριστικές λειτουργίας σε λογαριθμική κλίμακα και σε διάφορες θερμοκρασίες λειτουργίας, ώστε να είναι δυνατός ο ακριβής προσδιορισμός της τάσης αναφοράς.

Συνδυασμός μιας zener σε ανάστροφη πόλωση και μιας κοινής διόδου σε σειρά, η οποία πολώνεται ορθά, δημιουργεί ένα σύστημα που παρουσιάζει πολύ μικρή ολίσθηση της τάσης αναφοράς με τη θερμοκρασία. Αυτό συμβαίνει για τάσεις πάνω από 6V όπου στη zener η τάση αυξάνεται με τη θερμοκρασία ενώ στην κοινή δίοδο ελαττώνεται, με αποτέλεσμα το άθροισμα να παραμένει περίπου σταθερό.

Για τη σταθεροποίηση πολύ μεγάλων τάσεων χρησιμοποιούνται zener συνδεδεμένες σε σειρά οπότε η ολική τάση θα είναι ίση με το άθροισμα των επί μέρους τάσεων.

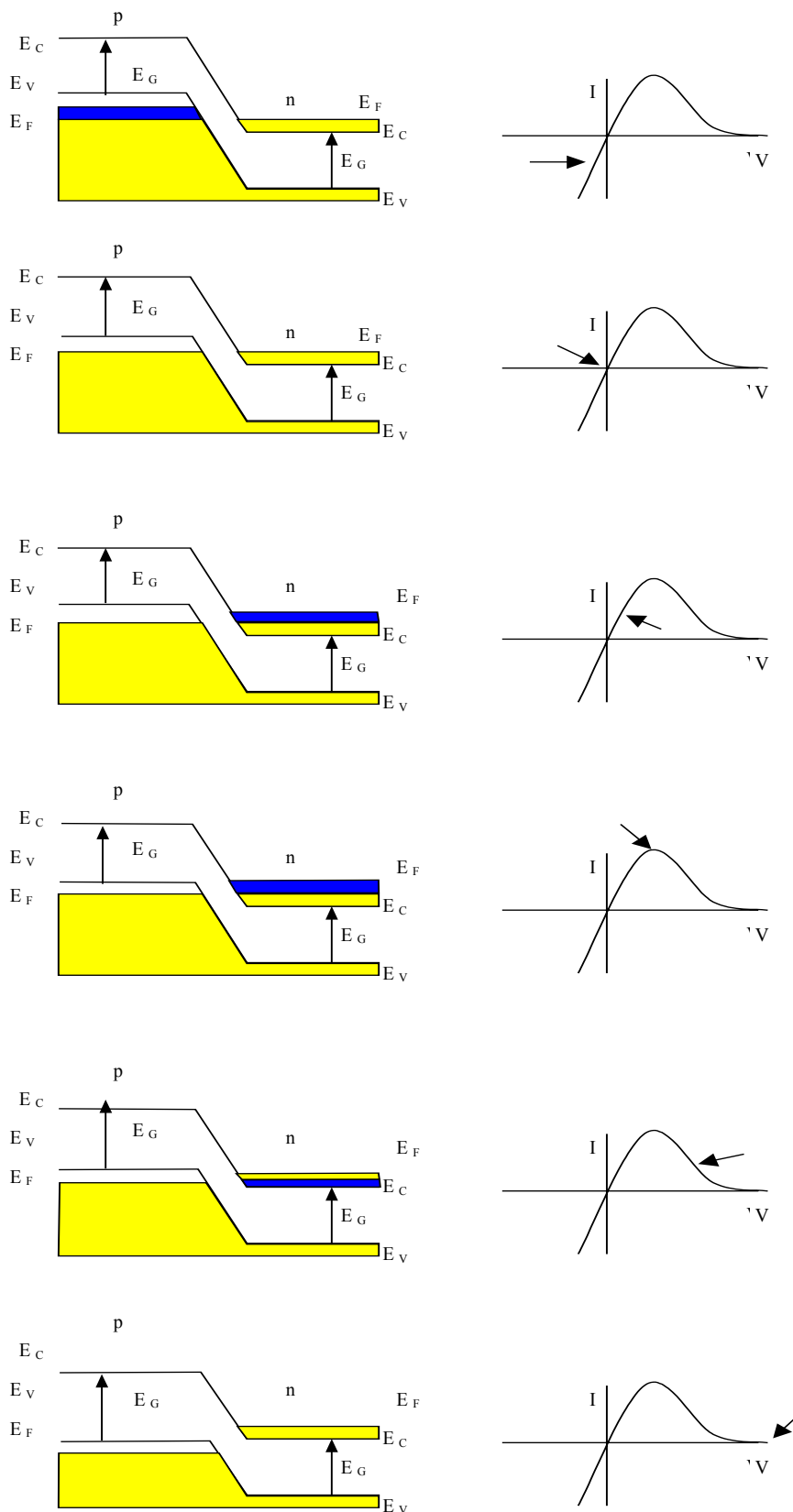
Δίοδος tunnel

Αύξηση στο ποσοστό πρόσμιξης πολύ πάνω από την τιμή που έχει αυτό στις κοινές δίοδους (1 προς 10^8) δηλαδή σε τιμές της τάξης του 1 προς 10^3 , προκαλεί την εμφάνιση ενός πολύ ενδιαφέροντος φαινομένου με σπουδαίες εφαρμογές, που είναι το **φαινόμενο σήραγγας** (tunnel effect).

Σύμφωνα με την κλασική μηχανική, ένα σώμα για να υπερβεί ένα φραγμό ενέργειας, θα πρέπει να αποκτήσει τόση ενέργεια όση τουλάχιστον είναι και η ενέργεια του φραγμού. Στην κβαντομηχανική όμως η επίλυση της εξίσωσης κίνησης δίνει σημαντική πιθανότητα στο σώμα να βρεθεί από την απέναντι πλευρά του φραγμού, **διαπερνώντας** τον φραγμό όπως αν στο σημείο αυτό υπήρχε μια σήραγγα, αρκεί μόνο να ισχύουν απαραίτητα οι προϋποθέσεις:

- ο φραγμός αυτός να είναι πολύ λεπτός.
- Απέναντι από τις κατειλημμένες ενεργειακές καταστάσεις να βρίσκονται κενές ενεργειακές καταστάσεις

Στην προκειμένη περίπτωση το εύρος του φραγμού που είναι ίσο με το εύρος της περιοχής απογύμνωσης, γίνεται μικρότερο όσο μεγαλώνει η συγκέντρωση προσμίξεων. Έτσι για μια συγκέντρωση προσμίξεων $1:10^3$ το εύρος αυτό γίνεται μικρότερο από 100 \AA παίρνει δηλαδή μια τιμή που πραγματικά μπορεί να θεωρηθεί πολύ μικρή, και επομένως είναι δυνατή η διάτρηση του φραγμού από ηλεκτρόνια αρκεί στην απέναντι πλευρά να υπάρχουν κενές ενεργειακές καταστάσεις. Σύμφωνα λοιπόν με τα παραπάνω η μορφή της χαρακτηριστικής καμπύλης της διόδου tunnel, εξηγείται ως εξής. Όπως είναι γνωστό από τις σχέσεις (2.25), (2.27), η στάθμη Fermi ενώ σε ενδογενή ημιαγωγό βρίσκεται στο μέσο του ενεργειακού χάσματος, όσο αυξάνουν οι προσμίξεις πλησιάζει προς τη ζώνη σθένους ή αγωγιμότητας, ανάλογα με το αν οι προσμίξεις είναι τύπου p ή τύπου n. Στην περίπτωση της διόδου tunnel, επειδή το ποσοστό των προσμίξεων είναι πολύ μεγάλο, η στάθμη Fermi βρίσκεται για μεν τον p ημιαγωγό μέσα στη ζώνη σθένους, ενώ για τον n ημιαγωγό μέσα στη ζώνη αγωγιμότητας. Οι ενεργειακές στάθμες στους δυο ημιαγωγούς παίρνουν τέτοια θέση ώστε η στάθμη Fermi για τους δυο ημιαγωγούς να έχει την ίδια τιμή (εικ.4.19α). Φυσικά αυτή η κατάσταση θα επικρατεί, εφ' όσον εξωτερικά δεν εφαρμόζεται άλλη τάση. Στην κατάσταση αυτή, όπως και στις κοινές δίοδους ο φραγμός δυναμικού



Εικ. 4.19 Ενεργειακές ζώνες σε δίοδο tunnel με διαφορετική πόλωση. (α) Χωρίς πόλωση (τάση μηδέν) (β) Ανάστροφη πόλωση (γ),(δ),(ε),(ζ) Με αυξανόμενη θετική πόλωση

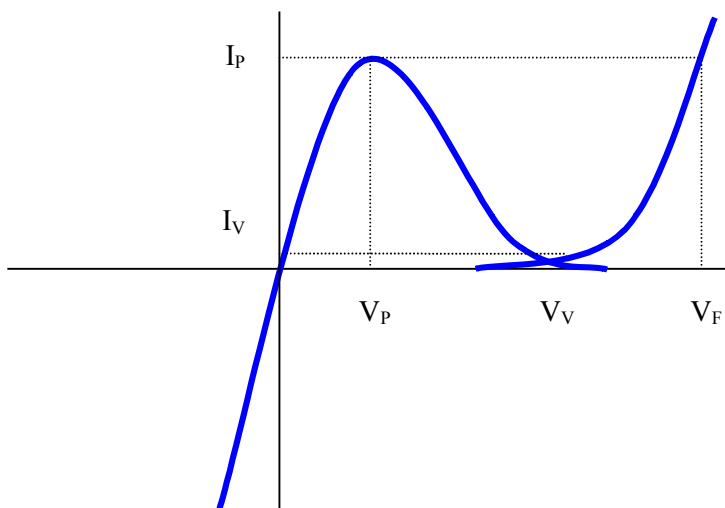
είναι τόσο μεγάλος που είναι απίθανο οι φορείς να διαχυθούν από τον ένα ημιαγωγό στον άλλο. Επίσης όμως απέναντι από κατειλημμένες ενεργειακές στάθμες βρίσκονται επίσης κατειλημμένες γεγονός που απαγορεύει την εξέλιξη του φαινομένου σήραγγας. Έτσι από τη δίοδο χωρίς την εφαρμογή κάποιας εξωτερικής τάσης δεν διέρχεται ρεύμα.

Εφαρμογή κάποιας ανάστροφης εξωτερικής τάσης, αυξάνει τον φραγμό ενέργειας ανάμεσα στους δυο ημιαγωγούς αλλά όπως φαίνεται και στην εικ.4.19β μετακινεί κατειλημμένες στάθμες του p ημιαγωγού ώστε απέναντί του να εμφανίζονται κενές ενεργειακές στάθμες. Σύμφωνα με το φαινόμενο σήραγγας, αυτό σημαίνει ότι είναι δυνατή η μετακίνηση ηλεκτρονίων από τις ανώτερες στάθμες του p ημιαγωγού προς τις κατώτερες κενές στάθμες του n ημιαγωγού, δηλαδή η ύπαρξη αναστροφου ρεύματος μέσα από τη δίοδο.

Εφαρμογή κάποιας μικρής τάσης ορθής πόλωσης, εμφανίζει κατειλημμένες στάθμες από τη ζώνη αγωγιμότητας του ημιαγωγού n απέναντι από κενές στάθμες της ζώνης σθένους του ημιαγωγού p. Αυτό σημαίνει λόγω του φαινομένου σήραγγας μετακίνηση ηλεκτρονίων από τον n στον p ημιαγωγό δηλαδή δημιουργία ρεύματος ορθής πόλωσης (εικ.4.19γ). Το ρεύμα αυτό θα αυξάνεται καθώς αυξάνεται η τάση θετικής πόλωσης γιατί ολοένα και περισσότερες κατειλημμένες στάθμες εμφανίζονται απέναντι από κενές, και αυτό συμβαίνει μέχρις ότου όλες οι κατειλημμένες στάθμες βρεθούν απέναντι από κενές. Τότε από τη δίοδο θα διέρχεται και το μέγιστο ρεύμα λόγω του

ΠΙΝΑΚΑΣ 4.1 Τυπικές τιμές παραμέτρων της δίοδου tunnel

	Ge	GaAs	Si
I_P/I_V	8	15	3.5
V_P	0.055	0.15	3.5
V_V	0.35	0.50	0.42
V_F	0.50	1.10	0.70



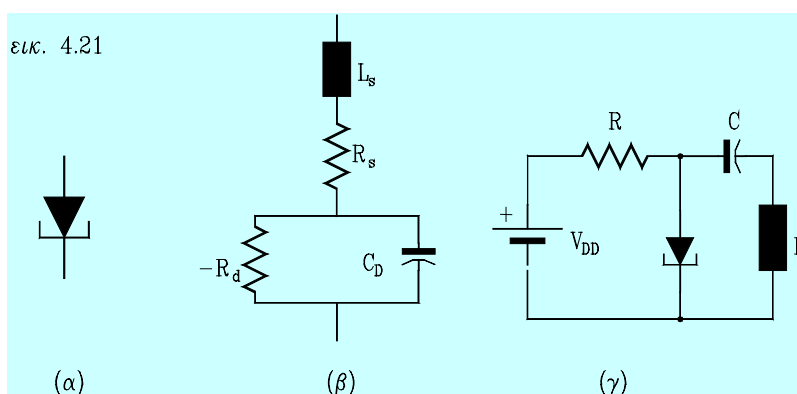
Εικ. 4.20 Μεταβολή του ολικού ρεύματος στη δίοδο σήραγγας, σαν αποτέλεσμα των δυο επί μέρους ρευμάτων.

φαινομένου tunnel (εικ. 4.19δ). Στη συνέχεια το ρεύμα που οφείλεται στο φαινόμενο σήραγγας ελαττώνεται (εικ. 4.19ε) και από κάποια τιμή της τάσης και πάνω, αυτό μηδενίζεται (εικ. 4.19ζ). Ταυτόχρονα όμως, στις περιπτώσεις (γ), (δ), (ε), (ζ), ο φραγμός ενέργειας ελαττώνεται, με αποτέλεσμα όπως και στις κοινές διόδους, να αναπτύσσεται ρεύμα διάχυσης, που αυξάνεται όσο αυξάνεται και η τάση ορθής πόλωσης. Το ρεύμα αυτό αφ' ότου περίπου σταματήσει το φαινόμενο σήραγγας, γίνεται σημαντικό και αυξάνεται εκθετικά συναρτήσει της τάσης όπως φαίνεται από τη

σχέση (4.44). Στην (εικ. 4.20α) φαίνεται η χαρακτηριστική καμπύλη τη διόδου σήραγγας σαν αποτέλεσμα της μεταβολής των δυο αυτών ρευμάτων με την εφαρμοζόμενη τάση.

Οι παράμετροι της διόδου tunnel που αφορούν τη χαρακτηριστική της καμπύλη είναι: Το **ρεύμα κορυφής** (peak current) (I_P), το **ρεύμα κοιλάδας** (valley current) (I_V), η **τάση κοιλάδας** (valley voltage) (V_V), η **τάση κορυφής** (peak voltage) (V_P), η **τάση με το ίδιο ρεύμα κορυφής** (peak forward voltage) (V_F) οποία φαίνονται στην εικ. 4.20β. ενώ στον πίνακα 4.1 φαίνονται τυπικές τιμές των μεγεθών αυτών.

Παρατηρούμε στην εκ.4.20β ότι στο τμήμα της χαρακτηριστικής ανάμεσα στις τιμές V_P και V_V , η κλίση είναι αρνητική πράγμα που σημαίνει ότι η δυναμική αντίσταση της tunnel αν πολωθεί σε κάποιο σημείο της περιοχής αυτής, θα είναι αρνητική. Αρνητική αντίσταση σημαίνει ότι η ισχύς που καταναλώνεται στο εξάρτημα αυτό θα είναι αρνητική, δηλαδή παράγεται ισχύς. Πώς είναι δυνατό η δίοδος να παράγει ισχύ; Απλώς, αν φανταστούμε κυμαινόμενο κύκλωμα L-C με ωμική αντίσταση απωλειών R_s και συνδεδεμένη σε σειρά δίοδο tunnel με αρνητική αντίσταση ίση με την R_d , τότε η ολική αντίσταση του



Εικ. 4.21 (α) Το σύμβολο της διόδου tunnel, (β) Το ισοδύναμο κύκλωμα για λειτουργία στις υψηλές συχνότητες, (γ) τυπικό κύκλωμα πόλωσης στην περιοχή αρνητικής αντίστασης και λειτουργίας σε κύκλωμα ταλαντωτή.

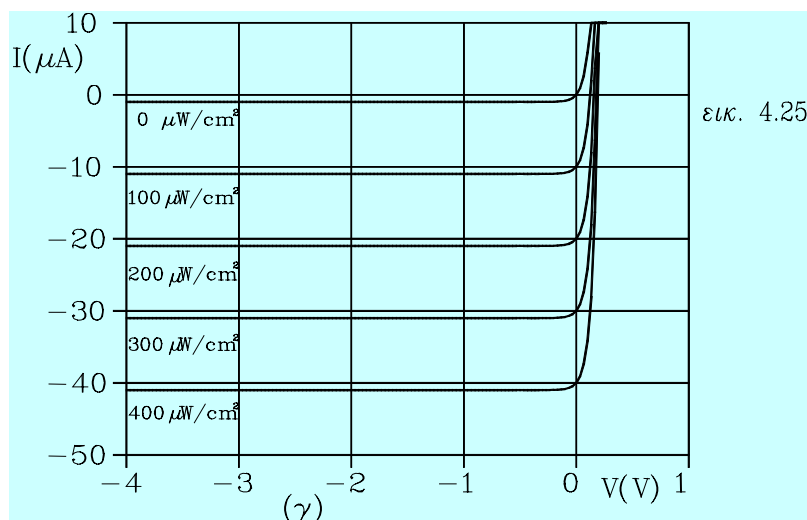
κυκλώματος θα είναι μηδέν με αποτέλεσμα στο κύκλωμα αυτό να συντηρούνται οι ταλαντώσεις. Στην περίπτωση αυτή η ισχύς που καταναλώνεται από την R_s , αναπληρώνεται από τη δίοδο. Η ιδιότητα αυτή της tunnel βρίσκει εφαρμογή με τη χρησιμοποίησή της σαν ενεργό στοιχείο σε κυκλώματα ταλάντωσης υπερυψηλών συχνοτήτων. Επίσης, με τη χρήση της σαν διακόπτη υψηλής ταχύτητας πετυχαίνονται χρόνοι διακοπής της τάξης του nanosecond. Στην εικ. 4.21β φαίνεται το ισοδύναμο κύκλωμα της tunnel για υψηλές συχνότητες όπου εκτός της αρνητικής αντίστασης R_d , η χωρητικότητα C_D είναι η χωρητικότητα της επαφής, και οι παράμετροι R_s και L_s είναι η ωμική και επαγωγική αντίσταση των ακροδεκτών και του κρυστάλλου που βέβαια έχουν μικρή τιμή, (π.χ. $R_s = 1\Omega$, $L_s = 5nH$) αλλά στις συχνότητες που λειτουργεί η tunnel η αντίσταση που εμφανίζουν γίνεται σημαντική.

Η Φωτοδίοδος

Είναι ήδη γνωστό ότι ένα φωτόνιο που εισέρχεται μέσα σε ημιαγωγό, αν φέρει αρκετή ενέργεια, μεγαλύτερη από E_G , ώστε να μεταφέρει ηλεκτρόνιο από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας, απορροφάται από τον κρύσταλλο με αντίστοιχη δημιουργία ενός ζεύγους ηλεκτρονίου - οπής. Το φαινόμενο αυτό έχει σαν συνέπεια την ραγδαία αύξηση του ρεύματος με την είσοδο φωτονίων, εφόσον στον ημιαγωγό εφαρμόζεται η κατάλληλη τάση. Αυτό συμβαίνει και μέσα στην περιοχή απογύμνωσης ανάστροφα πολωμένης διόδου. Τα φωτόνια με ενέργεια τουλάχιστον E_G δημιουργούν

ζεύγη φορέων μέσα στην περιοχή απογύμνωσης. Οι φορείς αυτοί σαρώνονται από το ηλεκτρικό πεδίο με συνέπεια τη δημιουργία ενός αυξημένου ανάστροφου ρεύματος, κόρου.

Στο φαινόμενο αυτό βασίζει τη λειτουργία της η **φωτοδιόδος**. Η φωτοδιόδος κατασκευαστικά αποτελείται από τα μέρη που σχηματίζουν και μια κοινή διόδο, αλλά περικλείεται από διαφανές περίβλημα τουλάχιστον από τη μια πλευρά, ώστε το φως να μπορεί να εισέρχεται μέχρι την επαφή p-n. Η συμπεριφορά της φωτοδιόδου είναι ίδια με

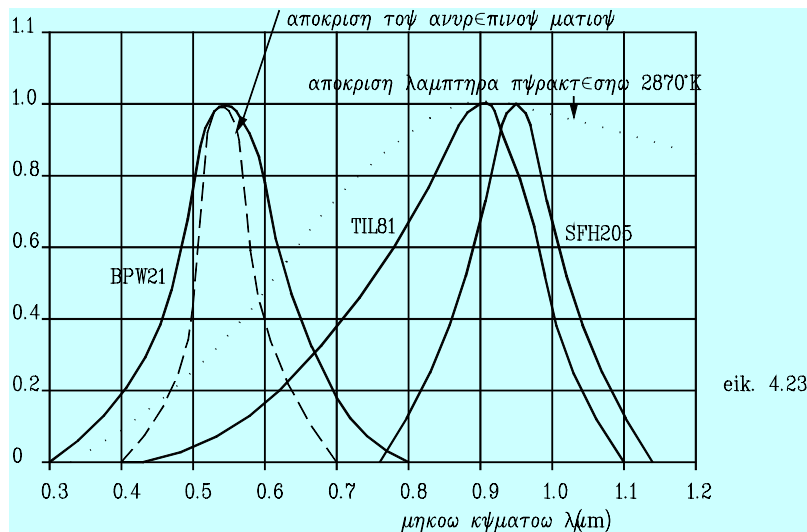


Εικ. 4.22 Χαρακτηριστικές καμπύλες λειτουργίας της φωτοδιόδου για διάφορες τιμές του προσπίπτοντος φωτισμού.

της κοινής διόδου σε ορθή πόλωση, ενώ σε ανάστροφη πόλωση εμφανίζεται μια επί πλέον συνιστώσα ρεύματος (I_s), που είναι ανάλογο του φωτισμού της φωτοδιόδου. Αυτό συμβαίνει γιατί σε ανάστροφη πόλωση το μόνο ρεύμα που διέρχεται από την επαφή είναι σε σκοτεινό περιβάλλον το ρεύμα των φορέων μειονότητας που παρασύρονται από το ηλεκτρικό πεδίο, ενώ οι φορείς πλειονότητας δεν μπορούν να υπερπηδήσουν το φραγμό ενέργειας. Όταν όμως ένα φωτόνιο με ικανή ενέργεια εισχωρήσει μέσα στη περιοχή απογύμνωσης της διόδου, στην πολύ πιθανή σύγκρουσή του με κάποιο άτομο σπάζει ένα δεσμό και απελευθερώνει ένα ζευγάρι φορέων που ωθούμενοι από το πεδίο δημιουργούν τη συνιστώσα I_s . Έτσι το συνολικό ρεύμα (I) που διαρρέει τη διόδο αν λάβουμε υπόψη τη σχέση (4.44), θα δίνεται από τη σχέση

$$I = I_s + I_o \left(e^{V/\eta V_T} - 1 \right) \quad (4.62)$$

Το ρεύμα I_s θα είναι ανάλογο του αριθμού των φωτονίων που εισέρχονται στη διόδο δηλαδή ανάλογο της έντασης της προσπίπτουσας ακτινοβολίας. Αυτό φαίνεται και από την εικ. 4.22 όπου παριστάνονται οι χαρακτηριστικές καμπύλες μιας φωτοδιόδου για διάφορες τιμές φωτισμού. Παρατηρούμε ότι το ρεύμα της διόδου επηρεάζεται από το φως σημαντικά για ανάστροφη πόλωση, και αν η τάση είναι μεγαλύτερη από μερικά δέκατά του volt, το ρεύμα είναι ανεξάρτητο της τάσης. Αντίθετα, όπως υπονοείται και από την φυσική εξήγηση της λειτουργίας της φωτοδιόδου, το ρεύμα φαίνεται να



Εικ. 4.23 Σχετική φασματική ευαισθησία για μερικούς τύπους φωτοдиодων.

εξαρτάται από το μήκος κύματος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας, γιατί το μήκος κύματος καθορίζει την ενέργεια των φωτονίων και η ενέργεια αυτή θα πρέπει να είναι μεγαλύτερη από μια οριακή τιμή ώστε το φωτόνιο που προσπίπτει να μπορέσει να διασπάσει κάποιο δεσμό. Ένα μέτρο αυτής της φασματικής κατανομής της ευαισθησίας των φωτοдиодων δίνει η εικ. 4.23 χρησιμοποιώντας γι' αυτό το σκοπό ένα μέγεθος που λέγεται **σχετική φασματική ευαισθησία** (S%). Το μέγεθος S, ορίζεται σαν ο λόγος του ρεύματος που αποδίδει η φωτοδιόδος σε ανάστροφη πόλωση προς την ένταση της ακτινοβολίας που προσπίπτει σ' αυτήν.

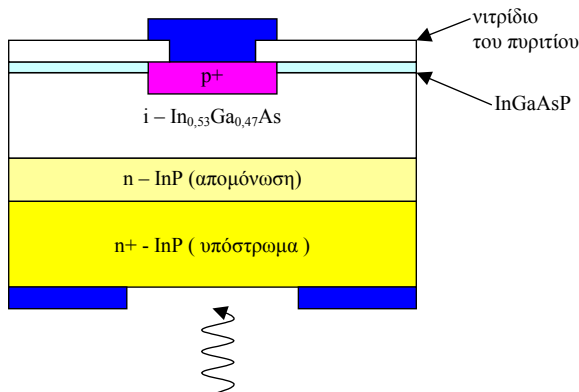
Οι φωτοдиодοι βρίσκουν εφαρμογή σαν φωρατές φωτός, σε διατάξεις λήψης φωτεινής πληροφορίας είτε σε αναλογική μορφή (διατάξεις μέτρησης του φωτισμού), είτε σε ψηφιακή (εισαγωγή δεδομένων σε ηλεκτρονικό υπολογιστή, τηλεπικοινωνιακούς δέκτες υψηλής πυκνότητας πληροφορίας, αυτόματη καταμέτρηση, ανάγνωση με κώδικα γραμμών) κλπ.

Φωτοδιόδος p-i-n

Είναι μια φωτοδιόδος η οποία συνδυάζει την κατασκευαστική δομή της διόδου pin και τα χαρακτηριστικά μιας κοινής φωτοδιόδου για να πετύχει πολύ καλή φασματική απόκριση στις υψηλές συχνότητες. Η φωτοδιόδος pin λοιπόν θα αποτελείται από ημιαγωγούς p και n με υψηλή πρόσμιξη με ένα στρώμα ενδογενούς ημιαγωγού (i) ενδιάμεσα. Η κατασκευή αυτή δημιουργεί μια περιοχή απογύμνωσης η οποία περιορίζεται ακριβώς μέσα στα όρια του ημιαγωγού i. Λόγω της υψηλής πρόσμιξης στις περιοχές p, n, η επέκταση της απογύμνωσης μέσα στους κρυστάλλους αυτούς είναι αμελητέα. Ο με αυτόν τον τρόπο ακριβής προσδιορισμός της περιοχής απογύμνωσης συνεπάγεται τον με μεγάλη ακρίβεια προσδιορισμό της συχνότητας απόκρισης της φωτοδιόδου. Πραγματικά, η μέγιστη συχνότητα απόκρισης της φωτοδιόδου, αποδεικνύεται ότι είναι:

$$f_{\max} \cong \left(\frac{1}{t_{\text{μεταφοράς}}} \right) \cong \frac{1}{W_1 / v_{\text{κορ}}}$$

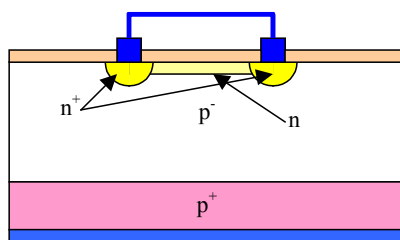
όπου W_1 : εύρος περιοχής i, $v_{\text{κορ}}$: ταχύτητα μετατόπισης στην τιμή κόρου. Επομένως με μικρή W_1 και μεγάλη $v_{\text{κορ}}$ η συχνότητα αυτή αυξάνει πάντα μέσα σε κάποια όρια. Η μέγιστη συχνότητα απόκρισης φθάνει μερικές δεκάδες GHz γεγονός που καθιστά τη φωτοδιόδο pin ιδανικό φωτοφωρατή στις οπτικές επικοινωνίες. Επίσης η χρήση ειδικών μιγμάτων ημιαγωγών καθορίζουν την άριστη απόκριση της φωτοδιόδου σε μήκη κύματος όπου αριστοποιείται και η συμπεριφορά των οπτικών ινών. Στο επόμενο σχήμα φαίνεται η κατασκευαστική δομή μιας φωτοδιόδου pin.



Το στρώμα InP λειτουργεί σαν περιοχή εκπομπής φωτονίων προς την περιοχή *i* ελαχιστοποιώντας φαινόμενα αποπροσανατολισμού. Το μεγάλο ενεργειακό χάσμα του ημιαγωγού στρώματος InGaAsP ελαχιστοποιεί τα ρεύματα σκότους που διαρρέουν από την επιφάνεια, ενώ το εξωτερικό στρώμα νιτρίδιου του πυριτίου προστατεύει γενικά την επιφάνεια και ελαχιστοποιεί τις επανασυνδέσεις στην επιφάνεια.

Φωτοδίοδος χιονοστιβάδας

Είναι δίοδοι pin ή δίοδοι μετάλλου – ημιαγωγού οι οποίες πολώνονται κοντά στην περιοχή κατάρρευσης. Οι φορείς που γεννώνται με τη διαδικασία που γνωρίσαμε και στις άλλες φωτοδίοδους, πολλαπλασιάζονται με τη διαδικασία χιονοστιβάδας έχοντας έτσι σαν αποτέλεσμα τη δημιουργία ενός πολύ ισχυρότερου φωτορεύματος. Η διαδικασία αυτή της ενίσχυσης του ρεύματος υπερτερεί έναντι οποιασδήποτε άλλης διαδικασίας ενίσχυσης του ρεύματος στο ότι εδώ ενισχύεται μόνο το σήμα και όχι ο τυχόν θόρυβος όπως με όλες τις άλλες διαδικασίες. Το γεγονός αυτό καθιστά τις φωτοδίοδους χιονοστιβάδας ιδανικές για την ανίχνευση ασθενών σημάτων ή φώραση σημάτων σε περιβάλλον ισχυρού θορύβου. Στο σχ. ___ φαίνεται η κατασκευαστική δομή μιας κλασσικής φωτοδίοδου χιονοστιβάδας Si.



Το χαρακτηριστικό στην κατασκευή αυτή είναι μια προστατευτική περιοχή από ημιαγωγό n, η οποία περιβάλλει σαν δακτύλιος την περιοχή n^+ , μέσα από την οποία περνάνε τα φωτόνια προς την περιοχή του ενδογενούς ημιαγωγού *i*. (εδώ ο ημιαγωγός *i* αντικαθιστάται από ημιαγωγό p με πολύ χαμηλή πρόσμιξη).

Άλλα υλικά που χρησιμοποιούνται είναι το Ge και InGaAs σε συνδυασμό με InP.

Φωτοβολταϊκό φαινόμενο

Παρατηρώντας τις χαρακτηριστικές καμπύλες της φωτοδίοδου (εικ. 4.22), βλέπουμε ότι για τάση πόλωσης μηδέν, η δίοδος διαρέεται από κάποιο ρεύμα που είναι πολύ κοντά αν όχι ίσο με το ανάστροφο ρεύμα κόρου, όταν αυτή φωτίζεται. Με άλλα λόγια, μια τέτοια δίοδος που φωτίζεται, αν βραχυκυκλωθεί θα διαρέεται από ένα ρεύμα που θα είναι τόσο μεγαλύτερο όσο μεγαλύτερος είναι ο

φωτισμός της. Η ενέργεια που μετατρέπεται σε ηλεκτρική είναι προφανώς η ενέργεια των φωτονίων που προσπίπτουν στη δίοδο. Άρα, μια τέτοια διάταξη θα μπορούσε υπό ορισμένες συνθήκες να μετατρέψει την ενέργεια κάποιας ακτινοβολίας σε ηλεκτρική. Το φαινόμενο αυτό είναι γνωστό σαν **φωτοβολταϊκό φαινόμενο**, και η διάταξη σαν **φωτοβολταϊκό στοιχείο**.

Το μέγιστο ρεύμα που μπορεί να διαρρέει ένα φωτοβολταϊκό στοιχείο είναι φυσικά το ρεύμα που θα πάρουμε αν το βραχυκυκλώσουμε και καθορίζεται από τον αριθμό φωτονίων με ενέργεια ικανή να ανυψώσουν ηλεκτρόνια από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας. Το ρεύμα αυτό θα ονομάζουμε **φωτόρευμα βραχυκυκλώματος (I_{Φ})**. Επειδή το πλήθος των φωτονίων που προαναφέραμε εξαρτάται από την ενεργό επιφάνεια του φωτοβολταϊκού στοιχείου, αντιλαμβανόμαστε γιατί είναι τόσο σημαντικό πράγμα η κατασκευή στοιχείου με όσο το δυνατό μεγάλη ενεργό επιφάνεια.

Η μέγιστη τάση που εμφανίζεται στα άκρα ενός τέτοιου στοιχείου λέγεται **φωτοβολταϊκό δυναμικό (V_{Φ})**. Όπως φαίνεται και από την (εικ. 4.22), το φωτοβολταϊκό δυναμικό αντιστοιχεί σε ρεύμα μηδέν (ανοιχτό κύκλωμα), και επομένως από τη σχέση (4.59) αν θέσουμε $I=0$ θα πάρουμε

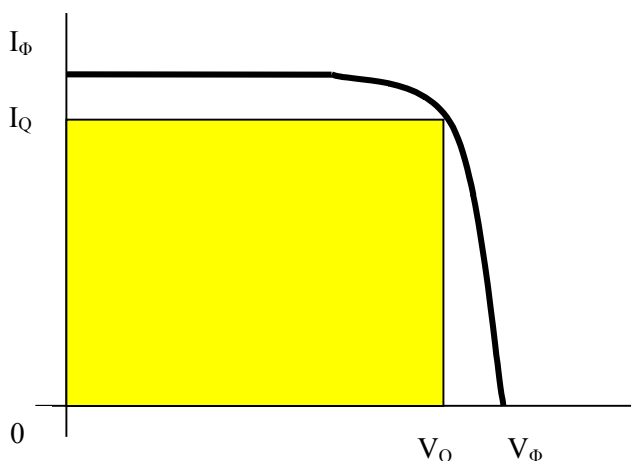
$$I_{\Phi} + I_0 = I_0 e^{V_{\Phi}/\eta V_T} \quad (4.63)$$

και αν λογαριθμήσουμε και λύσουμε ως προς V_{Φ}

$$V_{\Phi} = \eta V_T \ln \left(1 + \frac{I_{\Phi}}{I_0} \right) \quad (4.64)$$

Η σχέση (4.61) για συνηθισμένες τιμές φωτισμού, δίνει V_{Φ} γύρω στα 0,5V για το πυρίτιο και 0,1V για το γερμάνιο.

Τα φωτοβολταϊκά στοιχεία χρησιμοποιούνται για την μετατροπή ηλιακής ενέργειας σε ηλεκτρική γι' αυτό και συχνά ονομάζονται **ηλιακά στοιχεία**. Συνέπεια αυτού είναι ότι μεγαλύτερο ενδιαφέρον από τα σχετιζόμενα μεγέθη με τα στοιχεία αυτά είναι όχι η μέγιστη τάση ούτε το μέγιστο ρεύμα αλλά η μέγιστη ισχύς η οποία μπορεί να αντληθεί από το στοιχείο. Είναι προφανές ότι όταν το στοιχείο δίνει τη μέγιστη τάση η αποδιδόμενη ισχύς είναι μηδέν. Το ίδιο ισχύει και στην περίπτωση του μεγίστου ρεύματος. Η σχέση μεταξύ ρεύματος – τάσης ενός ηλιακού στοιχείου δίνεται από το διάγραμμα του παρακάτω σχήματος. Το βέλτιστο σημείο λειτουργίας θα είναι εκείνο για το οποίο το γινόμενο $V_Q I_Q$ μεγιστοποιείται.



Ονομάζεται **παράγοντας πληρότητας (FF)** το πηλίκο της αποδιδόμενης ισχύος από το φωτοβολταϊκό στοιχείο προς το γινόμενο της μέγιστης τάσης επί το μέγιστο ρεύμα. Ο παράγοντας πληρότητας είναι σε κάθε φωτοβολταϊκό στοιχείο μικρότερο της μονάδας και όσο καλύτερη είναι η σχεδίαση τόσο πιο πολύ αυτός πλησιάζει τη μονάδα.

$$FF = \frac{I_Q V_Q}{I_\Phi V_\Phi}$$

Ονομάζεται **απόδοση μετατροπής (η)** ενός φωτοβολταϊκού στοιχείου το πηλίκο της αποδιδόμενης ισχύος προς την ισχύ του φωτός που προσπίπτει σ' αυτό.

$$\eta = \frac{I_Q V_Q}{P_{in}}$$

Η μεγιστοποίηση μετατροπής είναι ένα πολύ σημαντικό σημείο στη σχεδίαση ηλιακών στοιχείων και πετυχαίνεται με προσεκτικό σχεδιασμό που αφορά στα παρακάτω σημεία.

- Κατάλληλη επιλογή του ενεργειακού χάσματος. Το φάσμα του ηλιακού φωτός υπακούει στην κατανομή Maxwell-Boltzman στην οποία προστίθενται οι γραμμές απορρόφησης από τα υλικά της ατμόσφαιρας της γης και του διαστήματος. Από το παρακάτω σχήμα φαίνεται η κατανομή της ηλιακής ισχύος όπως φτάνει στην επιφάνεια της γης.

Όπως προαναφέραμε, όλα τα φωτόνια του φάσματος αυτού δεν είναι δυνατό να δημιουργήσουν φορείς γιατί δεν έχουν αρκετή ενέργεια. Έτσι πχ για το πυρίτιο το 20% των φωτονίων που προσπίπτουν δεν απορροφώνται από τον κρύσταλλο. Για το GaAs το αντίστοιχο ποσοστό είναι περίπου 35%. Ωστόσο, στο GaAs μεγαλύτερο ποσοστό από τα απορροφώμενα φωτόνια συμβάλλουν στη δημιουργία ζευγών φορέων. Γενικά η απορρόφηση φωτονίων είναι αύξουσα συνάρτηση του μήκους κύματος, επειδή αυξανόμενου του μήκους κύματος μειώνεται το ενεργειακό χάσμα, αλλά η απόδοση σε ζεύγη φορέων φθίνουσα. Έτσι τελικά για το Si ένα ποσοστό 40% των προσπιπτόντων φωτονίων χάνονται, ενώ για το GaAs το αντίστοιχο ποσοστό είναι περίπου 30%. Αποδεικνύεται ότι υπάρχει ένα μήκος κύματος για το οποίο η απώλεια φωτονίων είναι ελάχιστη και συνεπώς η απόδοση του υλικού σε ζεύγη φορέων είναι μέγιστη. Υπάρχουν σύγχρονα υλικά τα οποία προσεγγίζουν αρκετά τη θεωρητική αυτή τιμή.

- Σημαντικό ρόλο στην απόδοση των ηλιακών στοιχείων έχει η ανάκλαση φωτονίων πάνω στην εξωτερική επιφάνεια. Όσο μικρότερη είναι η ανάκλαση, τόσο μεγαλύτερη θα είναι η απόδοση. Έχει διαπιστωθεί ότι το 30% περίπου των φωτονίων που προσπίπτουν σε επίπεδη επιφάνεια ημιαγωγού ανακλώνται και ουσιαστικά χάνονται. Για να μειωθεί το ποσοστό αυτό διαμορφώνεται η επιφάνεια απ' όπου εισέρχεται το φως έτσι ώστε να εμφανίζει πυραμιδικές εσοχές. Τυχόν ανάκλαση στην επιφάνεια αυτή κατευθύνει τα φωτόνια πάλι πάνω στον ημιαγωγό όπου μετά από μερικές διαδοχικές προσπτώσεις, πρακτικά απορροφώνται όλα από τον κρύσταλλο. Το ποσοστό των φωτονίων που τελικά ανακλάται από ένα τέτοιο σύστημα είναι περίπου 1%.
- Από τη στιγμή που το φως εισέλθει στον ημιαγωγό, εμποδίζεται να εξέλθει. Αυτό γίνεται με τη βοήθεια ενός λεπτότατου στρώματος οξειδίου το οποίο είναι διαφανές στο εισερχόμενο φως, όμως ανακλά το φως που φθάνει εκεί με κατεύθυνση προς τα έξω και το κατευθύνει πάλι στο εσωτερικό του κρυστάλλου.
- Ειδική μέριμνα λαμβάνεται στο να συλλεγούν όλοι οι φορείς που δημιουργήθηκαν. Για να γίνει αυτό θα πρέπει το μήκος διάχυσης να είναι μεγαλύτερο από το πάχος του ημιαγωγού, ώστε πριν επανασυνδεθούν οι φορείς να φθάσουν στο απέναντι ηλεκτρόδιο. Προς τούτο και οι μέσοι χρόνοι ζωής των φορέων πρέπει να είναι όσο το δυνατόν μεγαλύτεροι, ενώ με επικάλυψη οξειδίου στις επιφάνειες εμποδίζονται οι επανασυνδέσεις στις επιφάνειες του κρυστάλλου.

Η κατασκευή ηλιακών στοιχείων εφαρμόζει διαφορετικές τεχνικές όπως το **λεπτό στρώμα ημιαγωγού**, ο **ενιαίος κρύσταλλος** και ο **συγκεντρωτής ακτινοβολίας**. Το λεπτό στρώμα είναι κατασκευασμένο από άμορφο Si, ενώ είναι υπό μελέτη άλλα υλικά όπως το CdTe και CuInSe₂. Με λεπτό στρώμα, το στοιχείο μπορεί να εκταθεί σε μεγάλη επιφάνεια μέχρι 1,2m² με μικρό κόστος. Η όλη επιφάνεια αναπτύσσεται πάνω σε γυαλί που έχει επικαλυφθεί με διαφανές στρώμα οξειδίου του ψευδαργύρου που αποτελεί και τη μπροστινή επιφάνεια. Το άμορφο Si επικάθεται πάνω στο υπόστρωμα με εξάχνωση ενώ με κατάλληλη πρόσμιξη σχηματίζει τη δομή της επαφής p-i-n. Η δεύτερη μεταλλική επαφή σχηματίζεται με εξάχνωση αλουμινίου ή αργύρου στην πίσω επιφάνεια. Αυτού του είδους τα ηλιακά στοιχεία έχουν απόδοση που φθάνει το 16% στο εργαστήριο ενώ στην

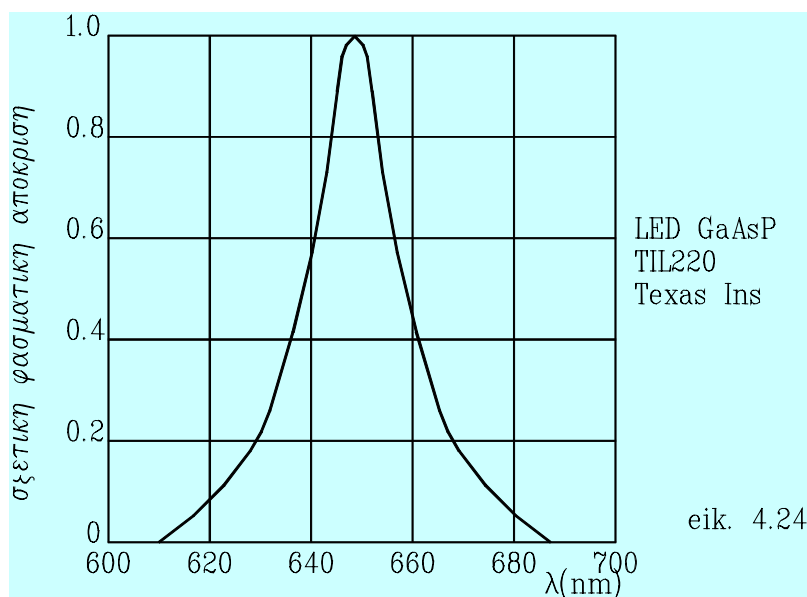
κατανάλωση η απόδοση είναι λίγο μικρότερη. Η απόδοση αυτή μειώνεται συνήθως μετά τον πρώτο χρόνο λειτουργίας.

Τα ηλιακά στοιχεία με ενιαίο κρύσταλλο κατασκευάζονται από GaAs ή Si. Αποτελούνται από στρώμα AlGaAs που έχουν οικοδομηθεί με επιταξιακή τεχνική πάνω σε υπόστρωμα από GaAs, Ge ή Si.

Ο συγκεντρωτής ακτινοβολίας χρησιμοποιείται σε συστήματα μεγάλης ισχύος και χρησιμοποιεί κάτοπτρα ή φακούς τα οποία έχουν και μικρότερο κόστος ανά μονάδα επιφάνειας για να συγκεντρώσει την ακτινοβολία πάνω στον κρύσταλλο του ημιαγωγού. Οι αποδόσεις του συστήματος αυτού φθάνουν το 35% αλλά πρέπει να αντιμετωπιστούν ειδικά προβλήματα όπως οι υψηλές θερμοκρασίες και τα μεγάλα ρεύματα.

Δίοδος εκπομπής φωτός (LED)

Η **δίοδος εκπομπής φωτός** (Light Emitting Diode) είναι μια δίοδος επαφής που όταν διαρέεται από ρεύμα ορθής πόλωσης εκπέμπει φως. Το φως αυτό προέρχεται από την επανασύνδεση των φορέων που διαχέονται από τον ένα ημιαγωγό στον άλλο. Πραγματικά, σε ορθή πόλωση οπές διαχέονται από τον p ημιαγωγό στον n όπως και ηλεκτρόνια από τον n ημιαγωγό στον p. Εκεί, επειδή η συγκέντρωση των αντίθετων φορέων είναι αρκετά αυξημένη, αυξάνει επίσης η



Εικ. 4.24 Φάσμα εκπομπής των LED.

πιθανότητα επανασύνδεσης με αποτέλεσμα ένας μεγάλος αριθμός φορέων να επανασυνδέονται και η ενέργειά τους να αποδίδεται στο περιβάλλον με τη μορφή φωτός. Η ενέργεια αυτή πρέπει να είναι θεωρητικά ίση με το ενεργειακό χάσμα του ημιαγωγού. Πρακτικά υπάρχει κάποια διασπορά επειδή και στις δυο πλευρές της επαφής ηλεκτρόνια αποδιεγείρονται και πέφτουν από μια περιοχή ενεργειών γύρω από τη στάθμη E_C ή τη στάθμη δότη προς μια περιοχή ενεργειών γύρω από τη στάθμη E_V ή τη στάθμη αποδέκτη. Για οποιοδήποτε ημιαγωγό που θα πρέπει να χρησιμοποιηθεί για κατασκευή LED θα πρέπει $0,4\mu\text{m} < \lambda_G < 0,7\mu\text{m}$ προκειμένου το φως που θα προκύψει να είναι ορατό. Συνεπώς, τα ενεργειακά χάσματα βρίσκονται στην περιοχή $1,77\text{eV} < E_G < 3,10\text{eV}$ επειδή ως γνωστό $\lambda_G = 1,24/E_G$.

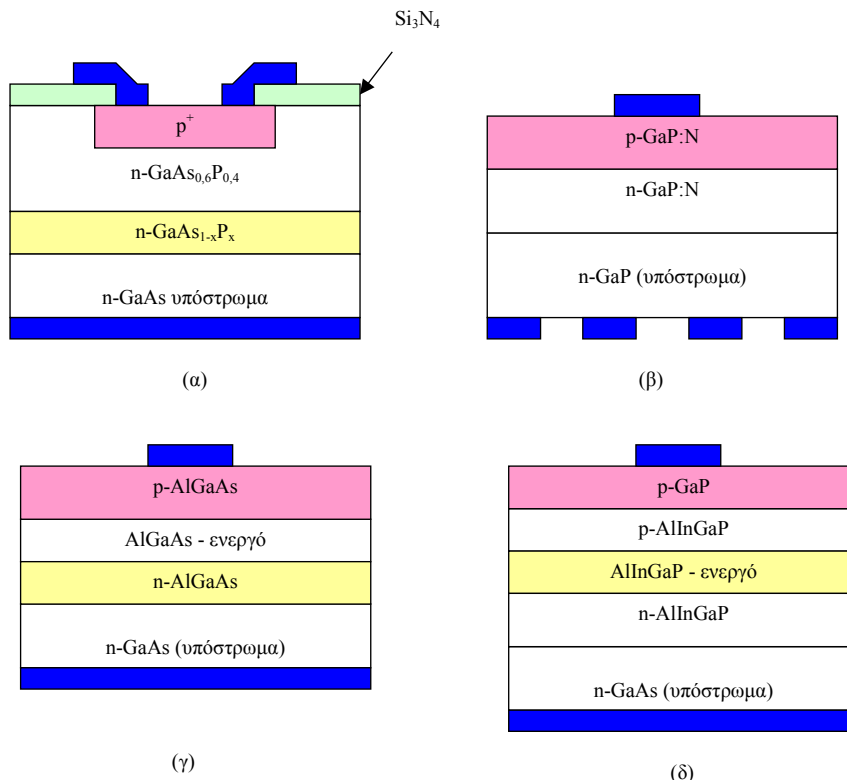
Τα υλικά που μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την κατασκευή LED όπως προκύπτει από την πιο πάνω προδιαγραφή, είναι πολύ περιορισμένα και φυσικά αποκλείονται το Si και Ge.

Το εκπεμπόμενο φως είναι συνεπώς, περίπου μονοχρωματικό, ενώ το χρώμα του δηλαδή η εκπεμπόμενη ακτινοβολία εξαρτάται από το χρησιμοποιούμενο υλικό. Έτσι το αρσενικούχο γάλλιο (GaAs) εκπέμπει ακτινοβολία με μήκος κύματος περίπου 885nm στο υπέρυθρο. Το φωσφορούχο γάλλιο (GaP) εκπέμπει στην ορατή περιοχή του φάσματος σε μήκος κύματος περίπου 630nm

(πορτοκαλί). Ανάμιξη των δυο παραπάνω ημιαγωγών χρησιμοποιείται για εκπομπή από 550nm (κιτρινοπράσινο) μέχρι 650nm (πορτοκαλί) ανάλογα με την περιεκτικότητα του μίγματος σε GaP. Στο σχ. 4.24 φαίνεται το μήκος κύματος εκπομπής μερικών ημιαγωγών που χρησιμοποιούνται για την κατασκευή διόδων εκπομπής φωτός. Υλικά που χρησιμοποιούνται στην πράξη για την κατασκευή LED είναι:

GaAs_{0,6}P_{0,4}

Εμφανίστηκαν στην αρχή της δεκαετίας του '70 ως τα πρώτα LED του εμπορίου που χρησιμοποιήθηκαν για τη φωτεινή απεικόνιση σε ρολόγια και υπολογιστές τσέπης. Τα LED αυτά εμφανίζουν τη δομή του παρακάτω σχήματος.



Βασίζεται στο συνδυασμό δυο ημιαγωγών, GaAs και GaP για τη δημιουργία ημιαγωγών που εμφανίζουν απ' ευθείας επανασύνδεση των φορέων και εκπομπή στο ορατό φάσμα. Πάνω σε υπόστρωμα από GaAs αποτίθεται στρώμα από GaAs_{1-x}P_x όπου το x αυξάνει βαθμηδόν από το 0 μέχρι 0,4. Ακολουθεί ένα άλλο στρώμα όπου το x μεταβάλλεται από 0,4 μέχρι 0,6 και τελικά με διάχυση Zn δημιουργείται η περιοχή p⁺. Η μεγάλη τιμή του x προσδίδει μεγάλο ενεργειακό χάσμα και συνεπώς εκπομπή φωτός στην περιοχή του ορατού. Το εκπεμπόμενο φως έχει φωτεινό κόκκινο χρώμα.

GaAs_{0,35}P_{0,65}:N - GaAs_{0,14}P_{0,86}:N – GaP:N

Τα LED αυτά είναι κατασκευασμένα από ημιαγωγό του γενικού τύπου GaAs_{1-x}P_x. Οι αυξημένες τιμές του x προσδίδουν στα LED αυτά χρώματα εκπομπής όπως πορτοκαλί, κίτρινο και πράσινο αντίστοιχα. Η ένδειξη ":N" δείχνει πρόσμιξη αζώτου στον κρύσταλλο. Το άζωτο σαν στοιχείο της πέμπτης ομάδας του περιοδικού συστήματος αντικαθιστά μια άλλη ίδια πρόσμιξη όπως αυτή του φωσφόρου (P). Όμως, δεν εισφέρει φορείς στον κρύσταλλο παρά μόνο εισάγει μια στάθμη δότη, περίπου 0,1eV κάτω από τη στάθμη E_C. Στην περιοχή που βρίσκεται το άτομο του N δημιουργείται ένα κέντρο επανασύνδεσης φορέων. Πραγματικά, η στάθμη του δότη καταλαμβάνεται από ελεύθερο ηλεκτρόνιο το οποίο μπορεί να λάβει ένα ευρύ φάσμα ορμών. Έτσι, υπάρχει μεγάλη πιθανότητα επανασύνδεση με μια οπή με ακριβώς αντίθετη ορμή, επανασύνδεση που συνεπάγεται την εκπομπή φωτονίου.

GaP:Zn-O

Εδώ ο κρύσταλλος του ημιαγωγού είναι κατασκευασμένος από GaP, όπου όμως πρόσμιξη Zn αντικαθιστά το Ga και πρόσμιξη οξυγόνου (O) αντικαθιστά το φώσφορο (P). Τα άτομα αυτά λειτουργούν σαν κέντρα επανασύνδεσης προσφέροντας στον κρύσταλλο στάθμες $0,3\text{eV}$ κάτω από τη στάθμη E_C . Εκπέμπουν κόκκινο χρώμα και έχουν δομή ίδια με τα LED GaP:N

AlGaAs

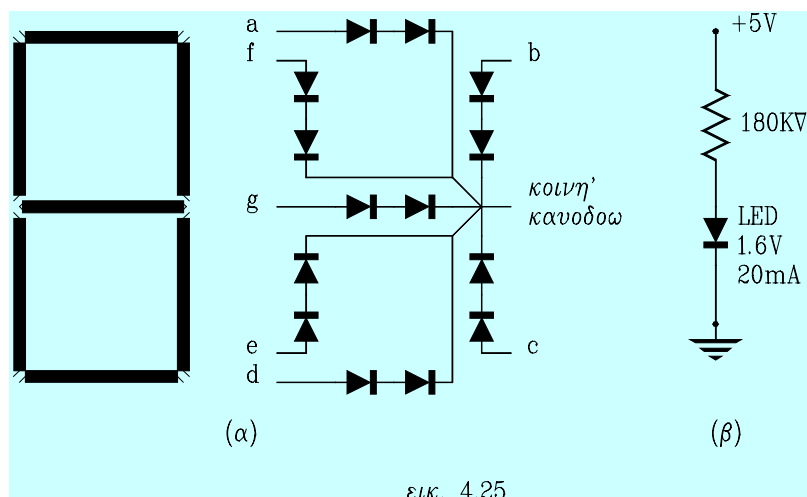
AlInGaP

SiP

GaN

Οι LED χρησιμοποιούνται σαν φωτεινές πηγές μικρής ισχύος, ενδεικτικά λειτουργίας ηλεκτρικών συσκευών και για μετάδοση κωδικοποιημένης πληροφορίας μέσα από φέρονσα πολύ υψηλής συχνότητας (στην περιοχή του υπερύθρου ή του ορατού φωτός). Η κατάλληλη διάταξη επτά LED με κοινή άνοδο ή κάθοδο, επιτρέπει την απεικόνιση ενός κωδικοποιημένου ψηφιακού αριθμού με 7 ψηφία. Οι διατάξεις αυτές είναι γνωστές σαν **απεικονίσεις επτά τμημάτων** (seven segment display), (σχ. 4.25α).

Χαρακτηριστικό των LED είναι η τάση λειτουργίας τους που αντίθετα με τα γνωστά για τις διόδους γερμανίου και πυριτίου,



Εικ. 5.25 (α) Απεικόνιση επτά τμημάτων (β) Κύκλωμα πόλωσης μιας LED

είναι γύρω στα 1.6V. Στην εικ. 4.25β φαίνεται ένα απλό κύκλωμα πόλωσης μιας LED με τάση 5V.

LASER ΗΜΙΑΓΩΓΟΥ

Υπό ορισμένες προϋποθέσεις, η επανασύνδεση των φορέων που αναφέρθηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο, μπορεί να γίνει συγχρονισμένα με κάποια διεγείρουσα ακτινοβολία, οπότε το εκπεμπόμενο φως θα είναι **σύμφωνο**, δηλαδή τα εκπεμπόμενα φωτόνια την ίδια στιγμή θα έχουν την ίδια

συχνότητα και φάση. Το φως με τις ιδιότητες αυτές έχει τη δυνατότητα εστίασης σχεδόν σε **μαθηματικό σημείο** και σχηματισμού δέσμης σχεδόν **παράλληλης**. Κατά συνέπεια μπορεί να διανύει μεγάλες αποστάσεις χωρίς η έντασή του να μειωθεί αισθητά και συνεπώς να μεταφέρει πληροφορίες σε μεγάλες αποστάσεις με μικρή σχετικά ισχύ. Με λίγα λόγια η διάταξη αυτή είναι ένα **LASER ημιαγωγού** (Semiconductor Injection LASER).

Η διαφορά ενός LASER ημιαγωγού από μια κοινή LED είναι ότι το πρώτο έχει κατασκευαστεί με αυστηρά καθορισμένες διαστάσεις, έχουν γυαλιστεί οι έδρες του και λειτουργεί σε αρκετά μεγαλύτερες τάσεις και ρεύματα. Οι μεγάλες ποσότητες των διαχεόμενων φορέων δημιουργούν την υψηλή συγκέντρωση των φορέων στη περιοχή επαφής που είναι απαραίτητη για τη μαζική επανασύνδεση. Η έναρξη της επανασύνδεσης καθορίζεται από την ακτινοβολία που παραγόμενη με την συνηθισμένη διαδικασία συντονίζεται μέσα στην με ακρίβεια διαμορφωμένη κοιλότητα. Ο τρόπος αυτός της επανασύνδεσης δεν έχει ανάγκη κέντρων παγίδευσης των φορέων όπως στις LED αλλά γίνεται απ' ευθείας.

Το laser ημιαγωγού χρησιμοποιείται στις τηλεπικοινωνίες, για τη μεταφορά σε μεγάλες αποστάσεις με μικρή ισχύ τεραστίων ποσοτήτων πληροφορίας πάνω σε μια διαμορφωμένη ακτίνα φωτός.

Ασκήσεις

4.1. (α) Για ποια τάση, το ανάστροφο ρεύμα μιας επαφής p-n πυριτίου θα φτάσει το 95% της τιμής κόρου, σε θερμοκρασία δωματίου;

(β) Ποιος είναι ο λόγος του ρεύματος για μια ορθή πόλωση 0,2V προς το ρεύμα ισόποσης ανάστροφης πόλωσης;

(γ) Αν το ανάστροφο ρεύμα κόρου είναι 10pA, ποια είναι τα ρεύματα ορθής πόλωσης για τάσεις 0,5 , 0,6 , και 0,7V αντίστοιχα;

[Απ. (α)-72mV (β)46,8:1 (γ)0,15μA, 1,03μA, 7,02μA]

4.2. Αν το ανάστροφο ρεύμα κόρου μιας επαφής p-n είναι 1nA, ποια είναι η εφαρμοζόμενη τάση για ρεύμα ορθής φοράς 2,5μA;

[Απ. 0,407V]

4.3. (α) Δίοδος πυριτίου σε θερμοκρασία δωματίου (300 K) άγει 1mA σε τάση 0.7V. Όταν η τάση γίνεται 0.8V υπολογίστε το ρεύμα της διόδου. Υποθέστε $\eta=2$.

(β) Υπολογίστε το ανάστροφο ρεύμα κόρου.

(γ) Επαναλάβετε το (α) για $\eta=1$.

[Απ. (α)6,84mA (β)1,42nA (γ)46,8mA]

4.4. (α) Πόση αύξηση στη θερμοκρασία θα έχει σαν αποτέλεσμα ένα ανάστροφο ρεύμα 60 φορές μεγαλύτερο από την τιμή του σε θερμοκρασία δωματίου;

(β) Ποια μείωση στη θερμοκρασία θα έχει σαν αποτέλεσμα ένα ανάστροφο ρεύμα κόρου 10 φορές μικρότερο από την τιμή του σε θερμοκρασία δωματίου;

[Απ. (α)59°C (β)-33,2°C]

4.5. Μια δίοδος πυριτίου λειτουργεί σε σταθερή τάση ορθής πόλωσης 0,7V. Ποιος είναι ο λόγος του μεγίστου προς το ελάχιστο ρεύμα της διόδου για μια περιοχή θερμοκρασιών -55°C μέχρι +100°C;

[Απ. 44:1]

4.6. (α) Επαναλάβετε το πρόβλημα 4-9 (α) και (β) για $V = 10 \text{ V}$ και $R = 2 \text{ k}\Omega$.

(β) Πόσο είναι το ρεύμα φόρτου αν η V ελαττώνεται στα 5 V;

(γ) Πόσο είναι το ρεύμα της διόδου αν η V αυξάνει στα 20V;

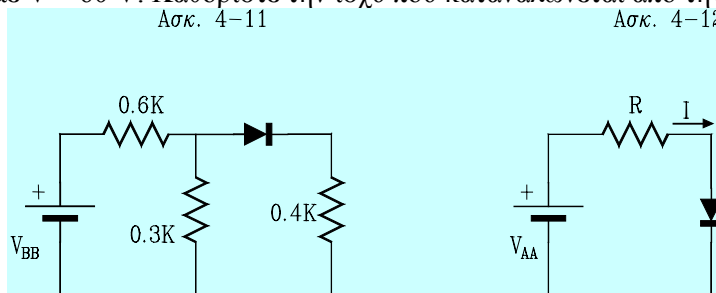
4.7. Το κύκλωμα που φαίνεται χρησιμοποιεί τη δίοδο του προβλήματος 4-9. Να βρεθεί η V αν $V = 9V$.

4.8. Στο κύκλωμα της εικόνας καθορίστε το ρεύμα για $V = 12V$ και $R = 0,4K\Omega$ υποθέτοντας ότι η δίοδος είναι:

- (α) Ιδανική.
- (β) Με $V = 0,6V$ και $R = 20\Omega$.

[Απ. (α)30mA (β)27.1mA]

4.9. Η δίοδος πυριτίου με τη χαρακτηριστική της ασκ. 4-8 χρησιμοποιείται στο κύκλωμα του προβλήματος 4-11 με $V = 60V$. Καθορίστε την ισχύ που καταναλώνεται από την αντίσταση $0,4K\Omega$.

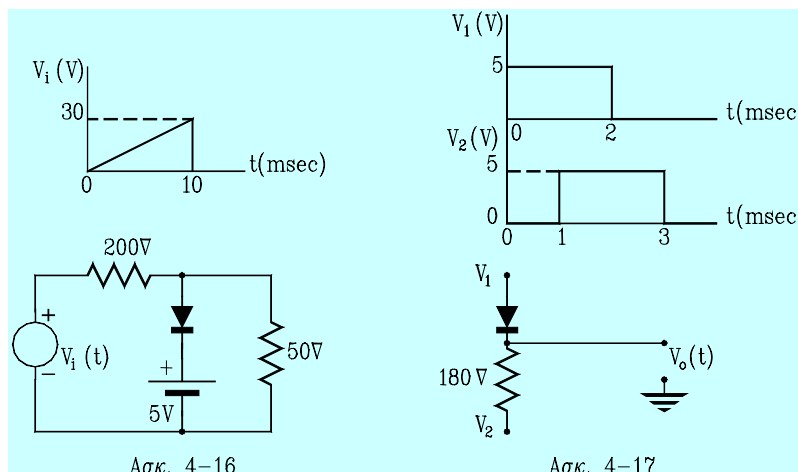


4.10. Στο κύκλωμα της εικόνας, καθορίστε την V υποθέτοντας ότι η δίοδος είναι:

- (α) Ιδανική.
- (β) Με $V = 0,6V$ και $R = 20\Omega$.

4.11. Σχεδιάστε την τάση εξόδου $V_o(t)$ στο κύκλωμα που φαίνεται για $0 < t < 5msec$, υποθέτοντας ότι η δίοδος είναι:

- (α) ιδανική.
- (β) Με $V = 0,5V$ και $R = 50\Omega$.



4.12. Σχεδιάστε την τάση εξόδου για το κύκλωμα που φαίνεται για $0 < t < 10msec$, υποθέτοντας ότι η δίοδος είναι:

- (α) Ιδανική
- (β) Με $V = 0,6V$ και $R = 20\Omega$.

4.13. Στο κύκλωμα της εικόνας εφαρμόζονται οι κυματομορφές V_1, V_2 που φαίνονται. Σχεδιάστε την $V_o(t)$ για $0 < t < 4msec$. Υποθέστε ότι η δίοδος πυριτίου διακόπτεται στιγμιαία και ότι $V = 0,6V$ και $R_f = 20\Omega$.

4.14. Σχεδιάστε την $V_o(t)$ για το κύκλωμα της εικόνας όπου $V_1(t)=5\cdot\sin\omega t$, ενώ οι D_1 , D_2 είναι ίδιες και με παραμέτρους $V_Z=3,6V$ $V_{κατ}=0,7V$ και $R_f=0$.

4.15. Το κύκλωμα της εικόνας δίνει στην έξοδο τάση $6V$ για κάθε ρεύμα $I\ll 0,5A$. Η τάση στην είσοδο μεταβάλλεται μεταξύ 8 και $10V$, και η zener λειτουργεί για $I_Z>0$. Καθορίστε:

(α) Την αντίσταση R_S που χρειάζεται.

(β) Την κατανάλωση ισχύος της zener.

[Απ. (α) 4Ω (β) $0\div 3V$]

4.16. Δίοδος varicap με εφαρμογή τάσης $20V$ εμφανίζει χωρητικότητα $20pF$. Πόση τάση πρέπει να εφαρμοστεί για να εμφανίσει χωρητικότητα $15pF$;

[Απ. $36,1V$]

4.17. Δίοδος πολωμένη στο σημείο λειτουργίας ($0,65V$, $2mA$), εμφανίζει χωρητικότητα διάχυσης $1,5\mu F$. Πόση γίνεται η χωρητικότητα διάχυσης στο σημείο λειτουργίας ($0,75V$, $200mA$);

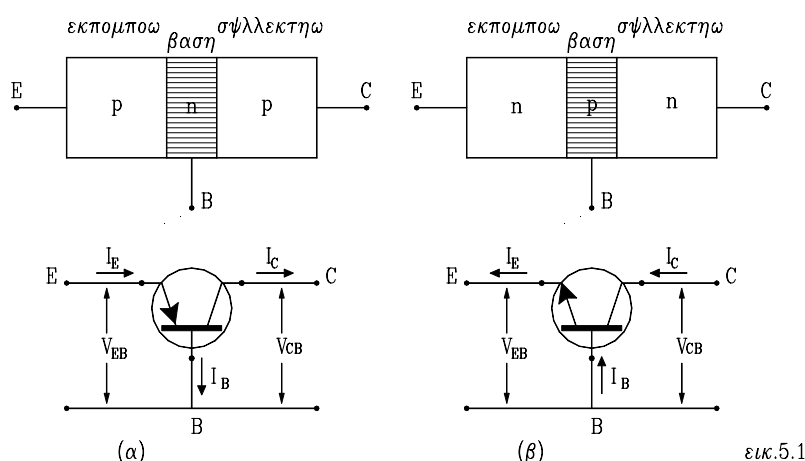
[Απ. $1500\mu F$]

ΤΟ ΤΡΑΝΖΙΣΤΟΡ

Στο κεφάλαιο αυτό θα εξετάσουμε τη φυσική συμπεριφορά του **διπολικού τρανζίστορ επαφής** (Bipolar Junction Transistor) ή όπως θα το ονομάζουμε απλά **τρανζίστορ**. Ο όρος **διπολικό** αφορά στο ότι οι φορείς που συνιστούν τα διάφορα ρεύματα είναι δύο (τα ηλεκτρόνια και οι οπές). Ο όρος **τρανζίστορ επαφής** αφορά στο ότι αποτελείται από δυο επαφές p-n που σχηματίζονται από τρεις περιοχές διαφορετικού ημιαγωγού πρόσμιξης διαταγμένες διαδοχικά. (σχ. 5.1). Οι περιοχές αυτές που η κάθε μια φέρει και ένα ακροδέκτη, είναι ο **εκπομπός** (Emiter), η **βάση** (Base) και ο **συλλέκτης** (Collector).

Ανάλογα με τη διάταξη των ημιαγωγών υπάρχουν δυο τύποι τρανζίστορ, τα pnp (σχ. 5.1α) και τα npn (σχ. 5.1β). Στην ίδια εικόνα φαίνονται τα σύμβολα των τρανζίστορ αυτών. Τα ρεύματα που διαρρέουν τούς τρεις ακροδέκτες είναι το **ρεύμα εκπομπού** (I_E), που έχει πάντα την ίδια φορά με το βέλος του συμβόλου (δηλαδή στο pnp τρανζίστορ εισέρχεται ενώ στο npn τρανζίστορ εξέρχεται), το **ρεύμα συλλέκτη** (I_C), και το **ρεύμα βάσης** (I_B) που έχουν και τα δυο αντίθετη πορεία από το ρεύμα εκπομπού. Λόγω του Α' κανόνα του Kirchhoff αν θεωρήσουμε ολόκληρο το τρανζίστορ σαν κόμβο, θα ισχύει

$$I_E = I_B + I_C$$



Σχ. 5.1 Δομή ρεύματα και τάσεις σε τρανζίστορ (α) pnp (β) npn

Οι τάσεις που εφαρμόζονται στους ακροδέκτες του τρανζίστορ είναι η **τάση βάσης - εκπομπού** V_{BE} , η **τάση συλλέκτη - εκπομπού** V_{CE} , και η **τάση συλλέκτη - βάσης** V_{CB} διαφέρουν κάθε φορά ανάλογα με το σημείο λειτουργίας. Λόγω του Β' κανόνα του Kirchhoff θα ισχύει

$$V_{CB} = V_{CE} - V_{BE}$$

Από τις δυο επαφές, αυτή που βρίσκεται πιο κοντά στον εκπομπό (J_E) λέγεται **επαφή εκπομπού** ενώ αυτή που βρίσκεται πιο κοντά στο συλλέκτη λέγεται **επαφή συλλέκτη**.

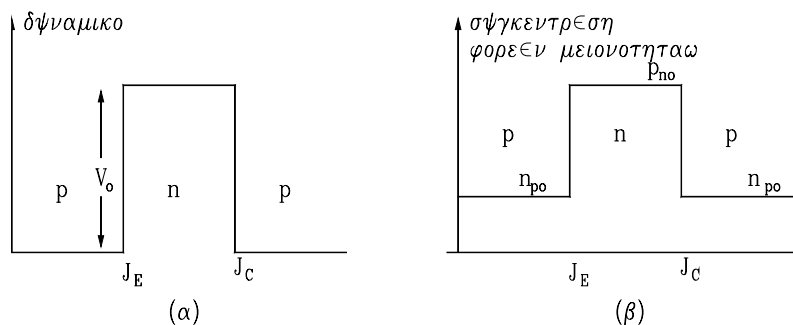
Ρεύματα στο τρανζίστορ επαφής

Όπως φαίνεται από την κατασκευή των τρανζίστορ (παράρτημα Α), η βάση έχει πολύ μικρό εύρος σε σχέση με το μήκος διάχυσης των φορέων ενώ η συγκέντρωση των προσμίξεων στη βάση είναι πολύ μικρότερη απ' ότι στις δυο άλλες περιοχές. Από την άλλη μεριά, η περιοχή του εκπομπού φαίνεται να περικλείεται σχεδόν από την περιοχή της βάσης και του συλλέκτη.

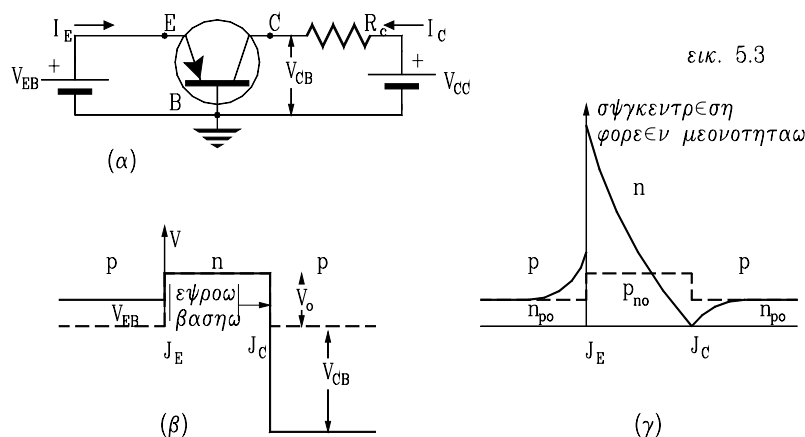
Τα κατασκευαστικά αυτά στοιχεία επιδρούν καθοριστικά πάνω στη συμπεριφορά του τρανζίστορ και προσδιορίζουν τη λειτουργία του.

Αν οι ακροδέκτες του τρανζίστορ δεν είναι συνδεδεμένοι, τότε είναι λογικό να μη διαρρέονται από ρεύμα. Αν στην επαφή του εκπομπού το δυναμικό ανυψώνεται κατά V_o , τότε θα είναι και η πτώση

εικ. 5.2



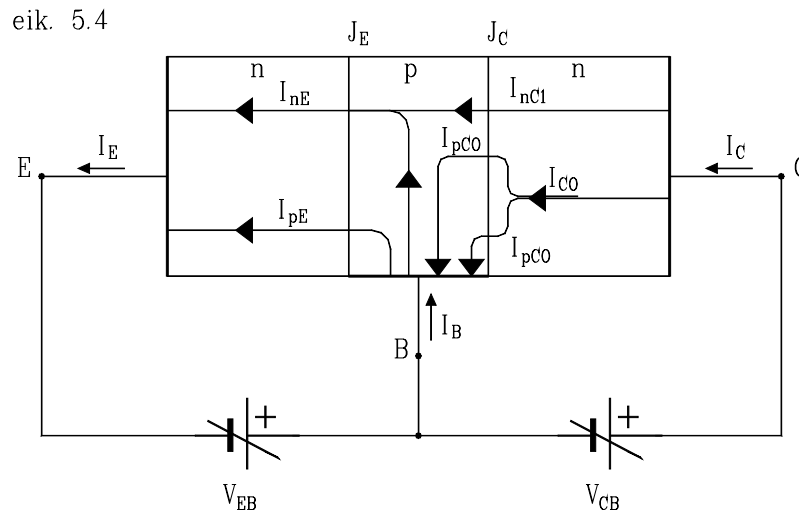
Σχ. 5.2 Μεταβολή (α) του δυναμικού και (β) της συγκέντρωσης φορέων μειονότητας κατά μήκος των επαφών, χωρίς την εφαρμογή εξωτερικής τάσης.



Σχ. 5.3 Πόλωση pnp τρανζίστορ στην ενεργό περιοχή.

του στην επαφή του συλλέκτη δεδομένου ότι ακολουθείται η αντίθετη πορεία από πλευράς υλικού. Έτσι το δυναμικό Κατά μήκος των επαφών είναι αυτό της σχ. 5.2α. Αντίστοιχα η συγκέντρωση των φορέων μειονότητας φαίνεται στην σχ.5.2β. Να σημειώσουμε εδώ ότι η διαφορά που υπάρχει εδώ ανάμεσα στις συγκεντρώσεις θερμικής ισορροπίας p_{no} και n_{po} , είναι πολύ μεγαλύτερη απ' ό,τι δείχνει η εικόνα και οφείλεται στη μεγάλη διαφορά προσμίξεων ανάμεσα στη βάση (n) και τον εκπομπού - συλλέκτη (p). Αλλά ας δούμε τώρα τι γίνεται όταν το τρανζίστορ είναι πολωμένο στην **ενεργό περιοχή**, δηλαδή με την επαφή του εκπομπού ορθά πολωμένη και την επαφή του συλλέκτη ανάστροφα πολωμένη (σχ. 5.3). Η πόλωση αυτή έχει εξαιρετικό ενδιαφέρον γιατί έτσι το τρανζίστορ λειτουργεί σαν ενισχυτής. Όπως είναι φυσικό με αυτή την πόλωση θα μειωθεί ο φραγμός δυναμικού στην επαφή εκπομπού κατά V_{BE} και θα αυξηθεί ο φραγμός δυναμικού στην επαφή του συλλέκτη κατά V_{CE} . Έτσι η μεταβολή του δυναμικού Κατά μήκος των επαφών θα είναι αυτή της σχ. 5.4α. Η κατάσταση αυτή του δυναμικού προκαλεί ουσιαστικές αλλαγές στην κατανομή της συγκέντρωσης των φορέων μειονότητας που πλέον παίρνει τη μορφή της σχ. 5.4β. Η μορφή αυτή συνδυάζει τις κατανομές κατά μήκος μιας ορθά και μιας ανάστροφα πολωμένης επαφής.

Μια προσεκτική ματιά στην πόλωση και τις κατανομές του δυναμικού και των φορέων μειονότητας, αρκεί για να συμπεράνουμε το τι ρεύματα διαρρέουν το τρανζίστορ. Έτσι η επαφή του συλλέκτη



Σχ. 5.4 Ρεύματα σε τρανζίστορ πολωμένο στην ενεργό περιοχή.

διαρέεται από το αναστροφο ρεύμα κόρου αυτής της επαφής (I_{CO}), που οφείλεται σε ηλεκτρόνια (I_{nCO}) και οπές (I_{pCO}). Προφανώς θα ισχύει

$$I_{CO} = I_{nCO} + I_{pCO}$$

Η επαφή του εκπομπού λόγω της ορθής πόλωσης της θα διαρέεται από ένα ρεύμα διάχυσης ηλεκτρονίων (I_{nE}) από τη βάση στον εκπομπό και ένα ρεύμα διάχυσης οπών (I_{pE}) από τον εκπομπό στη βάση. Επειδή είναι $n_{p0} \gg n_{p0}$ τότε από τη σχέση () συνεπάγεται ότι $I_{pE} \gg I_{nE}$ και βέβαια

$$I_E = I_{pE} + I_{nE} \cong I_{pE}$$

Το ρεύμα I_{nE} είναι ρεύμα ηλεκτρονίων που διαχέονται από τη βάση στον εκπομπό και εκεί επανασυνδέονται. Το ρεύμα I_{pE} είναι ρεύμα οπών που διαχέονται από τον εκπομπό προς τη βάση. Εκεί όμως ένα μικρό μέρος επανασυνδέεται ενώ το μεγαλύτερο εισέρχεται στην περιοχή απογύμνωσης της επαφής του συλλέκτη όπου επιταχύνεται από το υπάρχον ισχυρό ηλεκτρικό πεδίο και περνάει στο συλλέκτη (I_{pC}). Αυτό γίνεται γιατί από τη μια το εύρος της βάσης είναι πολύ μικρό και άρα κατά τη διαδρομή των φορέων μέσα σ' αυτή ελάχιστοι θα προλάβουν να επανασυνδεθούν, από την άλλη η συγκέντρωση ηλεκτρονίων στη βάση είναι μικρή λόγω της μικρής συγκέντρωσης πρόσμιξης, γεγονός που επίσης δυσκολεύει την επανασύνδεση.

Σύμφωνα με τα παραπάνω η κατάσταση μέσα στο τρανζίστορ από πλευράς κυκλοφορούντων ρευμάτων είναι αυτή που φαίνεται στην σχ. 5.4. Το ρεύμα I_{pC} είναι ένα κλάσμα του ρεύματος I_{pE} πολύ μεγάλο όμως. Έτσι μπορούμε να πούμε ότι το συνολικό ρεύμα συλλέκτη είναι

$$I_C = I_{pC} + I_{CO} = \alpha I_E + I_{CO}$$

ή

$$I_C \cong \alpha I + I_{CO}$$

όπου α είναι ένας αριθμός μικρότερος αλλά πολύ κοντά στη μονάδα (π.χ. 0.99) και εκφράζει το ποσοστό των φορέων που διαχεόμενοι από τον εκπομπό προς τη βάση τη διαπερνούν και φτάνουν στο συλλέκτη. Πιο καλά το α ορίζεται από τη σχ. 5.5.

$$\alpha \equiv \frac{I_C - I_{CO}}{I_E}$$

δηλαδή είναι η αύξηση του ρεύματος συλλέκτη πάνω από την τιμή αποκοπής προς την αύξηση του ρεύματος εκπομπού πάνω από την τιμή αποκοπής. Το α λέγεται **ενίσχυση ρεύματος για μεγάλα σήματα** στη συνδεσμολογία κοινής βάσης.

Η παραπάνω σχ. 5.5 ισχύει ειδικά όταν το τρανζίστορ είναι πολωμένο στην ενεργό περιοχή. Γενικά όμως, αν πρέπει να συμπεριληφθεί και η περίπτωση οποιασδήποτε πόλωσης της επαφής του συλλέκτη, το ρεύμα συλλέκτη θα δίνεται από τη σχέση

$$I_C = \alpha I_E - I_{CO} (e^{V_{CB}/V_T} - 1)$$

όπου φυσικά $V_T = kT/q_e$.

Παρατηρούμε εδώ ότι το συνολικό ρεύμα συλλέκτη αποτελείται από δυο συνιστώσες. Η μια συνιστάται από το ρεύμα που προέρχεται από τον εκπομπό και η άλλη από το ρεύμα επαφής του συλλέκτη.

Βασικές συνδεσμολογίες του Τρανζίστορ

Για πόλωση του τρανζίστορ στην ενεργό περιοχή (σχ. 5.3) παρατηρούμε ότι απαιτούνται δύο κυκλώματα (βρόχοι), το κύκλωμα εκπομπού - βάσης και το κύκλωμα συλλέκτη - βάσης. Το ρεύμα συλλέκτη (I_C), δίνεται από τη σχέση 5.5 και αν δεχτούμε ότι το ρεύμα I_{CO} σαν ανάστροφο ρεύμα κόρου είναι πολύ μικρότερο της άλλης συνιστώσας (αI_E), τότε μπορούμε να πούμε ότι με πολύ καλή προσέγγιση ισχύει η σχέση

$$I_C \cong \alpha I_E$$

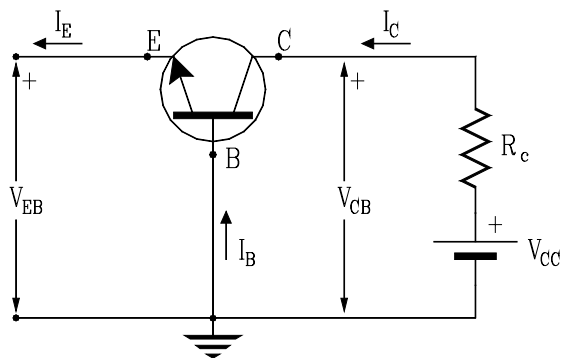
Εδώ βλέπουμε μια σχέση αναλογίας που συνδέει δυο μεγέθη που το καθένα αφορά ξεχωριστό κύκλωμα. Αν επομένως μεταβληθεί το I_E , το ρεύμα I_C θα ακολουθήσει τη μεταβολή αυτή. Στο γεγονός αυτό οφείλεται ο χαρακτηρισμός του τρανζίστορ σαν **πηγή ρεύματος ελεγχόμενη από ρεύμα**. Επειδή το α είναι πολύ κοντά στη μονάδα επομένως τα ρεύματα I_C και I_E είναι πολύ κοντά το ένα με το άλλο. Αυτό συμβαίνει ανεξάρτητα από την τάση πόλωσης του κάθε ενός κυκλώματος από τα δυο, γεγονός που ώθησε στην παραδοχή ότι το τρανζίστορ κάνει μία **μεταφορά αντίστασης** απ' όπου και το όνομά του **TRANS - ResISTOR**.

Σύμφωνα με τη λογική που αναπτύχθηκε παραπάνω, η όλη συμπεριφορά του τρανζίστορ μπορεί να μελετηθεί καλύτερα αν θεωρήσουμε ότι πρόκειται για κάποια διάταξη με πρόσβαση σε δυο κυκλώματα έχοντας δηλαδή δυο πύλες, την **είσοδο** και την **Έξοδο**, (**δίπυλη διάταξη**) ή με άλλα λόγια τέσσερις ακροδέκτες (**τετράπολο**). Η εσωτερικές διεργασίες δεν ενδιαφέρουν αλλά μόνο η απόκριση της διάταξης σε εξωτερικά ερεθίσματα, που προσδιορίζεται με ακρίβεια αν είναι γνωστή η αλληλεξάρτηση τεσσάρων μεγεθών. Του ρεύματος και της τάσης εισόδου και του ρεύματος και της τάσης εξόδου. Επειδή το τρανζίστορ έχει τρεις ακροδέκτες, η αντιστοίχηση του με τετράπολο γίνεται αν ο ένας ακροδέκτης είναι κοινός για την είσοδο και την έξοδο. Το ποιος ακροδέκτης θα είναι κοινός καθορίζει και το είδος της συνδεσμολογίας. Έτσι όταν η βάση είναι ο κοινός ακροδέκτης έχουμε τη συνδεσμολογία **κοινής βάσης** (common base), ενώ αντίστοιχα όταν ο εκπομπός ή ο συλλέκτης είναι κοινός, έχουμε τις συνδεσμολογίες **κοινού εκπομπού** (common emitter) και **κοινού συλλέκτη** (common collector). Τις συνδεσμολογίες αυτές που βλέπουμε στην σχ. 5.5 θα εξετάσουμε στα παρακάτω κεφάλαια.

Συνδεσμολογία κοινής βάσης

Στη συνδεσμολογία αυτή, η βάση είναι ο κοινός ακροδέκτης στα κυκλώματα εισόδου και εξόδου. Τα τέσσερα μεγέθη που καθορίζουν τη συμπεριφορά του τρανζίστορ είναι το ρεύμα εκπομπού (I_E), το ρεύμα συλλέκτη (I_C), η τάση εκπομπού - βάσης (V_{EB}), και η τάση συλλέκτη - βάσης (V_{CB}). Αν από τα μεγέθη αυτά θεωρήσουμε τα δυο

eik. 5.5



Σχ. 5.5 Συνδεσμολογία κοινής βάσης.

σαν ανεξάρτητες μεταβλητές τότε τα άλλα δυο θα είναι εξαρτημένες, δηλαδή συναρτήσεις των δυο προηγούμενων. Η σχέση 5.7 μας υποδεικνύει σαν δυο ανεξάρτητες μεταβλητές τα μεγέθη I_E , V_E . Άρα

$$I_C = f_1(I_E, V_{CB})$$

και παρόμοια

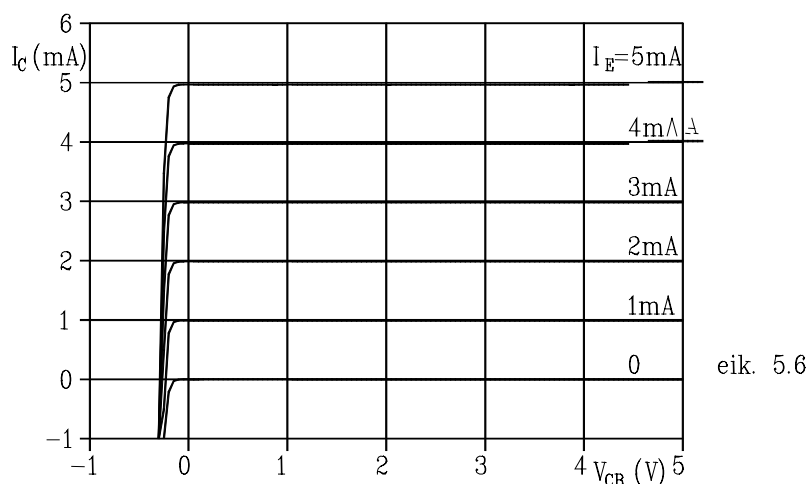
$$V_{EB} = f_2(I_E, V_{CB})$$

Οι συναρτήσεις (5.9), (5.10), μπορούν να παρασταθούν γραφικά η καθεμιά από ένα σμήνος καμπυλών που λέγονται για μεν τη σχέση (5.9), **χαρακτηριστικές καμπύλες εξόδου**, ενώ για τη σχέση (5.10) **χαρακτηριστικές καμπύλες εισόδου**.

ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΕΣ ΚΑΜΠΥΛΕΣ ΕΞΟΔΟΥ

Είναι ουσιαστικά η γραφική παράσταση της σχέσης (5.7) με την τάση V_{CB} να μεταβάλλεται στον οριζόντιο άξονα και το ρεύμα (I_E) σαν παράμετρο. Το όλο διάγραμμα διακρίνεται σε τρεις περιοχές που η κάθε μια χαρακτηρίζεται από ορισμένη συμπεριφορά του τρανζίστορ.

ΕΝΕΡΓΟΣ ΠΕΡΙΟΧΗ Είναι η περιοχή δεξιά της ευθείας $V_{CB} = 0$ και πάνω από την καμπύλη $I_E = 0$. Τα δεδομένα αυτά σημαίνουν ότι στο τρανζίστορ, η επαφή του εκπομπού είναι πολωμένη ορθά και η επαφή του συλλέκτη ανάστροφα. Έτσι το ρεύμα που διαρρέει το συλλέκτη είναι αυτό που καθορίζει η σχέση (5.5). Η σχεδόν γραμμική εξάρτηση του ρεύματος εξόδου από το ρεύμα εισόδου σημαίνει τη λειτουργία



eik. 5.6

Σχ. 5.6 Χαρακτηριστικές καμπύλες εξόδου για τη συνδεσμολογία κοινής βάσης.

του τρανζίστορ σαν γραμμική διάταξη μέσα σ' αυτή την περιοχή. Επειδή το I_C δεν εξαρτάται από την τάση V_{CB} , τα αντίστοιχα τμήματα των χαρακτηριστικών καμπυλών θα είναι ευθείες

παράλληλες στον οριζόντιο άξονα. Στην πραγματικότητα υπάρχει μια μικρή ανοδική κλίση λόγω του **φαινομένου Early** (βλ. επόμενη παράγραφο). Σύμφωνα μ' αυτό το φαινόμενο η αύξηση της ανάστροφης τάσης της επαφής του συλλέκτη προκαλεί μικρή αύξηση του α άρα και του ρεύματος I_C .

ΠΕΡΙΟΧΗ ΑΠΟΚΟΠΗΣ Η περιοχή αυτή βρίσκεται δεξιά της ευθείας $V_{CB} = 0$ και κάτω της καμπύλης $I_E = 0$. Αυτό σημαίνει ότι και οι δυο επαφές εκπομπού και συλλέκτη είναι ανάστροφα πολωμένες. Άρα από το συλλέκτη δεν θα διέρχεται ρεύμα παρά μόνο το ελάχιστο ανάστροφο ρεύμα κόρου (I_{CO}) όπως φαίνεται και από τη σχέση (5.5).

Το μικρό αυτό ρεύμα είναι ένα από τα χαρακτηριστικά του κάθε τρανζίστορ και οι κατασκευαστές το δίνουν σαν ρεύμα μεταξύ συλλέκτη βάσης όταν το κύκλωμα εκπομπού είναι ανοικτό (I_{CBO}). Θεωρητικά ισχύει

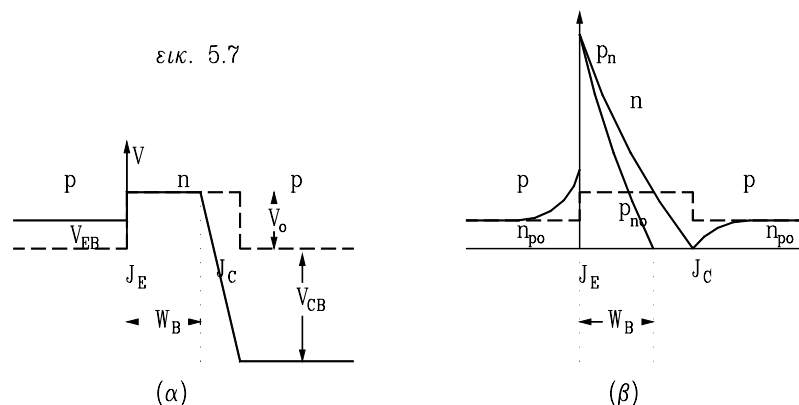
$$I_{CBO} = I_{CO}$$

Στην πραγματικότητα το I_{CBO} είναι λίγο μεγαλύτερο γιατί περιλαμβάνει ρεύματα που διέρχονται από την επιφάνεια του ημιαγωγού καθώς και ρεύματα διαρροών μέσα από το κοντινό περιβάλλον του κρυστάλλου, αλλά και ρεύματα που οφείλονται σε πολλαπλασιασμό των φορέων μέσα στην περιοχή απογύμνωσης της επαφής.

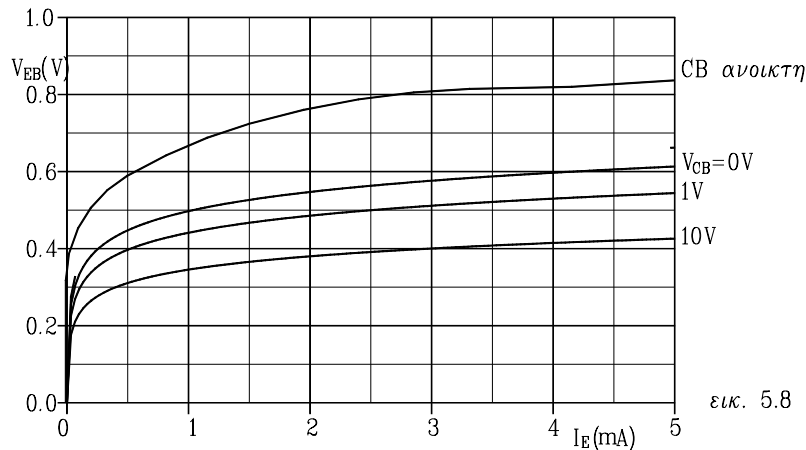
ΠΕΡΙΟΧΗ ΚΟΡΟΥ Περιλαμβάνει την περιοχή αριστερά της ευθείας $V_{CB} = 0$ και πάνω από την καμπύλη $I_E = 0$ και αντιστοιχεί σε ορθή πόλωση και των δυο επαφών του τρανζίστορ. Εδώ και οι δυο συνιστώσες του I_C συνεισφέρουν. Κατά ένα ποσοστό, όπως φαίνεται από τη σχέση (5.7). Για V_{CB} κοντά στο μηδέν η πρώτη συνιστώσα επικρατεί, ενώ όσο πιο πολύ μεγαλώνει η τάση **ορθής πόλωσης** V_{CB} τόσο πιο πολύ μεγαλώνει και μάλιστα εκθετικά η αντίστοιχη συνιστώσα, έτσι ώστε σε λίγα δέκατα του volt όταν γίνεται ίση με την πρώτη το ρεύμα να μηδενίζεται, και στη συνέχεια να παίρνει γρήγορα μεγάλες αρνητικές τιμές.

ΦΑΙΝΟΜΕΝΟ EARLY

Στο προηγούμενο κεφάλαιο είδαμε ότι εφαρμογή μιας ανάστροφης τάσης στην επαφή p-n, προκαλεί αύξηση της περιοχής απογύμνωσης (σχ.4.) και μάλιστα προς την πλευρά εκείνη του ημιαγωγού με τις λιγότερες προσμίξεις (σχ.4.). Έτσι μία αύξηση στη τάση ανάστροφης πόλωσης της επαφής συλλέκτη (V_{CB}) αυξάνει την περιοχή απογύμνωσης της επαφής αυτής προς την πλευρά της βάσης. Αυτό σημαίνει μείωση του **ενεργού εύρους της βάσης**, δηλαδή της περιοχής εκείνης της βάσης όπου γίνονται επανασυνδέσεις. Επίσης, μια τέτοια αλλαγή καθιστά περισσότερο απότομη τη μεταβολή της συγκέντρωσης φορέων μειονότητας μέσα στη βάση (σχ. 5.6β) άρα αυξάνει το ρεύμα διάχυσης φορέων από τον εκπομπού στη βάση που είναι περίπου το



Σχ. 5.7 Φαινόμενο Early. (α) Μεταβολή της κατανομής δυναμικού με την εφαρμοζόμενη τάση V_{CB} . (β) Μεταβολή της κατανομής της συγκέντρωσης φορέων μειονότητας.



Σχ. 5.8 Χαρακτηριστικές καμπύλες εισόδου για τη συνδεσμολογία κοινής βάσης.

ρεύμα I_E . Εκτός αυτού, επειδή το ενεργό εύρος της βάσης ελαττώνεται η πιθανότητα επανασύνδεσης στους διαχεόμενους φορείς, άρα μειώνεται το ρεύμα βάσης που ουσιαστικά είναι το ρεύμα επανασύνδεσης. Η αύξηση του I_E με ταυτόχρονη μείωση του I_B σημαίνει αύξηση του α του τρανζίστορ θα αυξηθεί κι' αυτό (σχ. 5.8).

ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΕΣ ΚΑΜΠΥΛΕΣ ΕΙΣΟΔΟΥ

Είναι οι καμπύλες της σχ. 5.7 όπου η τάση V_{EB} μεταβάλλεται στον κάθετο άξονα συναρτήσει του ρεύματος I_E που μεταβάλλεται στον οριζόντιο άξονα, με την τάση V_{EB} σαν παράμετρο. Για μια ορισμένη τιμή της τάσης V_{CB} (π.χ. ανοικτή), η αντίστοιχη καμπύλη είναι ουσιαστικά η χαρακτηριστική καμπύλη της επαφής εκπομπού που σε αντιστοιχία με τη σχέση (4.44) περιγράφεται από την εξίσωση

$$V_{EB} = V_T \ln(I_E / I_0)$$

όπου I_0 : το ανάστροφο ρεύμα κόρου της επαφής εκπομπού. Όταν τώρα αυξηθεί η ανάστροφη τάση της επαφής συλλέκτη (V_{CB}), λόγω του φαινομένου Early, για την ίδια τάση V_{EB} το ρεύμα I_E θα αυξηθεί. Διαφορετικά, για να διέρχεται τώρα το ίδιο ρεύμα, πρέπει η τάση V_{EB} να ελαττωθεί. Αυτό σημαίνει ότι η χαρακτηριστική καμπύλη μετατοπίζεται προς χαμηλότερες τιμές της τάσης.

Συνδεσμολογία κοινού εκπομπού

Στη συνδεσμολογία αυτή, ο εκπομπός είναι ο κοινός ακροδέκτης στα κυκλώματα εισόδου και εξόδου (σχ. 5.9). Τα μεγέθη που καθορίζουν τη συμπεριφορά του τρανζίστορ είναι τα ρεύματα βάσης (I_B) και συλλέκτη (I_C) και οι τάσεις V_{BE} και V_{CE} . Απ' αυτά τα δυο μπορούν να θεωρηθούν ανεξάρτητες μεταβλητές ενώ τα υπόλοιπα δυο θα είναι συναρτήσεις των προηγούμενων. Εδώ σαν ανεξάρτητες μεταβλητές λαμβάνονται το ρεύμα I_B και η τάση V_{CE} . Έτσι προκύπτουν οι σχέσεις

$$V_{BE} = \varphi_1(I_B, V_{CE})$$

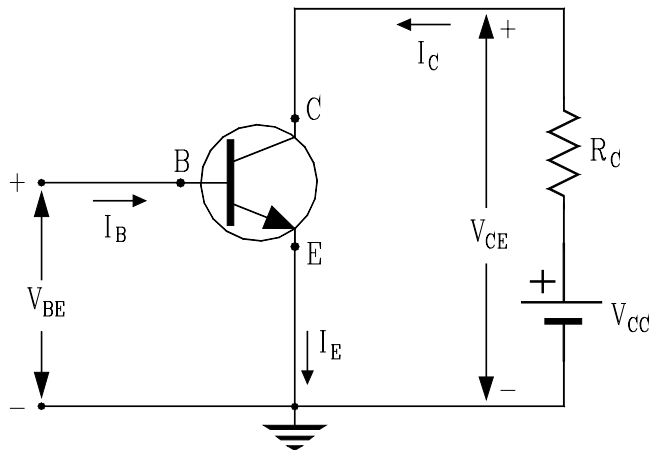
$$I_C = \varphi_2(I_B, V_{CE})$$

Η συνάρτηση (5.13) εκφράζει το σμήνος των χαρακτηριστικών καμπυλών εισόδου με παράμετρο την τάση V_{CE} , ενώ η συνάρτηση (5.14) το σμήνος των χαρακτηριστικών καμπυλών εξόδου με παράμετρο το ρεύμα I_B .

ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΕΣ ΚΑΜΠΥΛΕΣ ΕΙΣΟΔΟΥ

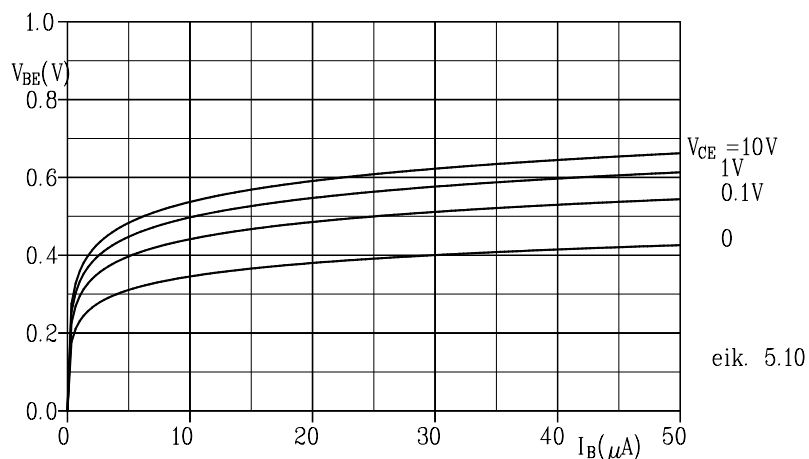
Παρατηρούμε ότι εκφράζουν την εξάρτηση της τάσης από την ένταση σε μια επαφή p-n όπως ακριβώς και στη συνδεσμολογία κοινής βάσης. Γι' αυτό ως προς τη μορφή θα μοιάζουν με τη χαρακτηριστική καμπύλη της διόδου (σχ. 5.10). Η μεταβολή της τάσης V_{CE} , λόγω της σχέσης (5.2) και επειδή η τάση V_{BE} δεν μεταβάλλεται αισθητά (είναι περίπου σταθερή στα

π.χ. 0.7V για το Si), ακολουθείται από μια ίση μεταβολή της τάσης V_{CB} . Αυτή λόγω του φαινομένου Early,



eik. 5.9

Σχ. 5.9 Τρανζίστορ ηρη σε συνδεσμολογία κοινού εκπομπού



eik. 5.10

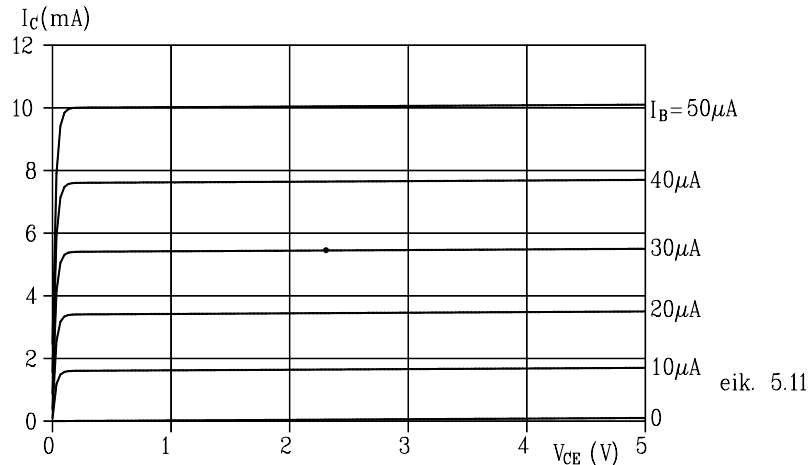
Σχ. 5.10 Χαρακτηριστικές καμπύλες εισόδου για συνδεσμολογία κοινού εκπομπού σε ηρη τρανζίστορ πυριτίου.

συνεπάγεται μείωση του ρεύματος I_E , που σημαίνει μετατόπιση της χαρακτηριστικής καμπύλης προς τα πάνω. Ωστόσο η μετατόπιση αυτή είναι αισθητή σε πολύ μικρές τάσεις, ενώ για τάσεις πάνω από 1V περίπου, δεν φαίνεται.

ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΕΣ ΚΑΜΠΥΛΕΣ ΕΞΟΔΟΥ

Είναι το σμήνος των χαρακτηριστικών καμπυλών της σχ. 5.11 με παράμετρο το ρεύμα βάσης I_B .

Οι καμπύλες έχουν κάποια ομοιότητα με τις χαρακτηριστικές



Σχ. 5.11 Χαρακτηριστικές καμπύλες εξόδου για ηρη τρανζίστορ πυριτίου σε συνδεσμολογία κοινού εκπομπού.

καμπύλες κοινής βάσης, ενώ το όλο διάγραμμα μπορεί να διαιρεθεί στις τρεις γνωστές περιοχές λειτουργίας.

ΕΝΕΡΓΟΣ ΠΕΡΙΟΧΗ Είναι η περιοχή πάνω από την καμπύλη $I_B = 0$ και δεξιά της ευθείας $V_{CE} =$ μερικά δέκατα του volt. Αν το σημείο λειτουργίας του τρανζίστορ βρίσκεται στην περιοχή αυτή σημαίνει ότι η επαφή του εκπομπού είναι πολωμένη ορθά και η επαφή του συλλέκτη ανάστροφα. Επομένως θα ισχύει η σχέση (5.5) που σε συνδυασμό με τη σχέση (5.1) δίνει

$$I_C = \alpha(I_C + I_B) + I_{CO}$$

και αν λύσουμε ως προς I_{CO}

$$I_C = \frac{\alpha I_B}{1 - \alpha} + \frac{I_{CO}}{1 - \alpha}$$

Ορίζουμε μια νέα παράμετρο

$$\beta \equiv \frac{1}{1 - \alpha}$$

οπότε, με βάση τον ορισμό αυτό, η σχέση (5.16) γίνεται

$$I_C = \beta I_B + (\beta + 1) I_{CO}$$

Επειδή $I_B \gg I_{CO}$, η παραπάνω σχέση μπορεί να γραφεί κατά προσέγγιση

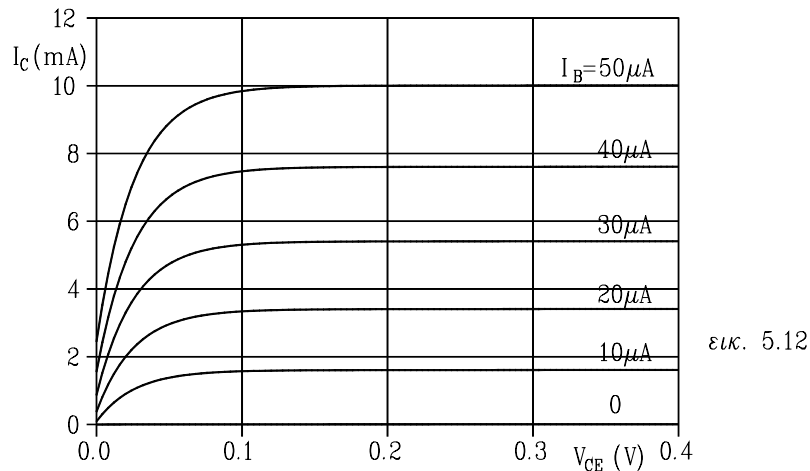
$$I_C \cong \beta I_B$$

και εκφράζει τη γραμμική εξάρτηση ανάμεσα σε είσοδο (I_B) και έξοδο (I_C).

Όπως φαίνεται και από τη σχέση (5.18), το ρεύμα I_C δεν εξαρτάται από την τάση V_{CE} , και επομένως τα τμήματα των καμπυλών που προκύπτουν για διάφορες τιμές του I_B θα είναι ευθείες οριζόντιες. Στην πραγματικότητα υπάρχει μια μικρή κλίση προς τα πάνω επειδή λόγω του φαινομένου Early, αύξηση της τάσης V_{CE} σημαίνει αύξηση του α , συνεπώς αύξηση του β (σχ. 5.17), και τέλος αύξηση του I_C (σχ. 5.18). Η κλίση αυτή θα είναι τόσο μεγαλύτερη όσο μεγαλύτερα είναι τα ρεύματα που αναφέρεται.

ΠΕΡΙΟΧΗ ΚΟΡΟΥ Είναι η περιοχή λειτουργίας πάνω από την καμπύλη $I_B = 0$ και δεξιά από την ευθεία $V_{CE} =$ μερικά δέκατα του volt. Εδώ και οι δυο επαφές είναι ορθά πολωμένες. Οι τιμές του ρεύματος I_C στην περιοχή κόρου προσδιορίζονται από τη σχέση

$$I_C = \beta I_E - (\beta + 1) I_{CO} (e^{V_{CB}/V_T} - 1)$$



Σχ. 5.12 Χαρακτηριστικές καμπύλες εξόδου τρανζίστορ σε συνδεσμολογία κοινού εκπομπού. Ανάπτυξη της περιοχής κόρου.

όπου $V_{CB} = V_{CE} - V_{BE}$. Το ρεύμα I_C δηλαδή αποτελείται από δυο συνιστώσες. Η πρώτη απ' αυτές παραμένει περίπου σταθερή για ορισμένες τιμές της παραμέτρου I_B . Η δεύτερη συνιστώσα ενώ για τιμές της V_{CE} πάνω από μερικά δέκατα του volt είναι αμελητέα, όσο η V_{CE} τείνει στο μηδέν, τόσο αυτή αυξάνεται εκθετικά. Για $V_{CE} = 0$ οι δυο συνιστώσες γίνονται ίσες ενώ για αρνητικές τιμές της V_{CE} η δεύτερη συνιστώσα επικρατεί και μαζί της μεγάλα αρνητικά ρεύματα στο τρανζίστορ.

Παρατηρώντας την σχ. 5.11 βλέπουμε ότι στην περιοχή κόρου για οποιαδήποτε τιμή της παραμέτρου I_B , η τάση V_{CE} διατηρείται περίπου σταθερή. Στην πραγματικότητα αυτή μεταβάλλεται σε συνάρτηση και με το ρεύμα I_C και με το ρεύμα I_B αλλά είναι τόσο μικρή η μεταβολή που ελάχιστα διακρίνεται. Περισσότερη λεπτομέρεια φαίνεται στην σχ. 5.12 όπου ο οριζόντιος άξονας έχει αναπτυχθεί αρκετά. Το γεγονός αυτό επιτρέπει την παραδοχή ότι η τάση V_{CE} ενός τρανζίστορ πολωμένου στον κόρο είναι περίπου σταθερή και άρα μπορεί να χρησιμοποιηθεί μια ενιαία τιμή, που λέγεται **τάση κόρου** ($V_{CE\text{κόρου}}$). Η τάση κόρου παίρνει τιμές 0.2V περίπου για το Si και 0.1V για το Ge.

Αντίσταση κόρου (Saturation Resistance) λέγεται το πηλίκο της τάσης κόρου προς το ρεύμα που διαρρέει το τρανζίστορ ($V_{CE\text{κόρου}}/I_C$). Εκφράζει την ωμική αντίσταση για μεγάλα σήματα που παρουσιάζει το τρανζίστορ όταν είναι πολωμένο στον κόρο. Η τιμή της αντίστασης αυτής μπορεί να είναι πολύ μικρή (εξαρτώμενη πάντως από το ρεύμα πόλωσης) με τυπική τιμή π.χ. 20Ω. Με τα δεδομένα αυτά το πολωμένο στον κόρο τρανζίστορ, μπορεί θεωρηθεί σαν διακόπτης κλειστός μεταξύ των ακροδεκτών C και E.

ΠΕΡΙΟΧΗ ΑΠΟΚΟΠΗΣ Είναι η περιοχή κάτω από την καμπύλη $I_B = 0$. Αυτό σημαίνει ότι εδώ και οι δυο επαφές είναι ανάστροφα πολωμένες. Σύμφωνα με τα γνωστά το ρεύμα που θα διαρρέει τον συλλέκτη του τρανζίστορ θα είναι $(\beta+1)I_{CO}$ (σχέση. 5.18). Το ρεύμα I_B θα είναι μηδέν γιατί επειδή η επαφή εκπομπού είναι ανάστροφα πολωμένη, δεν θα συμβαίνει διάχυση ούτε επανασυνδέσεις.

Οι κατασκευαστές δίνουν σαν χαρακτηριστικό του κάθε τρανζίστορ το ρεύμα μεταξύ συλλέκτη και εκπομπού όταν το κύκλωμα της βάσης είναι ανοικτό (I_{CEO}). Το ρεύμα αυτό θεωρητικά θα είναι

$$I_{CEO} = (\beta+1)I_{CO}$$

Οι σχέσεις (5.21) και (5.11) σε συνδυασμό δίνουν την σχέση που έχουν οι παράμετροι I_{CBO} και I_{CEO} μεταξύ τους

$$I_{CEO} = (\beta+1)I_{CBO}$$

Σε κάθε περίπτωση στην περιοχή αποκοπής, το ρεύμα συλλέκτη είναι πάρα πολύ μικρό, αμελητέο μπορούμε να πούμε μπροστά στις τιμές των άλλων ρευμάτων. Έτσι σε οποιαδήποτε τάση η αντίσταση που εμφανίζεται ανάμεσα στους ακροδέκτες C και E είναι πάρα πολύ μεγάλη γεγονός που καθιστά το τρανζίστορ αν πολωθεί στην περιοχή αποκοπής, ισοδύναμο με ανοικτό διακόπτη. Ο συνδυασμός του γεγονότος αυτού, με το αντίστοιχο που συμβαίνει

στην περιοχή κόρου, επιτρέπει στο τρανζίστορ να χρησιμοποιηθεί σαν διακόπτης που θα ελέγχεται από το ρεύμα I_B εφ' όσον είναι δυνατό έτσι το τρανζίστορ να μετάγεται από την περιοχή κόρου στην περιοχή αποκοπής και αντίστροφα.

ΕΝΙΣΧΥΣΗ ΡΕΥΜΑΤΟΣ ΓΙΑ ΜΕΓΑΛΑ ΣΗΜΑΤΑ

Από τη σχέση (5.18) αν λύσουμε ως προς β παίρνουμε

$$\beta = \frac{I_C - I_{CO}}{I_B - I_{CO}}$$

Η σχέση αυτή δίνει μια έκφραση του β , δηλαδή σαν το πηλίκο την αύξησης του ρεύματος συλλέκτη πάνω από την τιμή I προς την αύξηση του ρεύματος βάσης πάνω απ' αυτή την τιμή. Η έκφραση αυτή προσδιορίζει το β σαν **ενίσχυση ρεύματος για μεγάλα σήματα**.

Επειδή το ρεύμα I είναι πολύ μικρό σε σχέση με τα ρεύματα I και I_B (5.23) μπορεί να γραφεί ως εξής.

$$\beta \cong \frac{I_C}{I_B} \equiv h_{FE}$$

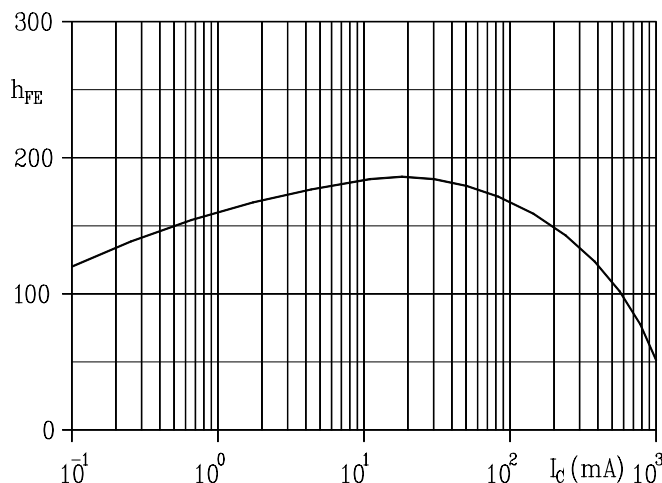
Η παράμετρος h_{FE} δίνεται από τους κατασκευαστές για κάθε τρανζίστορ και επειδή ορίζεται από το λόγο δυο τιμών ρεύματος πόλωσης, λέγεται **ενίσχυση ρεύματος DC**.

Η ενίσχυση ρεύματος DC εξαρτάται από το σημείο λειτουργίας του τρανζίστορ και κυρίως από το ρεύμα πόλωσης I_C . Η εξάρτηση αυτή φαίνεται στην σχ. 5.13 για ένα συγκεκριμένο τρανζίστορ, το BC107.

Η ενίσχυση ρεύματος DC όπως φαίνεται και από τη σχέση (5.24) είναι περίπου ίση με την ενίσχυση ρεύματος για μεγάλα σήματα και συχνά μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε υπολογισμούς το ένα μέγεθος αντί του άλλου. Σε καμία περίπτωση όμως δεν πρέπει να συγχέεται με την **ενίσχυση ρεύματος για μικρά σήματα** (Small-signal current gain) h_{fe} που ορίζεται σαν ο λόγος μικρών μεταβολών του ρεύματος συλλέκτη και του ρεύματος βάσης, για ορισμένη σταθερή τάση V_{CE} .

$$h_{fe} = \left. \frac{\partial I_C}{\partial I_B} \right|_{V_{CE} = \text{σταθ.}}$$

Από τη σχέση (5.18) αν παραγωγίσουμε ως προς I_C λαβαίνοντας υπόψη ότι το ρεύμα $I_{CO} \cong I_{CBO}$ δεν εξαρτάται από το I_C , παίρνουμε



eik. 5.13

Σχ. 5.13 Μεταβολή του h_{FE} σε συνάρτηση με το ρεύμα συλλέκτη (I_C)

$$1 = \frac{\partial \beta}{\partial I_C} I_B + \beta \frac{\partial I_B}{\partial I_C} + \frac{\partial \beta}{\partial I_C} I_{CBO}$$

και παίρνοντας $\beta = h_{FE}$ και με τη βοήθεια της σχέσης (5.25)

$$1 = \frac{\partial \beta}{\partial I_C} (I_B + I_{CBO}) I_B + \frac{h_{FE}}{h_{fe}}$$

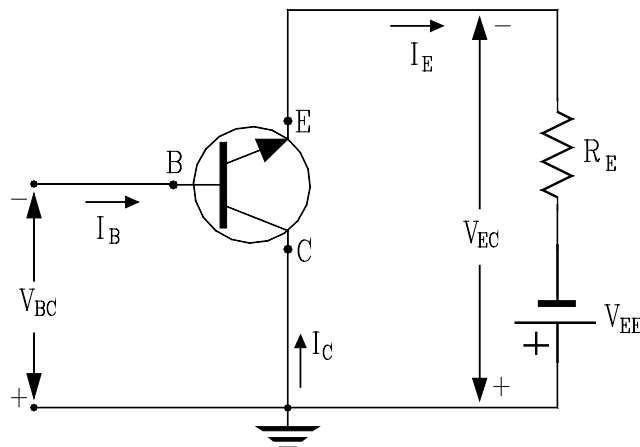
και λύνοντας ως προς h_{fe}

$$h_{fe} = \frac{h_{FE}}{1 - (I_{CBO} - I_B) \frac{\partial h_{FE}}{\partial I_C}}$$

Η σχέση αυτή δείχνει ότι για μικρά ρεύματα $h_{fe} \gg h_{FE}$ ενώ το αντίθετο συμβαίνει για μεγάλα ρεύματα. Το ποια θα είναι μικρά ή μεγάλα ρεύματα κρίνεται για κάθε τρανζίστορ σχετικά με τη θέση τους ως προς το ρεύμα μέγιστου h_{FE} (βλ. εικόνα 5.13)

Συνδεσμολογία κοινού συλλέκτη

Στη συνδεσμολογία αυτή, ο συλλέκτης είναι ο κοινός ακροδέκτης στα κυκλώματα εισόδου και εξόδου (σχ. 5.14). 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} . Απ' αυτά τα δυο μπορούν να θεωρηθούν ανεξάρτητες μεταβλητές ενώ τα υπόλοιπα δυο θα είναι συναρτήσεις των προηγούμενων. Εδώ ανεξάρτητες μεταβλητές θα είναι τα μεγέθη I_B , V_{EC} . Άρα



eik. 5.14

Σχ. 5.14 Τρανζίστορ ηρη σε συνδεσμολογία κοινού συλλέκτη.

$$I_E = g_1(I_B, V_{EC})$$

και παρόμοια

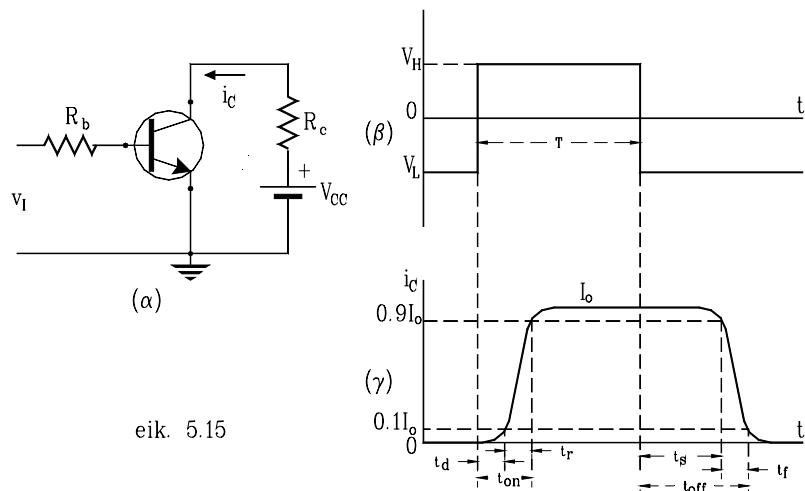
$$V_{BC} = g_2(I_B, V_{EC})$$

Οι χαρακτηριστικές καμπύλες κοινού συλλέκτη είναι περίπου ίδιες με τις χαρακτηριστικές καμπύλες κοινού εκπομπού, ενώ εκεί όπου χρειάζονται αντικαθίστανται απ' αυτές. Για το λόγο αυτό οι κατασκευαστές αποφεύγουν να δίνουν τέτοιες καμπύλες, αλλά ούτε και εμείς θα ασχοληθούμε με το θέμα αυτό.

Χρόνοι διακοπής στα τρανζίστορ

Η λειτουργία του τρανζίστορ σαν διακόπτης βρίσκει ευρεία εφαρμογή στα ψηφιακά κυκλώματα όπου το τρανζίστορ κατά τη λειτουργία του μεταπηδά συνεχώς από την περιοχή κόρου στην περιοχή αποκοπής και αντίστροφα, και αυτές οι δυο καταστάσεις είναι που

προσδιορίζουν την τιμή που θα πάρει ένα δυαδικό ψηφίο (μηδέν ή ένα). Σημασία έχει εδώ, όπως και στις διόδους, ο χρόνος απόκρισης στο αίτιο που προκαλεί τη μεταβολή. Πραγματικά, αν στην είσοδο του κυκλώματος της σχ. 5.15α εφαρμοστεί τετραγωνικός παλμός (σχ. 5.15β), τότε το ρεύμα συλλέκτη (i_c) θα μεταβληθεί όπως δείχνει η σχ. 5.15γ. στην προσπάθειά του να ακολουθήσει τη διέγερση που προκαλεί ο παλμός. Παρατηρούμε ότι από τη στιγμή που στον παλμό διέγερσης η τάση μεταπηδά από V_L σε V_H , μέχρι τη στιγμή που το i_c φθάσει το 10% της μέγιστης τιμής του ($\approx V_{CC}/R_c$), μεσολαβεί ένα χρονικό διάστημα t_d που λέγεται **χρόνος καθυστέρησης** (delay time). Από τη στιγμή αυτή, μέχρι το ρεύμα να φθάσει στο 90% της μέγιστης τιμής του μεσολαβεί κάποιος χρόνος (t_r) που λέγεται **χρόνος ανόδου** (rise time). Οι δυο αυτοί χρόνοι μαζί αποτελούν τον **χρόνο ανοίγματος** (turn-on time) $t_{ON} = t_d + t_r$. Από τη στιγμή που στον παλμό διέγερσης, η τάση μεταπηδά από V_H σε V_L μέχρι το ρεύμα που πλέον θα αρχίσει να ελαττώνεται φθάσει το 90% της μέγιστης τιμής του μεσολαβεί κάποιο χρονικό διάστημα (t_s) που λέγεται **χρόνος αποθήκευσης** (storage time). Η πτώση του ρεύματος από το 90% στο 10% απαιτεί τον λεγόμενο **χρόνο πτώσης** (fall time) t_f , ενώ οι χρόνοι αποθήκευσης και πτώσης μαζί, αποτελούν τον λεγόμενο **χρόνο διακοπής** (turnoff time) (t_{OFF}).



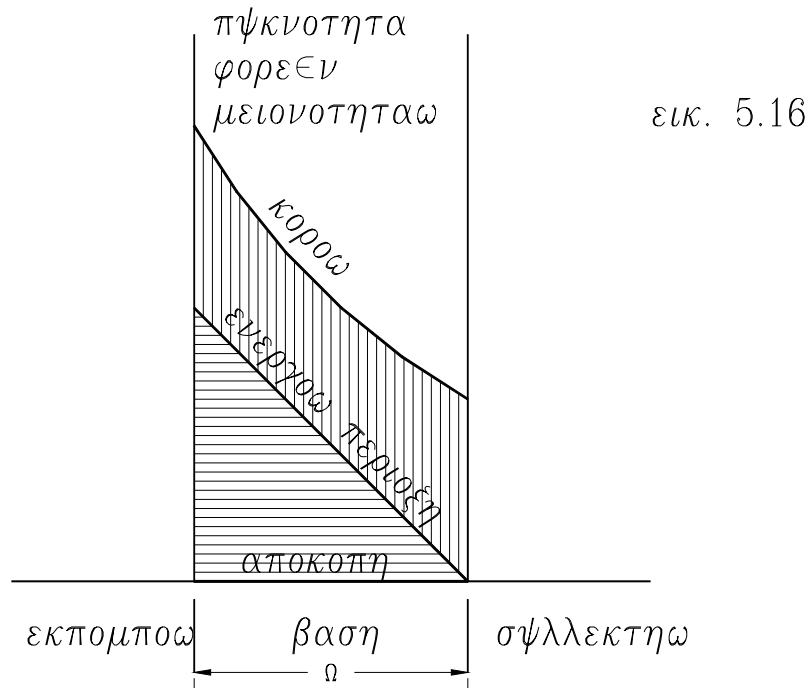
eik. 5.15

Σχ. 5.15 (α) Πόλωση του τρανζίστορ (β) Παλμός διέγερσης (γ) Η απόκριση του τρανζίστορ.

Για ένα τρανζίστορ ειδικά κατασκευασμένο για διακόπτης, οι παραπάνω χρόνοι μπορεί να είναι πολύ μικροί, όπως π.χ. για το PN4275 όπου $t_d=7\text{ns}$, $t_r=8\text{ns}$, $t_s=5\text{ns}$, $t_f=8\text{ns}$. Ας δούμε όμως ποιοι παράγοντες επιδρούν στη διαμόρφωση των παραπάνω χρόνων.

Κατ' αρχάς, ο χρόνος καθυστέρησης οφείλεται στους εξής λόγους.

- Κάποιος χρόνος χρειάζεται για να φορτιστεί η χωρητικότητα της επαφής εκπομπού από φορείς μειονότητας που διαχέονται στην περιοχή αυτή.
- Χρόνος χρειάζεται για να περάσουν οι φορείς την περιοχή της βάσης.
- Χρόνος χρειάζεται για να ανυψωθεί το ρεύμα στο 10% της μέγιστης τιμής του



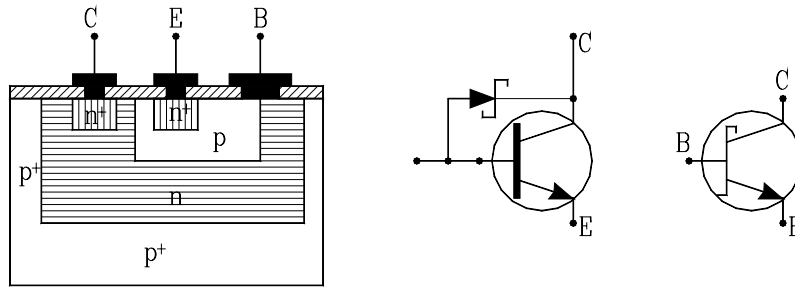
Σχ. 5.16 Συγκέντρωση των φορέων μειονότητας στη βάση για πόλωση στην περιοχή κόρου, αποκοπής και ενεργό περιοχή.

Ο χρόνος ανόδου και ο χρόνος πτώσης οφείλονται στο γεγονός ότι η αύξηση ή ελάττωση του ρεύματος συλλέκτη είναι εκθετική μεταβολή που οφείλεται στην ύπαρξη της χωρητικότητας μετάπτωσης στην ανάστροφα πολωμένη επαφή του συλλέκτη και εξελίσσεται με σταθερά χρόνου $\tau = h_{FE}(C_T R_o + 1/2\pi f_T)$ όπου C_T είναι η χωρητικότητα μετάπτωσης και f_T η συχνότητα όπου η ενίσχυση ρεύματος γίνεται μονάδα.

Ο χρόνος αποθήκευσης οφείλεται στη συσσώρευση φορέων μειονότητας στη βάση για όσο χρόνο το τρανζίστορ είναι πολωμένο στην περιοχή κόρου. Όσο πιο βαθιά μέσα στον κόρο βρίσκεται το τρανζίστορ γεγονός που φαίνεται από το πόσο μεγαλύτερο είναι το ρεύμα I_B από το I_C/h_{FE} τόσο περισσότεροι φορείς μειονότητας είναι συσσωρευμένοι στη βάση (σχ. 5.16). Όταν λοιπόν το τρανζίστορ αποχωρεί από την περιοχή κόρου απαιτείται κάποιος χρόνος για την εκκένωση της βάσης, που είναι γνωστός σαν χρόνος αποθήκευσης. Κατάλληλες προσμίξεις (π.χ. χρυσού) συντελούν στη μείωση του χρόνου αποθήκευσης επιταχύνοντας τις επανασυνδέσεις των φορέων μειονότητας. Επίσης τρανζίστορ ειδικής κατασκευής όπως είναι το τρανζίστορ Schottky πετυχαίνουν ελάχιστους χρόνους αποθήκευσης.

ΤΡΑΝΖΙΣΤΟΡ SCHOTTKY

Είναι συνδυασμός ενός τρανζίστορ με μια δίοδο Schottky που συνδέεται ανάμεσα στη βάση και το συλλέκτη του τρανζίστορ (σχ. 5.17). Όταν αυξάνει το ρεύμα βάσης και το τρανζίστορ τείνει να μπει στον κόρο, αρχίζει να άγει η δίοδος και συγκρατεί την τάση μεταξύ βάσης συλλέκτη στα 0.4V περίπου, δηλαδή κάτω από την τάση κατωφλίου της επαφής. Το γεγονός αυτό εμποδίζει το τρανζίστορ να μπει στον κόρο, με αποτέλεσμα τη μη συσσώρευση φορτίων στη βάση. Το τρανζίστορ και η δίοδος μπορεί να κατασκευαστούν ταυτόχρονα σαν ενιαίο σύνολο μέσα στον ίδιο κρύσταλλο. Το τρανζίστορ Schottky χρησιμοποιείται σαν διακόπτης μεγάλης ταχύτητας σε ψηφιακά ολοκληρωμένα κυκλώματα επιτυγχάνοντας πολύ μικρούς χρόνους απόκρισης σε εξωτερικές διεγέρσεις.



Σχ. 5.17 Τρανζίστορ Schottky. (α) Κατασκευαστική δομή (β) Σύμβολο (γ) Ισοδύναμο

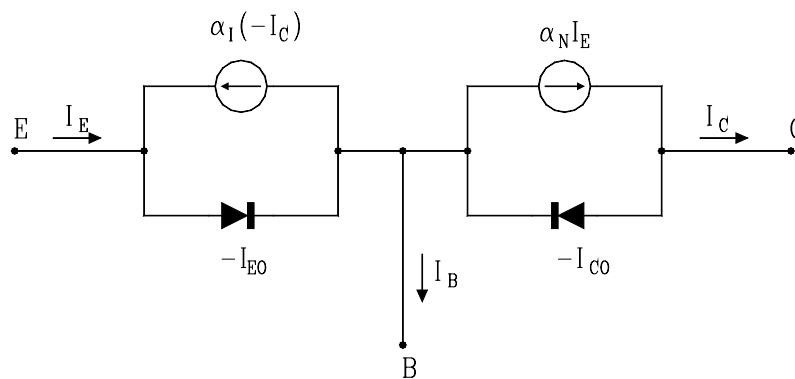
Το ισοδύναμο Ebers-Moll

Το ισοδύναμο αυτό λειτουργεί στα πλαίσια της προσπάθειας μιας προσέγγισης της φυσικής λειτουργίας του τρανζίστορ με τη βοήθεια τύπων που περιγράφουν τη φυσική λειτουργία του. Είναι αρκετά αξιόπιστο, αλλά πολύ δύσχρηστο και γι' αυτό χρησιμοποιείται μόνο εκεί όπου τα άλλα πρότυπα αποτυγχάνουν.

Σύμφωνα με τα γνωστά, το ρεύμα συλλέκτη δίνεται από τη σχέση (5.7).

$$I_C = \alpha_N I_E - I_{CO} (e^{V_C/V_T} - 1)$$

όπου α_N είναι το ίδιο το α όταν το τρανζίστορ λειτουργεί **κανονικά** (normal). Το να **μη δουλεύει κανονικά** σημαίνει να έχουν αντιστραφεί ο εκπομπός με το συλλέκτη, γεγονός που συνεπάγεται βέβαια τη μη



εικ. 5.18

Σχ. 5.15 Ισοδύναμο Ebers-Moll για npn τρανζίστορ.

λειτουργία του τρανζίστορ, αλλά που θεωρητικά είναι δυνατό λόγω της κατασκευαστικής συμμετρίας του τρανζίστορ. Έτσι όταν το τρανζίστορ είναι **ανεστραμμένο** (inverted) η παραπάνω εξίσωση γράφεται

$$I_E = \alpha_I I_C - I_{EO} (e^{V_E/V_T} - 1)$$

όπου I_{EO} το ανάστροφο ρεύμα κόρου της επαφής εκπομπού.

Οι τάσεις V_C , V_E είναι οι τάσεις πάνω στις επαφές συλλέκτη και εκπομπού αντίστοιχα. Οι τάσεις αυτές διαφέρουν από τις τάσεις V_{CB} και V_{EB} αντίστοιχα, ως προς την πτώση της τάσης πάνω στην ωμική αντίσταση που παρουσιάζει ο κρύσταλλος στην περιοχή της βάσης ($r_{bb'}$). Η τελευταία λέγεται **αντίσταση διασποράς της βάσης** (Base-spreading resistance) και είναι της τάξης μεγέθους των 100Ω. Για την ακρίβεια θα ισχύουν οι σχέσεις

$$V_{EB} = V_E + I_B r_{bb'} \quad \text{και} \quad V_{CB} = V_C + I_B r_{bb'}$$

Οι παραπάνω εξισώσεις (5.11), (5.12), συμφωνούν απόλυτα με το ισοδύναμο κύκλωμα της σχ. 5.15 που παριστάνει ένα pnp τρανζίστορ σαν σύνδεση δυο επαφών p-n μεταξύ τους. Η αντίσταση διασποράς της βάσης έχει παραλειφθεί χάριν απλότητας. Έτσι το ρεύμα που διαρρέει τον συλλέκτη ή τον εκπομπό, θα αποτελείται από δυο συνιστώσες, εκείνη που προέρχεται από την απέναντι περιοχή και το ρεύμα επαφής.

Τα μεγέθη α_N , α_I , I_{CO} , I_{EO} , αποδεικνύεται ότι δεν είναι ανεξάρτητα μεταξύ τους, αλλά συνδέονται με τη σχέση

$$\alpha_I I_{CO} = \alpha_N I_{EO}$$

Η σχέση αυτή εκφράζει και τη διαφοροποίηση μεταξύ εκπομπού και συλλέκτη. Συγκεκριμένα επιδιώκεται από τους κατασκευαστές ώστε το I_{EO} να είναι μεγαλύτερο από $0.5I_{CO}$ και μικρότερο από I_{CO} έτσι ώστε και το α_N να είναι μεγαλύτερο από το α_I .

Αν το εύρος της βάσης αυξηθεί πέρα από το μήκος διάχυσης των φορέων, τότε $\alpha_N=0$ και $\alpha_I=0$ οπότε παύει πλέον η διάταξη να λειτουργεί σαν τρανζίστορ. Γι' αυτό και δεν είναι δυνατό να κατασκευαστεί τρανζίστορ με δυο διόδους.

ΑΝΑΛΥΣΗ ΤΟΥ ΤΡΑΝΖΙΣΤΟΡ ΜΕ ΤΟ ΙΣΟΔΥΝΑΜΟ EBERS-MOLL

Από το κύκλωμα της σχ. 5.15 και εφαρμόζοντας τον Α' κανόνα του Kirchhoff στους κόμβους C και E, παίρνουμε τις σχέσεις

$$I_C = \alpha_N I_E - I_{CO} (e^{V_C/V_T} - 1)$$

$$I_E = \alpha_I I_C - I_{EO} (e^{V_E/V_T} - 1)$$

Αν σ' αυτές λύσουμε ως προς V_C και V_E αντίστοιχα, παίρνουμε

$$V_C = V_T \ln \frac{\alpha_N I_E - I_C + I_{CO}}{I_{CO}} \quad \text{και} \quad V_E = V_T \ln \frac{I_E - \alpha_I I_C + I_{EO}}{I_{EO}}$$

Η τάση V_{CE} αν λάβουμε υπόψη τις σχέσεις (5.13) και (5.17) και αμελήσουμε τα ρεύματα I_{CO} και I_{EO} , είναι

$$V_{CE} = V_C - V_E = V_T \ln \frac{\frac{\alpha_N I_E - I_C}{I_{CO}}}{\frac{I_E - \alpha_I I_C}{I_{EO}}}$$

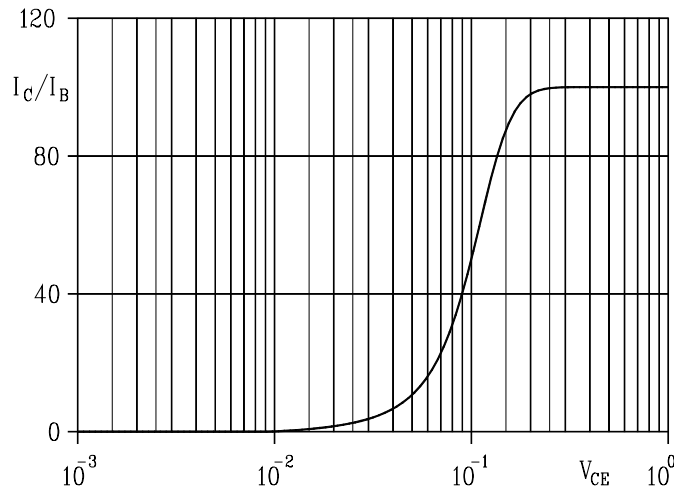
Λαβαίνοντας υπόψη τώρα τη σχέση (5.14) καθώς και τις σχέσεις $\beta = \alpha_N / (1 - \alpha_N)$ και $\beta_I = \alpha_I / (1 - \alpha_I)$ μετά από πράξεις έχουμε

$$V_{CE} = V_T \ln \frac{1 - \frac{1}{\beta} \cdot \frac{I_C}{I_B}}{\frac{1}{\alpha_I} + \frac{1}{\beta_I} \cdot \frac{I_C}{I_B}}$$

Η γραφική παράσταση της σχέσης (5.19), φαίνεται στην σχ.5.16 σαν μεταβολή του λόγου I_C/I_B συναρτήσει της τάσης V_{CE} . Παρατηρούμε ότι για τάσεις V_{CE} πάνω από 0.2V περίπου, η καμπύλη γίνεται οριζόντια γεγονός που δεν συμβαίνει απόλυτα στην πράξη. Αυτό γίνεται γιατί θεωρήθηκε ότι το β είναι σταθερό, ενώ στην πραγματικότητα αυτό αυξάνεται με την τάση V_{CE} λόγω του φαινομένου Early. Επίσης, για $I_C/I_B = 0$ από τον τύπο (5.19) προκύπτει $V_{CE} = V_T \ln \alpha_I$ που για $V_T = 26mV$ και $\alpha_I = 0.68$ δίνει $V_{CE} = -10mV$ τάση που φυσικά δεν είναι μηδέν. Τέλος φαίνεται ότι για την περιοχή κόρου ισχύουν δυο σχέσεις

$$V_{CE} \ll 0.2V \quad \text{και} \quad I_C/I_B < \beta$$

που είναι οι αναγκαίες και ικανές ώστε το τρανζίστορ να είναι πολωμένο σ' αυτή την περιοχή.



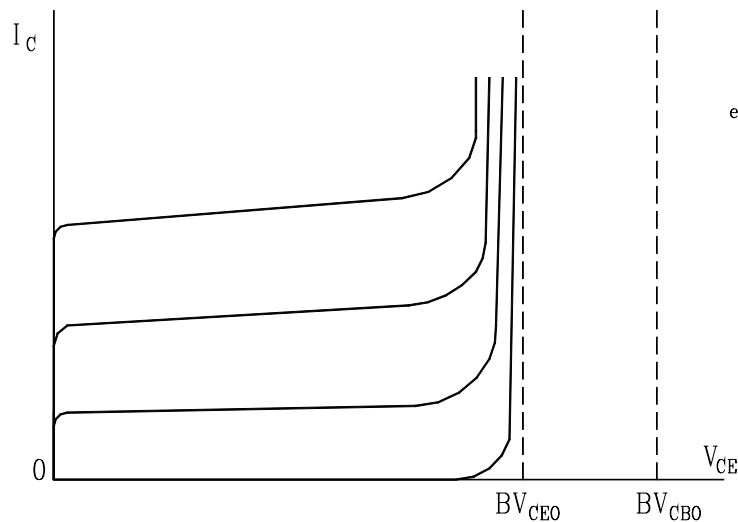
eik. 5.19

Σχ. 5.16 Χαρακτηριστικές εξόδου τρανζίστορ όπως προκύπτουν από θεωρητική ανάλυση

Μέγιστες τιμές λειτουργίας

Για τη σωστή λειτουργία ότι τρανζίστορ, πρέπει αυτό να μη ξεπεράσει ορισμένες μέγιστες τιμές για τα μεγέθη V_{CE} , I_C , P_C . Οι τιμές αυτές είναι:

ΜΕΓΙΣΤΟ ΡΕΥΜΑ ΣΥΛΛΕΚΤΗ (I_{Cmax}) Ανεξάρτητα από την τάση λειτουργίας και την ισχύ που καταναλώνει το τρανζίστορ, ο κρύσταλλος και οι ακροδέκτες αντέχουν μέχρι μια μέγιστη τιμή ρεύματος ενώ υπέρβαση της τιμής αυτής σημαίνει καταστροφή του τρανζίστορ.



eik. 5.20

Σχ. 5.17 Χαρακτηριστικές εξόδου όπου φαίνεται η περιοχή κατάρρευσης της επαφής συλλέκτη.

ΜΕΓΙΣΤΗ ΙΣΧΥΣ (P_{Cmax}) Είναι η μέγιστη ισχύς που μπορεί να καταναλωθεί στην επαφή του συλλέκτη, χωρίς να καταστραφεί θερμικά το τρανζίστορ. Η ισχύς αυτή για το τρανζίστορ 2N2219 είναι 800mW εφ' όσον λειτουργεί σε θερμοκρασία περιβάλλοντος μικρότερη ή ίση με 25°C. Αύξηση της θερμοκρασίας πάνω απ' αυτή την τιμή συνοδεύεται από μείωση της μέγιστης ισχύος που μπορεί να καταναλώσει το τρανζίστορ.

ΜΕΓΙΣΤΗ ΤΑΣΗ Εδώ εννοείται η μέγιστη τάση συλλέκτη - εκπομπού με ανοιχτό το κύκλωμα της βάσης (BV_{CEO}). Όταν αυξανόμενη η τάση V_{CE} πλησιάσει την τιμή BV_{CEO} , τότε η τάση στην επαφή του συλλέκτη είναι αρκετά μεγάλη ώστε να αρχίσει κατάρρευση της

επαφής. Στην περίπτωση αυτή, το ρεύμα συλλέκτη αυξάνεται εκρηκτικά με αποτέλεσμα το τρανζίστορ να διαρρέεται από πολύ μεγαλύτερο ρεύμα απ' ό,τι προβλέπεται σε κανονική λειτουργία (σχ. 5.17). Μία προσπάθεια να αυξηθεί παραπέρα η τάση V_{CE} συνεπάγεται λόγω του φαινομένου Early τον μηδενισμό του ενεργού εύρους της βάσης με αποτέλεσμα οι φορείς πλειονότητας του εκπομπού, να διέρχονται χωρίς περιορισμό στο συλλέκτη, γεγονός που σημαίνει κατακόρυφη αύξηση του ρεύματος και καταστροφή του τρανζίστορ από **διάτρηση** (punch - through).

Πολλές φορές οι κατασκευαστές δίνουν σαν μέγιστη τάση λειτουργίας την BV_{CBO} δηλαδή τη μέγιστη τάση συλλέκτη - βάσης. Αυτή δεν είναι ανεξάρτητη από την προηγούμενη τάση, και μάλιστα οι δυο αυτές συνδέονται με τη σχέση

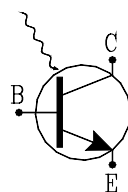
$$BV_{CEO} = BV_{CBO} \sqrt[n]{\frac{1}{h_{FE}}}$$

όπου n είναι ένας αριθμός που βρίσκεται μεταξύ 2 και 10.

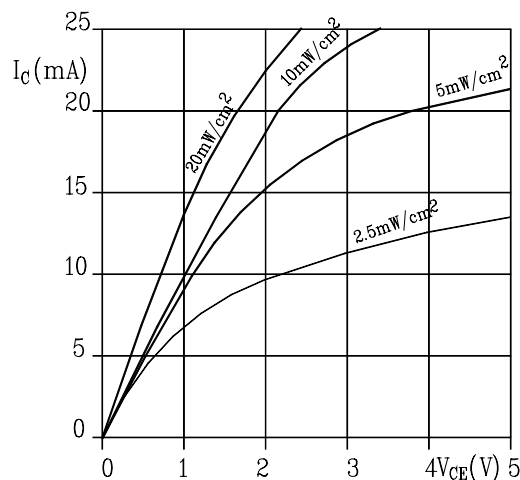
Το Φωτοτρανζίστορ

Το φωτοτρανζίστορ είναι ηλεκτρονική διάταξη που στηρίζεται πάνω στην ίδια αρχή λειτουργίας με τη φωτοδιόδο, με τη διαφορά ότι είναι πολύ πιο ευαίσθητη. Πραγματικά, στη διάταξη από ημιαγωγούς της σχ. 5.18 που έχει την ίδια μορφή με ένα κοινό τρανζίστορ ενώ ο ακροδέκτης της βάσης παραμένει ασύνδετος στο κύκλωμα. Η πόλωση του κυκλώματος του συλλέκτη είναι τέτοια ώστε η επαφή του συλλέκτη να είναι ανάστροφα πολωμένη και να δημιουργεί μια περιοχή απογύμνωσης. Τυχόν φωτόνια που θα εισέλθουν στην περιοχή αυτή, εφ' όσον έχουν

εικ. 5.21



(α)



(β)

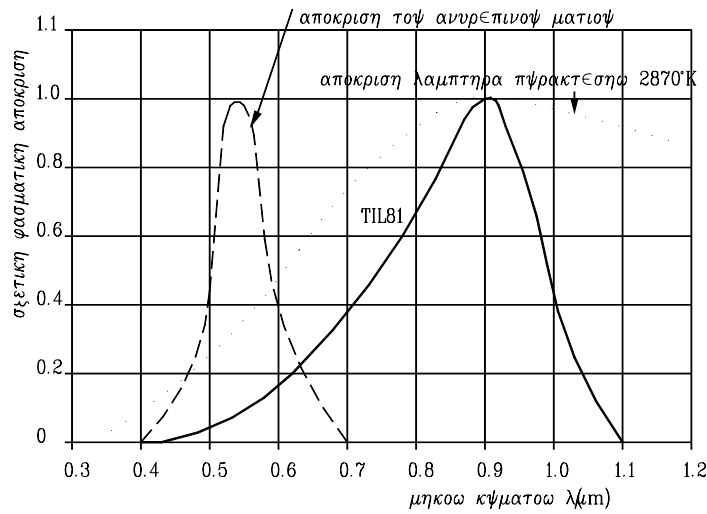
Σχ. 5.18 Φωτοτρανζίστορ (α) Σύμβολο (β) Χαρακτηριστικές καμπύλες του TIL81 (Texas Instruments)

ικανή ενέργεια μπορεί το καθένα να σπάσει ένα δεσμό και να ελευθερώσει ένα ζευγάρι φορέων. Το γεγονός αυτό συνεπάγεται τη δημιουργία ενός πρόσθετου ανάστροφου ρεύματος που προστίθεται στο ανάστροφο ρεύμα κόρου. Έτσι το ολικό ρεύμα συλλέκτη, εφ' όσον $I_B=0$ όπως δείχνει η σχέση (5.18) θα είναι

$$I_C = (\beta+1)(I_{CO}+I_\Phi)$$

Με μια πρώτη ματιά βλέπουμε ότι η ευαισθησία του τρανζίστορ είναι $(\beta+1)$ φορές μεγαλύτερη από την ευαισθησία της φωτοδιόδου. Στην σχ. 5.18β φαίνονται οι

χαρακτηριστικές καμπύλες εξόδου του φωτοτρανζίστορ $I_C=f(V_{CE})$ με παράμετρο την ένταση της προσπίπτουσας



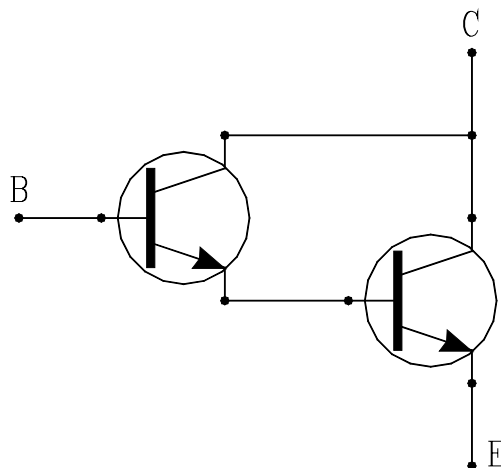
eik. 5.23

Σχ. 5.19 Φασματική απόκριση του φωτοτρανζίστορ TIL81.

ακτινοβολίας, ενώ στην σχ. 5.19 φαίνεται η φασματική απόκριση του ίδιου τρανζίστορ.

Τρανζίστορ με πολύ μεγάλο β

Έτσι λέγονται τα τρανζίστορ που χάρις σε μια ειδική κατασκευή πετυχαίνουν ενίσχυση ρεύματος για μεγάλα σήματα της τάξης του 10000 (Supertransistor). Αυτό γίνεται χάρις σε μια ειδική συνδεσμολογία δυο τρανζίστορ οικοδομημένων συνήθως ταυτόχρονα πάνω στον ίδιο κρύσταλλο που λέγεται συνδεσμολογία Darlington. Τα αντίστοιχα τρανζίστορ λέγονται επίσης **τρανζίστορ Darlington** ή ζευγάρια Darlington (σχ.5.20).



eik. 5.23

Σχ. 5.20 Συνδεσμολογία Darlington

Από την ανάλυση της συνδεσμολογίας αυτής, υποθέτοντας ότι το τρανζίστορ λειτουργεί στην ενεργό περιοχή έχουμε

$$I_{C1} = \beta_1 I_{B1} + (\beta_1 + 1) I_{CO1}$$

$$I_{C2} = \beta_2 I_{B2} + (\beta_2 + 1) I_{CO2}$$

Αν τώρα λάβουμε υπόψη ότι $I_B = I_{B1}$, $I_{B2} = I_{E2}$, $I_{E1} = I_{C1} + I_{B1}$, τότε

$$\begin{aligned}
 I_C &= I_{C1} + I_{C2} = I_{C1} + \beta_2(I_{C1} + I_{B1}) + (\beta_2 + 1)I_{CO2} \\
 &= (\beta_2 + 1)[\beta_1 I_B + (\beta_1 + 1)I_{CO1}] + \beta_2 I_B + (\beta_2 + 1)I_{CO2} \\
 &= [\beta_1(\beta_2 + 1) + \beta_2]I_B + (\beta_1 + 1)(\beta_2 + 1)I_{CO1} + (\beta_2 + 1)I_{CO2}
 \end{aligned}$$

Αμελώνοντας τον τελευταίο όρο της παραπάνω σχέσης επειδή είναι πολύ μικρότερος από τον προηγούμενο, μπορούμε να πούμε ότι το ρεύμα συλλέκτη στο εν λόγω τρανζίστορ δίνεται από τη σχέση

$$\begin{aligned}
 I_C &= \beta I_B + I_{CEO} \\
 \beta &= \beta_1(\beta_2 + 1) + \beta_2 \\
 I_{CEO} &= (\beta_1 + 1)(\beta_2 + 1)I_{CO1}
 \end{aligned}$$

όπου

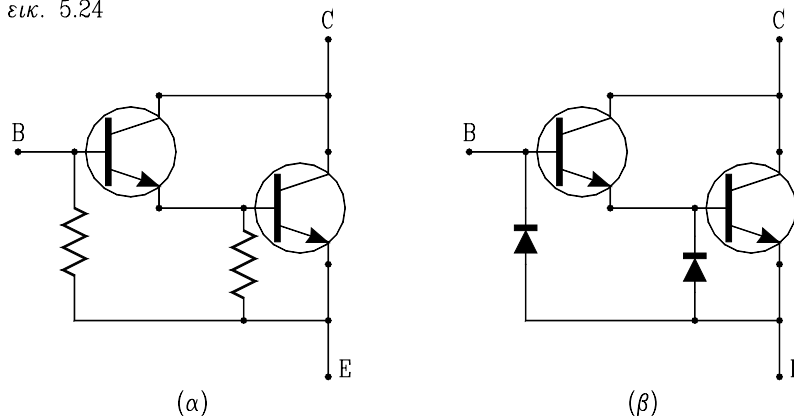
και

Αν τα β_1 , β_2 έχουν μια τυπική τιμή 100, τότε το β του Darlington γίνεται 10200, ενώ το I_{CEO} γίνεται 10201 I_{CO1} ή 101 φορές μεγαλύτερο από το ρεύμα I_{CEO1} .

ΘΕΡΜΙΚΗ ΟΛΙΣΘΗΣΗ ΤΟΥ DARLINGTON

Η σχέση (5.28) σε συνδυασμό με τη σχέση (4.) που εκφράζει την ταχύτατη θερμική μεταβολή του ανάστροφου ρεύματος κόρου I_{CO} , δείχνει το μέγεθος του προβλήματος που δημιουργείται από τυχόν μεταβολές της θερμοκρασίας. Αυτό γιατί για π.χ. αύξηση της θερμοκρασίας κατά 10°C το I_{CO1} διπλασιάζεται και επομένως το I_{CEO} αυξάνεται περί τις 20000 φορές (!) και γίνεται ικανό να επηρεάσει τη γραμμική σχέση εξάρτησης των I_B , I_C . Για την ελάττωση της εξάρτησης αυτής από την θερμοκρασία, συχνά στη συνδεσμολογία Darlington χρησιμοποιούνται αντιστάσεις που συνδέονται ανάμεσα στη βάση και στον εκπομπό του κάθε τρανζίστορ όπως φαίνονται και στην σχ. 5.21α. Οι αντιστάσεις αυτές διακλαδίζουν το θερμικά παραγόμενο ρεύμα και μετριάζουν το θερμικό αποτέλεσμα. Καλύτερη θερμική αναισθησία πετυχαίνεται με τη χρησιμοποίηση διόδων (σχ. 5.21β) που όπως είναι ανάστροφα πολωμένες διαρρέονται από το ανάστροφο ρεύμα κόρου. Αυτό μεταβάλλεται ως γνωστό με τη θερμοκρασία κατά ίσο ποσοστό με τα ρεύματα I_{CO1} , I_{CO2} . Έτσι αύξηση της θερμοκρασίας αυξάνει τα ρεύματα I_{CO1} και I_O κατά ίσο ποσοστό με αποτέλεσμα το

εικ. 5.24



Σχ. 5.21 Διατάξεις Darlington μη επηρεαζόμενες από τη θερμοκρασία (α) Με τη βοήθεια ωμικών αντιστάσεων (β) Με διόδους

πρώτο να διαρρέει μέσα από τη δίοδο προς τον εκπομπό του Darlington και να μην επηρεάζει τα άλλα ρεύματα.

Το τρανζίστορ σαν δίοδος

Η χρήση του τρανζίστορ σαν δίοδο εφαρμόζεται ευρέως στον σχεδιασμό των ολοκληρωμένων κυκλωμάτων, και κυρίως σαν τμήμα συνθετότερου κυκλώματος. Βασίζεται

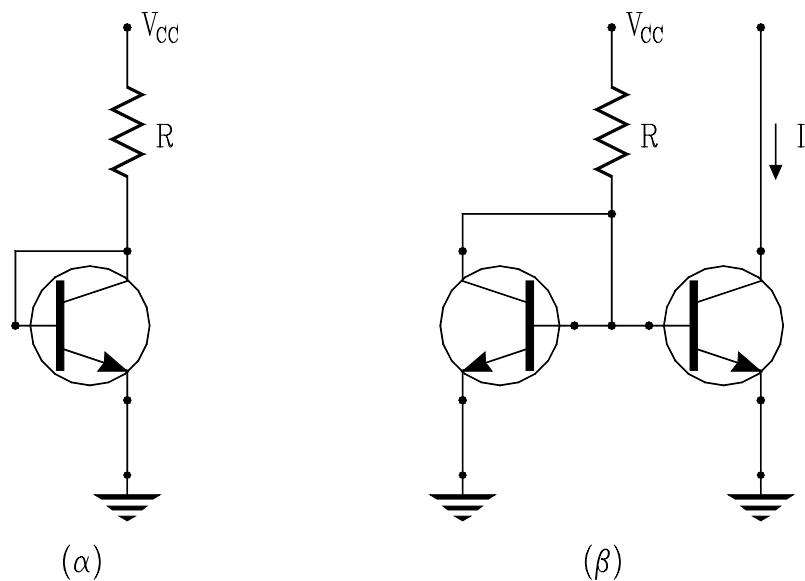
στο γεγονός ότι στο τρανζίστορ υπάρχουν δυο επαφές p-n από τις οποίες αν η μια βραχυκυκλωθεί η άλλη συμπεριφέρεται σαν κοινή δίοδος. Στην σχ. 5.22α φαίνεται ένα τρανζίστορ που συμπεριφέρεται σαν δίοδος, όπου το ρεύμα που διαρρέει την αντίσταση R είναι

$$I = \frac{V_{CC} - V_{BE}}{R}$$

Επειδή εδώ $V_{CE} = V_{BE} \cong 0.7V$ το τρανζίστορ λειτουργεί στην ενεργό περιοχή και άρα

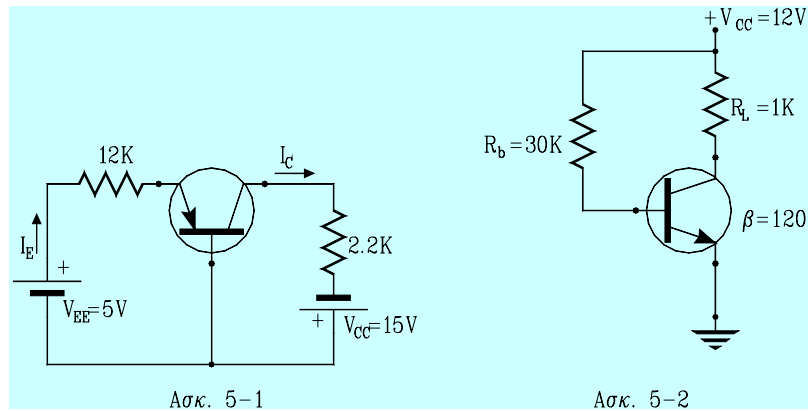
$$I = I_C + I_B = (1 + 1/\beta)I_C \cong I_C$$

Τα παραπάνω χρησιμοποιούνται εκτεταμένα σε διατάξεις που λέγονται **πηγές ρεύματος** (current sources) (σχ. 5.22β). Αν τα δυο τρανζίστορ έχουν ακριβώς τα ίδια χαρακτηριστικά, γεγονός που συμβαίνει αν έχουν κατασκευαστεί ταυτόχρονα πάνω στον ίδιο κρύσταλλο, τότε επειδή έχουν την ίδια τάση V_{BE} όπως φαίνεται και από την ανάλυση κατά Ebers-Moll (σχ. 5.), θα έχουν και το ίδιο ρεύμα I_C . Επειδή όμως για το πρώτο τρανζίστορ το I_C είναι σταθερό, (σχέσεις 5.29, 5.30), το ίδιο σταθερό πρέπει να είναι και για το δεύτερο τρανζίστορ.



Σχ. 5.22 (α) Τρανζίστορ σαν δίοδος (β) Πηγή ρεύματος

Ασκήσεις



5.1. Για το τρανζίστορ του σχήματος σε συνδεσμολογία κοινής βάσης, να βρεθούν τα μεγέθη I_C , I_E , και V_{CB} .

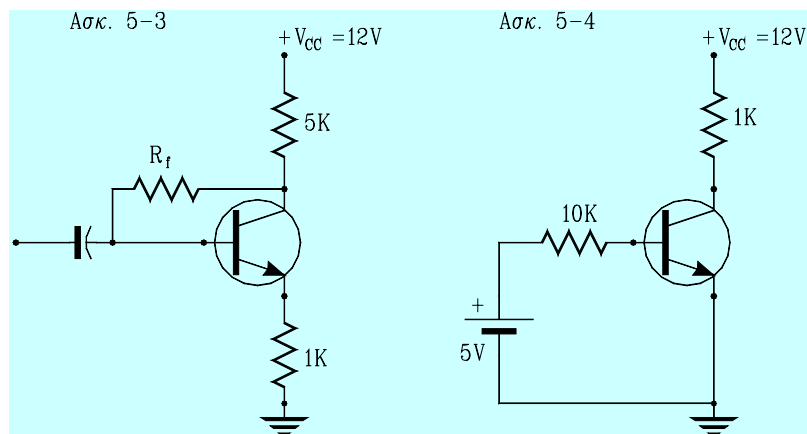
[Απ. $3,58mA$, $3,54mA$, $7,21V$]

5.2. Για το τρανζίστορ της εικόνας σε συνδεσμολογία κοινού εκπομπού, να βρεθεί το σημείο λειτουργίας (I_B , I_C , V_{CE}).

[Απ. $377\mu A$, $11,8mA$, $0,2V$]

5.3. Για το κύκλωμα της εικόνας δίνονται $V_{CC} = 12V$, $R_c = 5K$, $R_e = 1K$, και $\beta = 90$. Να βρεθεί η τιμή της αντίστασης R_f ώστε $V_{CE} = 5V$.

[Απ. $333K\Omega$]

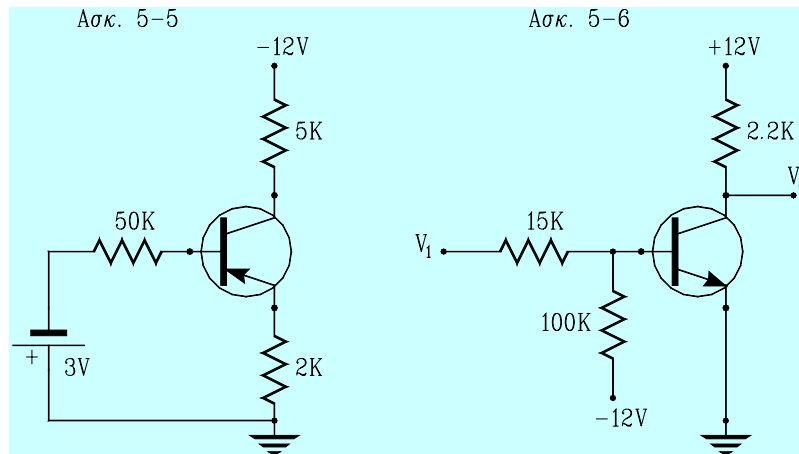


5.4. Δείξτε ότι το τρανζίστορ της εικόνας λειτουργεί στον κόρο. Δίνονται $V_{BE\text{κορ}} = 0,8V$, $V = 0,2V$, $\beta = 120$

5.5. Δείξτε ότι το τρανζίστορ της εικόνας λειτουργεί στη ενεργό περιοχή. Στη συνέχεια βρέστε το σημείο λειτουργίας του. Δίνεται $\beta = 100$

5.6. Για το κύκλωμα της εικόνας, αν $\beta = 100$, να βρεθεί

α) Η τάση V_o , αν $V_1 = 12V$. Στην περίπτωση αυτή δείξτε ότι το τρανζίστορ λειτουργεί στον κόρο.



β) Η τάση V_o , αν $V_1 = 0V$. Στην περίπτωση αυτή δείξτε ότι το τρανζίστορ λειτουργεί στην αποκοπή.

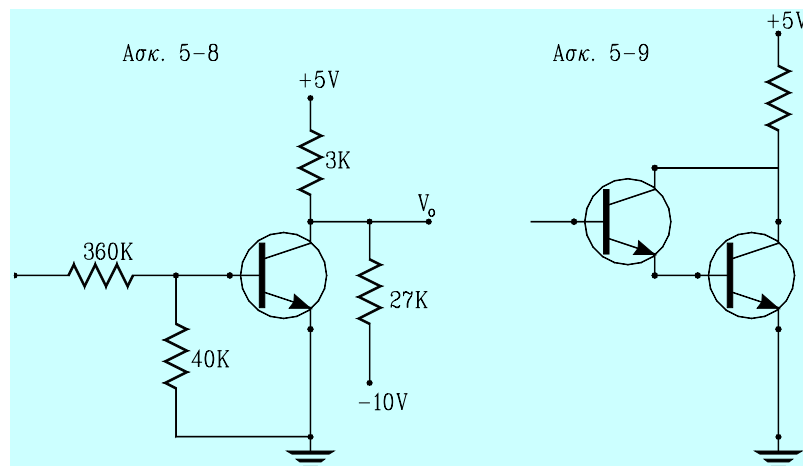
[Απ. 0,2V 12V]

5.7. Για το κύκλωμα της προηγούμενης άσκησης

- Να βρεθεί η ελάχιστη τιμή της V_1 , ώστε το τρανζίστορ να παραμένει στον κόρο.
- Να βρεθεί η μέγιστη τιμή της V_1 , ώστε το τρανζίστορ να παραμένει στην αποκοπή.
- Με τα αποτελέσματα των προηγούμενων περιπτώσεων, σχεδιάστε τη μεταβολή του V_o συναρτήσει του V_1 .

[Απ. 3,4V 2,6V]

5.8. Σχεδιάστε τη μεταβολή του V_o συναρτήσει του V_1 για το κύκλωμα της εικόνας. Δίνεται $\beta=100$.



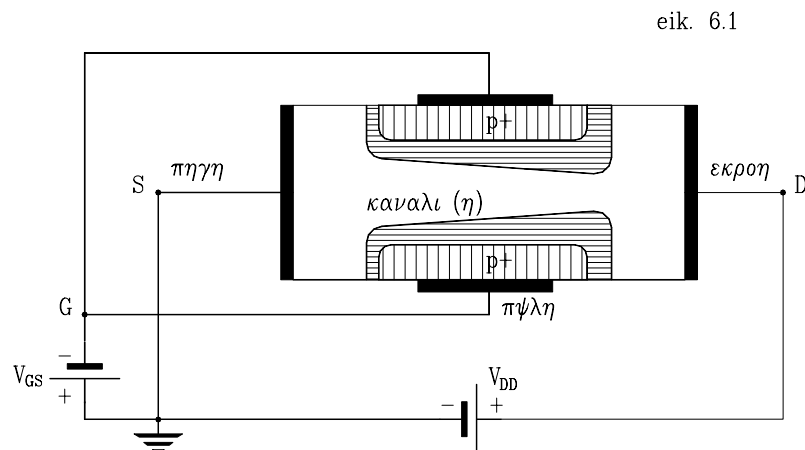
5.9. Στη συνδεσμολογία της εικόνας, δίνονται για τα δυο τρανζίστορ οι παράμετροι $\beta_1=100$ και $\beta_2=80$. Αν $I_E = 100mA$, να βρεθούν τα I_B , I_C , καθώς και τα I_C/I_B και I_C/I_E .

ΤΡΑΝΖΙΣΤΟΡ ΜΕ ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΠΕΔΙΟΥ

Εκτός από τα διπολικά τρανζίστορ (BJT) που εξετάστηκαν στο προηγούμενο κεφάλαιο μια ολόκληρη οικογένεια τρανζίστορ που ολοένα και περισσότερο χρησιμοποιούνται στη σύνθεση ηλεκτρονικών κυκλωμάτων είναι γνωστή με το όνομα **τρανζίστορ με επίδραση πεδίου** (Field Effect Transistor), ή πιο σύντομα σαν FET. Η απλότητα στην κατασκευή και η οικονομία χώρου τα έχουν καταστήσει ιδανικά ενεργά στοιχεία σε ολοκληρωμένα κυκλώματα. Επειδή η αγωγιμότητα σ' αυτά γίνεται μόνο με ένα είδος φορέα (ηλεκτρόνια ή οπές) σε αντίθεση με τα διπολικά τρανζίστορ, λέγονται **μονοπολικό τρανζίστορ**. Τα FET διακρίνονται σε δυο μεγάλες κατηγορίες, τα FET επαφής (Junction FET) ή απλά JFET και τα FET μονωμένης πύλης που είναι γνωστά σαν IGFET (Insulated Gate FET) ή πιο πολύ σαν MOSFET (Metal- Oxide-Semiconductor FET).

Το FET επαφής

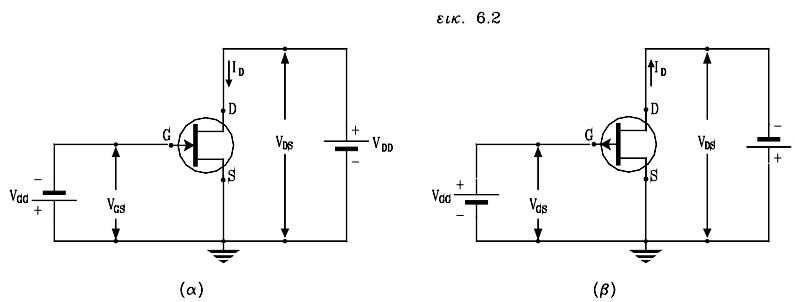
Η λειτουργία τους βασίζεται στο γεγονός ότι ένα κανάλι ημιαγωγού με πρόσμιξη συμπεριφέρεται σαν ωμική αντίσταση της οποίας όμως η τιμή μπορεί να μεταβάλλεται ανάλογα με τη διατομή του καναλιού. Η διατομή του καναλιού μπορεί να διαμορφώνεται με την εφαρμογή κάποιου εξωτερικού πεδίου, γεγονός στο οποίο τα FET



σχ. 6.1 Κατασκευαστική δομή και πόλωση ενός FET επαφής.

επαφής (JFET), οφείλουν το όνομά τους. Η κατασκευαστική δομή ενός JFET φαίνεται στην σχ. 6.1 όπως και η πόλωσή του. Όπως φαίνεται και στην εικόνα αυτή, μια μεγάλη περιοχή του FET καλύπτει το **κανάλι**, δηλαδή μια περιοχή από ημιαγωγό πρόσμιξης, που παρεμβάλλεται μεταξύ δυο ακροδεκτών, της **πηγής** (Source) και της **εκροής** (Drain). Οι φορείς που κινούνται μέσα στο κανάλι που είναι και οι φορείς πλειονότητας του ημιαγωγού που σχηματίζει το κανάλι, πάντοτε πηγάζουν από την πηγή και εκρέουν στην εκροή, γεγονός που καθορίζει τη φορά του ρεύματος και κατ' επέκταση την πολικότητα της εφαρμοζόμενης τάσης. Έτσι, αν το κανάλι αποτελεί

ημιαγωγός τύπου n, και συνεπώς οι διακινούμενοι φορείς είναι τα ηλεκτρόνια, αυτά θα κινούνται από την πηγή προς την εκροή και συνεπώς το ρεύμα που διαρρέει το κανάλι θα έχει φορά από την εκροή προς την πηγή. Η εξωτερική πηγή τάσης που γεννά το ρεύμα αυτό, θα πρέπει προφανώς να έχει κατάλληλη πολικότητα ώστε να συμβιβάζεται με τη φορά αυτή του ρεύματος (βλ. σχ. 6.1). Η διαμόρφωση της αγωγιμότητας του καναλιού πραγματοποιείται με τη βοήθεια των δυο περιοχών τύπου p που περικλείουν το κανάλι. Οι σχηματιζόμενες επαφές p-n πρέπει απαραίτητα να είναι ανάστροφα πολωμένες. Επειδή η πρόσμιξη του καναλιού είναι πολύ ελαφρύτερη από την πρόσμιξη των περιοχών αυτών, η περιοχή απογύμνωσης εκτείνεται κυρίως προς την πλευρά του καναλιού, περισσότερο ή λιγότερο ανάλογα με την εφαρμοζόμενη τάση ανάστροφης πόλωσης της επαφής. Έτσι πετυχαίνεται η μεταβολή της διατομής του καναλιού, άρα και της ωμικής του αντίστασης, άρα και του ρεύματος που διαρρέει το κανάλι. Η εφαρμογή της κατάλληλης τάσης πόλωσης της επαφής, γίνεται με τη βοήθεια ενός τρίτου ακροδέκτη που λέγεται **πύλη (Gate)**. Ανάλογα με το είδος του καναλιού υπάρχουν δυο είδη JFET επαφής, τα JFET n-καναλιού και τα JFET p-καναλιού. Στην σχ. 6.2 φαίνονται τα σύμβολα των δυο τύπων JFET μαζί με στοιχειώδη κυκλώματα πόλωσης. Παρατηρούμε ότι για τους δυο τύπους όλα τα αντίστοιχα ρεύματα είναι αντίθετα ενώ όλες οι τάσεις έχουν αντίθετη πολικότητα. Η λειτουργία των JFET περιγράφεται καλύτερα και γίνεται πιο κατανοητή με τη βοήθεια των χαρακτηριστικών καμπυλών του.



σχ. 6.2 Βασικά κυκλώματα πόλωσης των JFET (α)n-καναλιού, (β)p-καν.

Χαρακτηριστικές καμπύλες του JFET

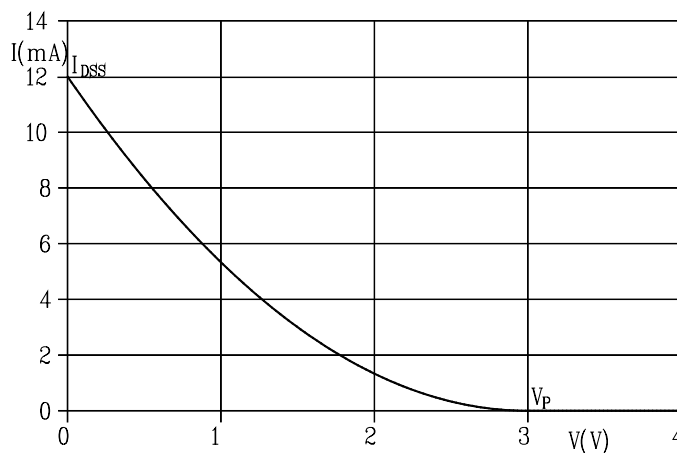
Το JFET σαν ηλεκτρονικό εξάρτημα με τρεις ακροδέκτες όπως και το BJT μπορεί να θεωρηθεί και αυτό, εντελώς αντίστοιχα, σαν μια δίπυλη διάταξη, όπου, φυσικά, ένας ακροδέκτης θα είναι κοινός σε είσοδο και έξοδο. Ανάλογα με το ποιος θα είναι ο κοινός ακροδέκτης, διακρίνονται τρεις τρόποι συνδεσμολογίας του JFET, η συνδεσμολογία **κοινής πηγής (CS)**, η συνδεσμολογία **κοινής εκροής (CD)**, και η συνδεσμολογία **κοινής πύλης (CG)**. Παρακάτω θα εξεταστεί μόνο η πρώτη από τις συνδεσμολογίες αυτές, γιατί δίνει όλες τις απαραίτητες πληροφορίες, αλλά και γιατί χρησιμοποιείται στην πλειονότητα των περιπτώσεων.

Τα μεγέθη που στη συνδεσμολογία αυτή περιγράφουν την

συμπεριφορά του JFET, είναι οι τάσεις V_{GS} και V_{DS} , και τα ρεύματα I_D και I_G , απ' τα οποία το δεύτερο είναι πάρα πολύ μικρό, σαν ανάστροφο ρεύμα κόρου της επαφής του JFET, και συχνά αμελείται. Επομένως οι σχέσεις που συνδέουν τα παραπάνω μεγέθη και κατά συνέπεια περιγράφουν τη λειτουργία του JFET είναι

$$I_D = f(V_{DS}, V_{GS}) \quad (6.1)$$

Αν η τάση V_{DS} διατηρηθεί σταθερή, τότε η μεταβολή του I_D συναρτήσεται της τάσης V_{GS} εκφράζεται από τη **χαρακτηριστική καμπύλη μεταφοράς** όπως φαίνεται και στην σχ. 6.3. Η φυσική ερμηνεία της μορφής αυτής της καμπύλης είναι η εξής.



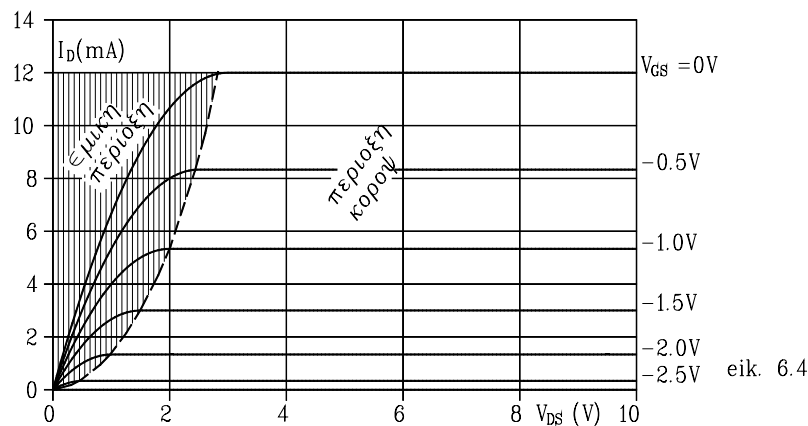
eik. 6.3

σχ. 6.3 Χαρακτηριστική καμπύλη μεταφοράς του JFET.

Με την τάση V_{GS} μηδενική, το κανάλι του JFET συμπεριφέρεται σαν κοινή ωμική αντίσταση που διαρρέεται από ρεύμα I_{DSS} . Εφαρμογή όμως κάποιας ανάστροφης τάσης V_{GS} στην επαφή, αυξάνει η περιοχή απογύμνωσης (σχ.4.47) και μάλιστα περισσότερο προς την πλευρά του ημιαγωγού με τη χαμηλότερη πρόσμιξη (σχ. 4.7), δηλαδή προς την πλευρά του καναλιού. Έτσι, μειώνεται η ενεργός διατομή του καναλιού, αυξάνεται η αντίστασή του και συνεπώς το ρεύμα I_D που διαρρέει το κανάλι μειώνεται. Αυτό το φαινόμενο θα συνεχίσει να εξελίσσεται μέχρι που να μηδενιστεί η ενεργός διατομή του καναλιού οπότε θα μηδενιστεί και το ρεύμα. Οποιαδήποτε παραπέρα αύξηση της τάσης δεν μεταβάλλει το ρεύμα το οποίο παραμένει μηδέν. Το φαινόμενο αυτό λέγεται **στραγγαλισμός του καναλιού**, και η ελάχιστη τάση που επιφέρει στραγγαλισμό, λέγεται **τάση στραγγαλισμού (V_P)**. Η σχέση που περιγράφει το φαινόμενο αυτό, είναι η (6.2)

Η γραφική παράσταση της σχέσης (6.1) όπου η V_{GS} είναι παράμετρος, δημιουργεί ένα σμήνος καμπυλών, τις **χαρακτηριστικές καμπύλες εξόδου του JFET** (σχ. 6.4). Για μια συγκεκριμένη τιμή της V_{GS} (πχ $V_{GS}=0$) η αντίστοιχη καμπύλη εκφράζει την χαρακτηριστική τάσης - έντασης του καναλιού. Το ρεύμα που διαρρέει το κανάλι, είναι περίπου ανάλογο της τάσης V_{DS} , αλλά για μικρές τιμές της τάσης. Καθώς όμως η τάση αυτή αυξάνει, αυξάνει και η διαφορά δυναμικού ανάμεσα στην πύλη και το κανάλι που πολώνει ανάστροφα την αντίστοιχη επαφή, και έτσι κατά τη μετάβαση από την πηγή στην εκροή, αυξάνει η περιοχή απογύμνωσης, περιορίζοντας έτσι την ενεργό

διατομή του καναλιού και κατά συνέπεια, περιορίζοντας την αύξηση του ρεύματος εκροής όπως θα προέβλεπε ο νόμος του Ohm. Έτσι μετά από κάποιο σημείο, το ρεύμα I_D αποκτά μια σταθερή τιμή. Για διαφορετική τιμή της παραμέτρου V_{GS} προκύπτει μια καμπύλη με την ίδια μορφή που αντιστοιχεί όμως σε μικρότερα ρεύματα για κάθε τιμή της τάσης V_{DS} . Για $V_{GS}=0$ η αντίστοιχη καμπύλη εκφυλίζεται σε μια ευθεία $I_D=0$. Η όλη περιοχή των χαρακτηριστικών εξόδου διακρίνεται σε δυο περιοχές



σχ. 6.4 Χαρακτηριστικές καμπύλες εξόδου του JFET.

ΩΜΙΚΗ ΠΕΡΙΟΧΗ

Είναι εκείνη η περιοχή λειτουργίας όπου κάποια μεταβολή της τάσης συνεπάγεται μεταβολή στο ρεύμα εκροής. Η περιοχή αυτή περικλείεται από τους δυο άξονες του διαγράμματος, την καμπύλη που προκύπτει για $V_{GS}=0$ και την παραβολή που περιγράφεται από την εξίσωση

$$I_D = \frac{I_{DSS}}{V_P^2} V_{DS}^2 \quad (6.2)$$

Για κάθε σημείο της ωμικής περιοχής ισχύει $V_{DS} < V_P - V_{GS}$ και σ' αυτή την περίπτωση το ρεύμα εκροής θα δίνεται όπως αποδεικνύεται από την εξίσωση

$$I_D = \frac{I_{DSS}}{V_P^2} [2(V_P - V_{GS})V_{DS} - V_{DS}^2] \quad (6.3)$$

Φυσικά, η ωμική αντίσταση του καναλιού εξαρτάται από το σημείο πόλωσης του JFET. Ιδιαίτερο ενδιαφέρον όμως παρουσιάζει η ωμική αντίσταση για πολύ μικρές τάσεις ($V_{DS} \rightarrow 0$), που βρίσκεται από την παράγωγο της σχέσης (6.4) για $V_{DS}=0$.

$$\frac{dI_D}{dV_{DS}} = \frac{I_{DSS}}{V_P^2} (V_P - V_{GS}) \quad (6.4)$$

και συνεπώς

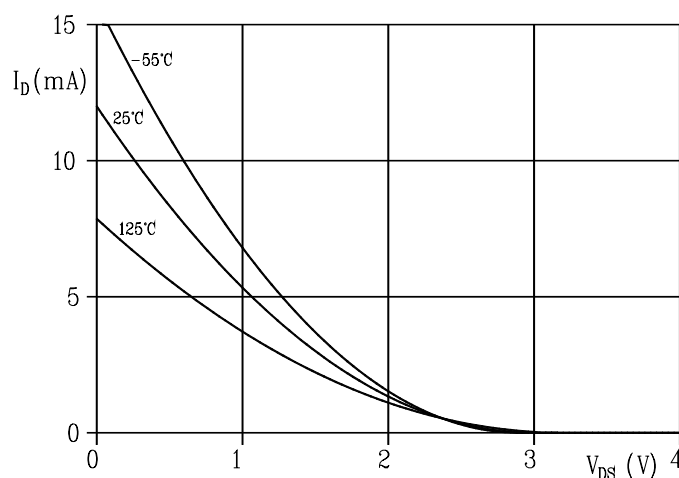
$$r_{ON} = \frac{V_P^2}{I_{DSS} (V_P - V_{GS})} \quad (6.5)$$

ΠΕΡΙΟΧΗ ΚΟΡΟΥ

Καλύπτει την υπόλοιπη περιοχή των χαρακτηριστικών εξόδου. Όπως προκύπτει και από τη σχέση (6.2), για $V_{GS} \gg V_P$ προκύπτει $I_P = 0$ ενώ σε διαφορετική περίπτωση για $V_{DS} > V_P - V_{GS}$ το ρεύμα I_D θα είναι ανεξάρτητο της τάσης V_{DS} και θα δίνεται από την ίδια τη σχέση (6.2)

ΠΕΡΙΟΧΗ ΚΑΤΑΡΡΕΥΣΗΣ

Όπως και στα διπολικά τρανζίστορ, σ' όλες τις χαρακτηριστικές καμπύλες, το ρεύμα I_D διατηρείται περίπου σταθερό σ' όλη την περιοχή κόρου. Ωστόσο, σε κάποια οριακή μεγάλη τάση το που εξαρτάται από τα κατασκευαστικά δεδομένα του JFET, προκαλείται κατάρρευση χιονοστιβάδας, με αποτέλεσμα την κατακόρυφη αύξηση του ρεύματος. Η τάση αυτή, με βραχυκυκλωμένες την πύλη με την πηγή, (BV) δίνεται από τους κατασκευαστές.



eik. 6.5

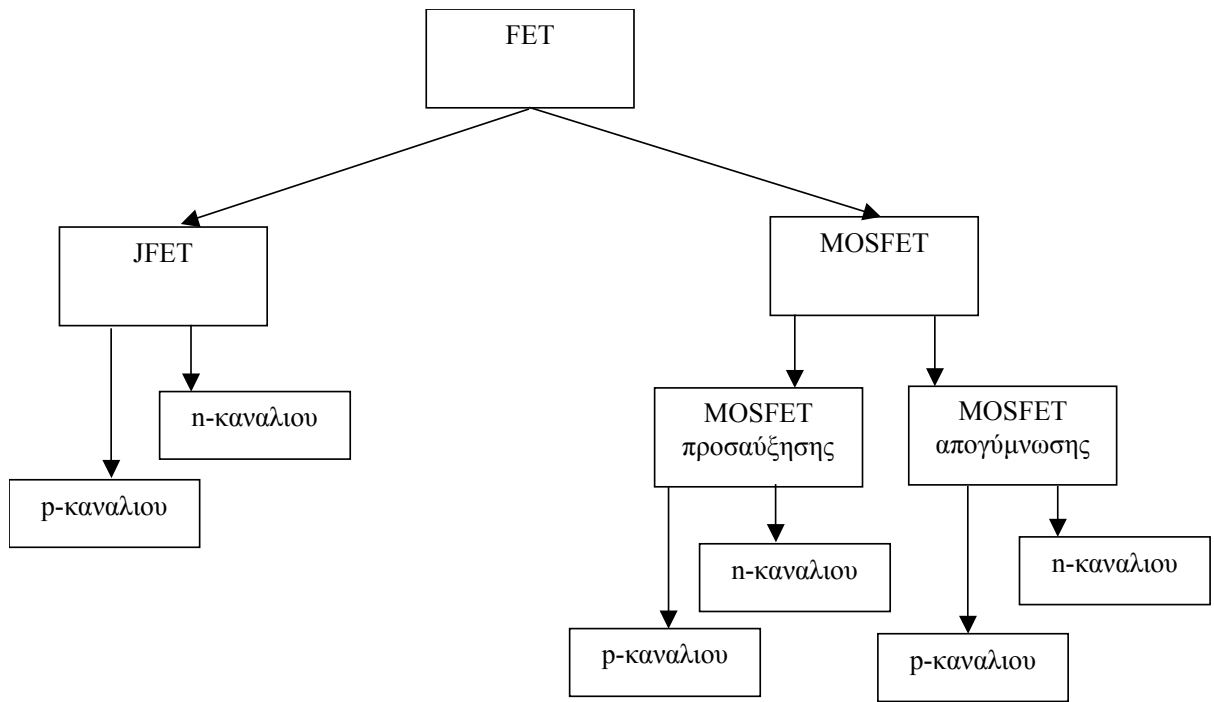
σχ. 6.5 Επίδραση της θερμοκρασίας στη χαρακτηριστική μεταφοράς.

Επίδραση της θερμοκρασίας στις χαρακτηριστικές

Στην εικ.6.5 φαίνεται η χαρακτηριστική καμπύλη ενός JFET για διάφορες θερμοκρασίες. Παρατηρείται ότι η αύξηση της θερμοκρασίας, προκαλεί αύξηση ή μείωση του ρεύματος I_D , ανάλογα με τη θέση του σημείου λειτουργίας του JFET. Υπάρχει βέβαια κάποιο σημείο της χαρακτηριστικής που παραμένει σταθερό σε μεταβολές της θερμοκρασίας (σημείο Z). Αποδεικνύεται ότι το σημείο αυτό αντιστοιχεί σε τάση $|V_D| = 0.63V$.

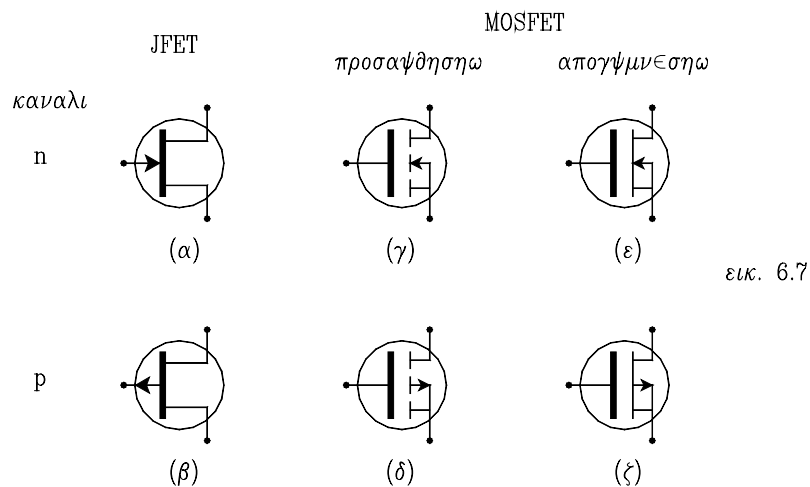
Τα FET μονωμένης πύλης

Τα FET της κατηγορίας αυτής, συμπεριφέρονται όπως και τα JFET, διαφέρουν όμως στον τρόπο κατασκευής και λειτουργίας. Βασικό τους χαρακτηριστικό είναι η τέλεια απομόνωση της πύλης από το κανάλι μέσω ενός μονωτικού στρώματος SiO_2 . Για το λόγο αυτό ονομάζονται και FET **μονωμένης πύλης** (Insulated Gate FET) ή επίσης MOSFET (Metal-Oxide-Semiconductor FET), λόγω της διάταξης αυτής των υλικών που δημιουργούν την απομόνωση στην πύλη. Τα MOSFET (όπως θα τα ονομάζουμε πιο συχνά), διακρίνονται σε δυο κατηγορίες που διαφέρουν στην κατασκευαστική δομή και στη συμπεριφορά. Η μια περιλαμβάνει τα



σχ. 6.6 Διαίρεση των FET σε κατηγορίες.

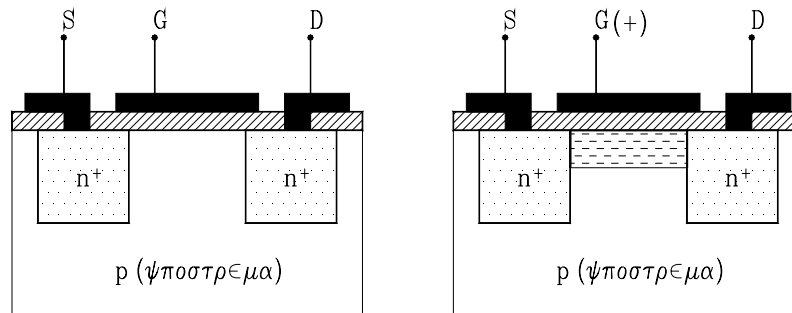
MOSFET **προσαύξησης** (Enhancement), και η άλλη τα MOSFET **απογύμνωσης** (Depletion). Για κάθε μια από τις κατηγορίες αυτές, υπάρχουν τα MOSFET n-καναλιού, και p-καναλιού ανάλογα με τον ημιαγωγό που αποτελεί το κανάλι. Το διάγραμμα της σχ. 6.6 δίνει την διάκριση όλων των ειδών FET ενώ στην σχ. 6.7 φαίνονται οι συμβολισμοί για όλα αυτά τα είδη. Παρακάτω θα αναλύσουμε την δομή και τον τρόπο λειτουργίας, χωριστά για τα MOSFET προσαύξησης και τα MOSFET απογύμνωσης. Η περιγραφή θα γίνει για MOSFET n-καναλιού, ενώ τα ίδια θα ισχύουν και για τα MOSFET p-καναλιού. Απλώς, εναλλάσσεται το είδος του ημιαγωγού στις αντίστοιχες θέσεις, γεγονός που συνεπάγεται ότι θα πρέπει να αλλάξουν πολικότητα όλες οι τάσεις, και φορά όλα τα ρεύματα.



σχ. 6.7 Τα σύμβολα των διαφόρων τύπων FET.

Τα MOSFET προσαύξεσης

Η δομή των MOSFET προσαύξεσης φαίνεται στην σχ. 6.7. Το κανάλι καθώς και οποιοδήποτε άλλο τμήμα του FET οικοδομείται πάνω σ' ένα κρύσταλλο τύπου p που αποτελεί το **υπόστρωμα**. Πάνω σ' αυτό εμφυτεύονται τα μεταλλικά ηλεκτρόδια της πηγής και της εκροής αφού πρώτα δημιουργηθούν στα σημεία της επαφής δυο περιοχές τύπου n με υψηλή πρόσμιξη (n⁺). Αυτό γίνεται για να εξασφαλιστεί η ομαλή συνέχεια ανάμεσα στον μεταλλικό ακροδέκτη και τον ημιαγωγό του καναλιού, με τη δημιουργία **ωμικής επαφής** (βλ. εικ.4.17). Το σύστημα



εικ. 6.8

σχ. 6.8 Η δομή ενός MOSFET προσαύξεσης n-καναλιού

καλύπτεται από λεπτότατο στρώμα SiO₂, πάχους 1000-2000Å. Από την άλλη πλευρά του μονωτικού και ακριβώς απέναντι από το τμήμα του ημιαγωγού όπου δημιουργείται το κανάλι, ανάμεσα στην πηγή και την εκροή, δημιουργείται το τρίτο ηλεκτρόδιο, ηλεκτρικά αγωγίμο, που θα αποτελέσει την πύλη.

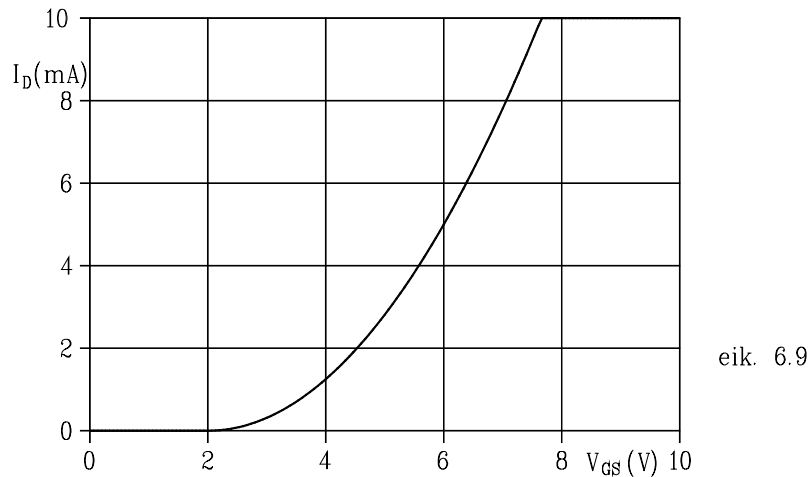
Η ύπαρξη του ημιαγωγού p του υποστρώματος ανάμεσα στις δυο περιοχές (n⁺) καθιστά μη αγωγίμο το κανάλι και επομένως με οποιαδήποτε τάση V_{DS}, το ρεύμα I_D θα είναι περίπου μηδέν και πιο σωστά, ίσο με το ρεύμα των φορέων μειονότητας. Αυτό θα ισχύει για τάση V_{GS} << 0. Αν όμως στην πύλη εφαρμοστεί τάση V_{GS} θετική ως προς το υπόστρωμα, και μεγαλύτερη από μια τιμή κατωφλίου V_T, τότε λόγω επαγωγής θα συσσωρευτούν μέσα στο κανάλι ηλεκτρόνια, τα οποία θα γίνουν οι φορείς πλειονότητας και θα καταστήσουν το κανάλι τύπου n. Έτσι, θα αρχίσει να διέρχεται ρεύμα, όπως καθορίζει ο νόμος του Ohm.

ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΕΣ ΚΑΜΠΥΛΕΣ ΤΟΥ MOSFET ΠΡΟΣΑΥΞΗΣΗΣ

Η εξάρτηση του ρεύματος I_D από την τάση V_{GS}, φαίνεται πιο καλά στο διάγραμμα της σχ. 6.9 που είναι η γραφική απεικόνιση της συνάρτησης

$$\begin{aligned} I_D &= 0 && \text{για } V_{GS} \leq V_T \\ I_D &= k(V_{GS} - V_T)^2 && \text{για } V_{GS} \geq V_T \end{aligned} \quad (6.6)$$

που αποτελεί την **χαρακτηριστική καμπύλη μεταφοράς** και ερμηνεύεται από το φαινόμενο διαμόρφωσης του εύρους του καναλιού, όπως αναλύεται στην προηγούμενη παράγραφο.



σχ. 6.9 Χαρακτηριστική καμπύλη μεταφοράς του MOSFET προσαύξησης n-καναλιού.

Όπως και στα JFET οι **χαρακτηριστικές καμπύλες εξόδου** είναι η γραφική απεικόνιση της σχέσης

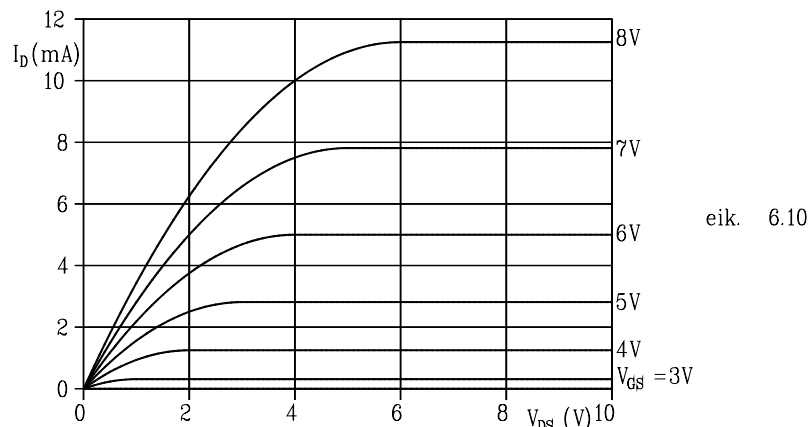
$$I_D = f(V_{DS}, V_{GS}) \quad (6.7)$$

όπου η τάση V_{GS} , αποτελεί την παράμετρο. Και εδώ διακρίνονται σαν διαφορετικές περιοχές λειτουργίας, η **ωμική περιοχή**, και η **περιοχή κόρου** (σχ. 6.10). Για μεν την πρώτη περιοχή που καθορίζεται από τους δυο άξονες και την καμπύλη

$$I_D = kV_{DS}^2 \quad (6.8)$$

το ρεύμα εκροής δίνεται από τη σχέση

$$I_D = k[2(V_{GS} - V_T)V_{DS} - V_{DS}^2] \quad (6.9)$$

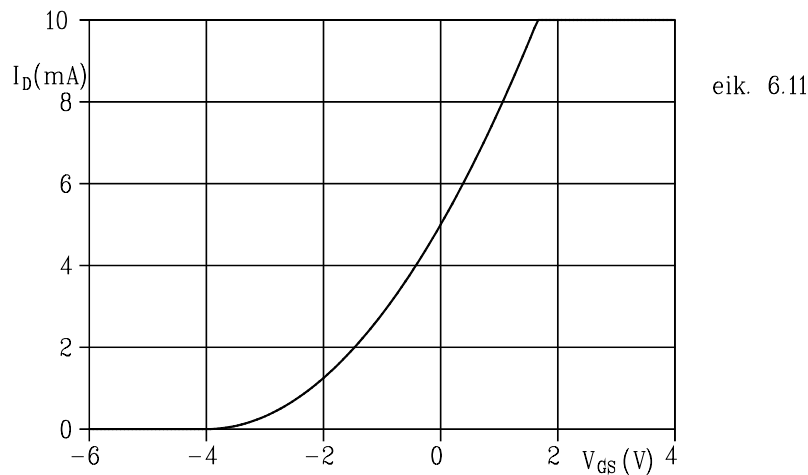


σχ. 6.10 Χαρακτηριστικές καμπύλες εξόδου του MOSFET προσαύξησης.

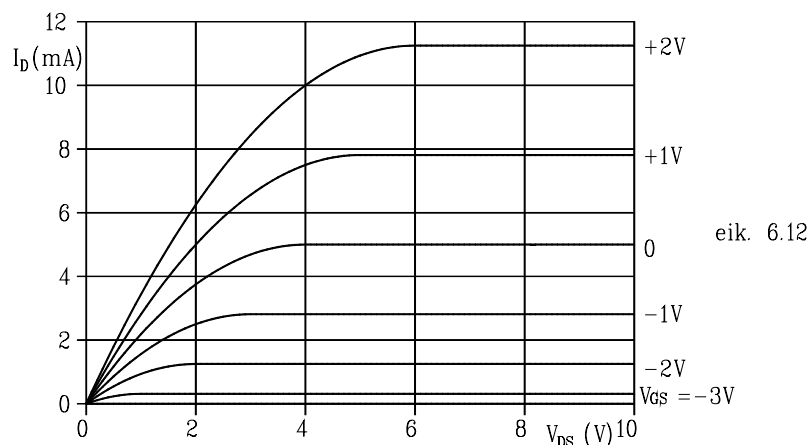
ενώ για την περιοχή κόρου όπου το ρεύμα I_D είναι ανεξάρτητο από την τάση V_{DS} , δίνεται από τη σχέση (6.6).

Το MOSFET απογύμνωσης

Το MOSFET απογύμνωσης κατασκευαστικά μοιάζει με το MOSFET προσαύξησης με μια όμως βασική διαφορά. Εδώ το κανάλι προϋπάρχει χάρη σε μια περιοχή n, ανάμεσα στην πηγή και την εκροή, έτσι ώστε και με μηδενική τάση V_{GS} , το κανάλι να είναι αγωγίμο (σχ. 6.11). Εφαρμογή κάποιας τάσης V_{DS} , έχει σαν συνέπεια την διέγερση ρεύματος I_D , σύμφωνα με το νόμο του Ohm. Εφαρμογή τάσης V_{GS} αρνητικής ως προς το υπόστρωμα, έχει σαν συνέπεια την επαγωγή θετικών φορτίων στο κανάλι, γεγονός που πραγματοποιείται με την απογύμνωση μέρους του καναλιού από τα ελεύθερα ηλεκτρόνια. Έτσι το ενεργό εύρος του καναλιού μειώνεται, με αποτέλεσμα και το ρεύμα I_D να μειώνεται. Αυτό συμβαίνει μέχρι η τάση V_{GS} να φτάσει σε μια οριακή τιμή V_P (τάση στραγγαλισμού) για την οποία το I_D μηδενίζεται. Παραπέρα αύξηση της αρνητικής τάσης δεν επηρεάζει το I_D που διατηρείται μηδέν. Το παραπάνω φαινόμενο λειτουργεί όπως και στα JFET με τη διαφορά ότι εδώ, επιτρέπεται η εφαρμογή και θετικής τάσης V_{GS} , η οποία θα συσσωρεύσει από επαγωγή περισσότερα αρνητικά φορτία (ηλεκτρόνια) στο κανάλι, με αποτέλεσμα την παραπέρα αύξηση του



σχ. 6.11 Χαρακτηριστική καμπύλη μεταφοράς του MOSFET απογύμνωσης n- καναλιού.



σχ. 6.12 Χαρακτηριστικές καμπύλες εξόδου του MOSFET απογύμνωσης n-καναλιού.

ρεύματος. Η σχέση αυτή εκφράζεται από τον τύπο

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

$$I_D = 0 \quad \text{με } |V_{GS}| \geq |V_P| \quad (6.10)$$

και φαίνεται γραφικά στο διάγραμμα της σχ. 6.11.

Οι χαρακτηριστικές καμπύλες εξόδου του MOSFET απογύμνωσης, φαίνονται στην σχ. 6.12 και έχουν την ίδια μορφή αλλά και την ίδια φυσική ερμηνεία με τις αντίστοιχες του JFET. Η μόνη ουσιαστική διαφορά είναι ότι εδώ η παράμετρος V_{GS} παίρνει τόσο αρνητικές όσο και θετικές τιμές. Στη δεύτερη περίπτωση το MOSFET λειτουργεί σαν προσαύξησης.

Οι χαρακτηριστικές καμπύλες εξόδου έχουν την ίδια μορφή και την ίδια ερμηνεία με τις καμπύλες ενός JFET με την ιδιαιτερότητα που παρουσιάζει και η χαρακτηριστική καμπύλη μεταφοράς. Επομένως, και οι εξισώσεις των καμπυλών θα είναι εντελώς ίδιες. Δηλαδή, για μεν την ωμική περιοχή το ρεύμα I_D θα δίνεται από τη σχέση

$$I_D = \frac{I_{DSS}}{V_P^2} [2(V_P - V_{GS})V_{DS} - V_{DS}^2] \quad (6.11)$$

ενώ για την περιοχή κόρου, από τη σχέση

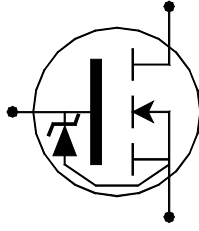
$$I_D = I_{DSS} \left(1 - \frac{V_{GS}}{V_P} \right)^2 \quad (6.12)$$

Τα MOSFET στην εφαρμογή

Χάρη στην υψηλή απομόνωση της πύλης που προσφέρουν τα MOSFET, αποτελούν ηλεκτρονικό εξάρτημα ευρέως χρησιμοποιούμενο σε εφαρμογές, τόσο σε αναλογικά όσο και σε ψηφιακά κυκλώματα. Τα MOSFET προσαύξησης και απογύμνωσης δεν έχουν μεγάλη λειτουργική διαφορά σε συγκεκριμένη εφαρμογή, και επειδή είναι ευκολότερη η κατασκευή των πρώτων, για το λόγο αυτό είναι και περισσότερο διαδεδομένα. Τα MOSFET n-καναλιού, λόγω της μεγαλύτερης αγωγιμότητας που παρουσιάζει ο ημιαγωγός n ιδίων διαστάσεων με αντίστοιχο ημιαγωγό p, έχουν χαμηλότερο κόστος, και παρουσιάζουν μικρότερες διαστάσεις, γεγονός που υπολογίζεται σοβαρά όταν πρόκειται να κατασκευαστούν πολλά FET μαζί, μέσα σ' ένα κρύσταλλο, ενώ επίσης λόγω ακριβώς των μικρών διαστάσεων, παρουσιάζουν μικρότερες χωρητικότητες, και άρα μεγαλύτερες ταχύτητες απόκρισης. Για τους λόγους αυτούς τα MOSFET n-καναλιού προτιμώνται.

ΠΡΟΣΤΑΣΙΑ ΤΗΣ ΠΥΛΗΣ

Η απομόνωση της πύλης στα MOSFET, με λεπτό στρώμα SiO_2 , δημιουργεί μια πολύ μικρή χωρητικότητα. Έτσι, ελάχιστο φορτίο που θα συσσωρευτεί στην πύλη, έστω και επαγωγικά, θα δημιουργήσει μια πολύ υψηλή τάση. Αυτή, σε συνδυασμό και με το μικρό πάχος του διηλεκτρικού, δημιουργεί πολύ ισχυρό ηλεκτρικό πεδίο, το οποίο είναι εύκολο να δημιουργήσει σπινθήρα και να καταστρέψει την απομόνωση της πύλης, καταστρέφοντας έτσι και το MOSFET.

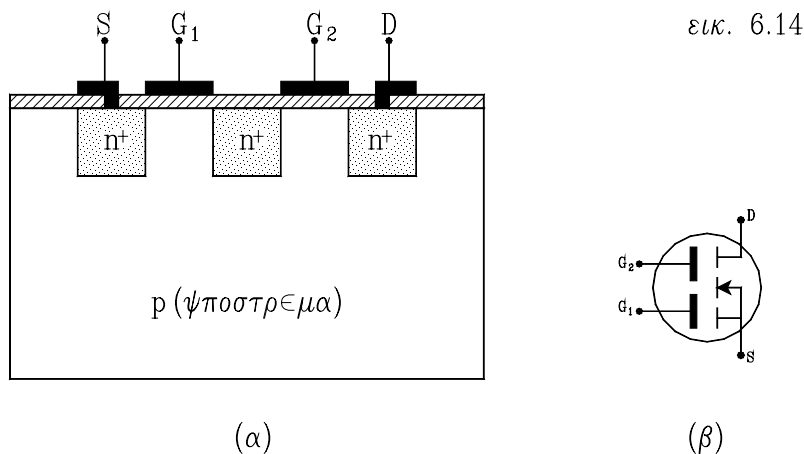


σχ. 6.13 MOSFET προσαύξησης, n-καναλιού με προστασία της πύλης

Ο κίνδυνος αυτός αποφεύγεται, αν ανάμεσα στην πύλη και το κανάλι παράλληλα με την απομόνωση υπάρξει κατάλληλο κύκλωμα προστασίας, που μπορεί να είναι μια δίοδος zener με κατάλληλη πολικότητα (σχ. 6.14). Επειδή φυσικά κάτι τέτοιο ανεβάζει το κόστος του εξαρτήματος και περιορίζει τις επιδόσεις, εφαρμόζεται όπου είναι απόλυτα αναγκαίο. Στις άλλες περιπτώσεις, λαμβάνονται μέτρα προφύλαξης έναντι της δημιουργίας στατικών φορτίων, με την συσκευασία των εξαρτημάτων μέσα σε ηλεκτρικά αγωγίμες θήκες και με χειρισμούς σε περιβάλλον ηλεκτρικά αγωγίμο.

Το MOSFET διπλής πύλης

Τα MOSFET της κατηγορίας αυτής, έχουν το ιδιαίτερο χαρακτηριστικό ότι το κανάλι τους αποτελείται από δυο τμήματα σε σειρά, και στο κάθε τμήμα αντιστοιχεί διαφορετική πύλη η οποία μπορεί να λειτουργεί ανεξάρτητα και να διαμορφώνει το εύρος του καναλιού και κατά συνέπεια το ρεύμα I_D που διαρρέει το κανάλι. Στην σχ. 6.14 φαίνεται η κατασκευαστική δομή και το σύμβολο ενός τέτοιου MOSFET. Το γεγονός ότι το ρεύμα εκροής είναι συνάρτηση δύο άλλων, και συγκεκριμένα των τάσεων V_{GS1} και V_{GS2} επιτρέπει τη λήψη σήματος σαν γινόμενο δυο άλλων σημάτων. Αυτό, σε συνδυασμό με την ύπαρξη μικρών χωρητικοτήτων επιτρέπει τη χρησιμοποίηση των MOSFET διπλής πύλης π.χ. στη μίξη δυο σημάτων υψηλής συχνότητας, στη μεταλλαγή συχνότητας προς υψηλότερες ή χαμηλότερες περιοχές, κλπ.



σχ. 6.14 MOSFET διπλής πύλης (α) Δομή (β)Σύμβολο.

FET ειδικής κατασκευής

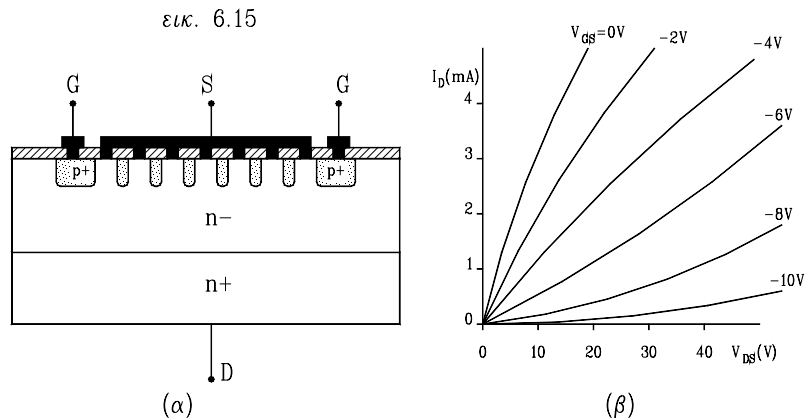
Είναι FET χάρη σε κάποια κατασκευαστική ιδιαιτερότητα αποκτά κάποια ή κάποιες συγκεκριμένες ιδιότητες που του επιτρέπουν να έχει εφαρμογή εκεί όπου δεν μπορούν τα FET της κλασσικής τεχνολογίας. Μια απ' αυτές τις ιδιότητες είναι το μικρό μήκος του καναλιού, γεγονός που επιτρέπει ταχεία απόκριση του FET σε σήματα που το διεγείρουν. Υπάρχουν τόσο JFET όσο και MOSFET με μικρό μήκος καναλιού όπως φαίνεται και από την παρακάτω περιγραφή.

TO MESFET

Είναι ένα JFET κατασκευασμένο από GaAs, γι' αυτό και συχνά ονομάζεται GaAs-FET. Η επαφή της πύλης έχει κατασκευαστεί εδώ με τεχνική ίδια με των διόδων Schottky. Έτσι, η μεγάλη ευκινησία των ηλεκτρονίων του αρσενικούχου γαλλίου (5-10 φορές μεγαλύτερη απ' ότι στο Si), μαζί με την ειδική επαφή μετάλλου - ημιαγωγού (Me-S) που επιτυγχάνει ελάχιστο χρόνο αποθήκευσης ηλεκτρονίων στην περιοχή επαφής, κάνουν το MESFET να αποκρίνεται ταχύτατα σε εξωτερικές διεγέρσεις, και το καθιστούν κατάλληλο για λειτουργία σε πολύ υψηλές συχνότητες (περιοχή 1-10GHz). Λόγω της μικρότερης ευκινησίας των οπών δεν κατασκευάζεται ποτέ MESFET p-καναλιού. Μετά το 1984 τα MESFET χρησιμοποιούνται και για την κατασκευή υψηλής ταχύτητας λογικά κυκλώματα που είναι συμβατά με τα ECL.

TO V-JFET

Το V-JFET (σχ. 6.15) είναι έτσι κατασκευασμένο, ώστε η κίνηση των φορέων μέσα στο κανάλι να γίνεται ι κατακόρυφα (προς το υπόστρωμα) απ' όπου πήρε και το όνομα. Το γεγονός αυτό επιτρέπει την μείωση του μήκους και την αύξηση της διατομής του καναλιού, με αποτέλεσμα το FET να μπορεί να αποκρίνεται σε ισχυρότερα ρεύματα. Η πολλαπλή είσοδος των φορέων από την πηγή, επιτρέπει τον πληρέστερο έλεγχο του καναλιού. Ωστόσο, η υψηλή αντίσταση της πύλης δεν επιτρέπει λειτουργία σε πολύ υψηλές συχνότητες. Τα V-JFET παρουσιάζουν βελτιωμένη γραμμικότητα σε σχέση με τα άλλα FET και για το λόγο αυτό σε συνδυασμό και με τα παραπάνω χρησιμοποιούνται σήμερα στους υψηλής πιστότητας ενισχυτές ισχύος ακουστικών συχνοτήτων.

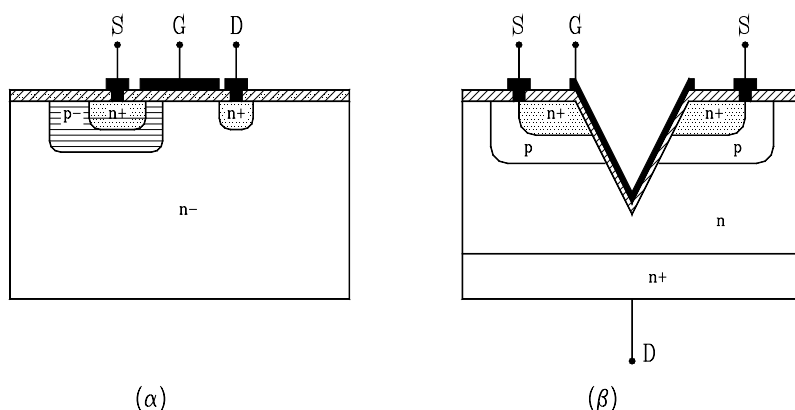


εικ.6.15 V-JFET (α) Δομή (β) Χαρακτηριστικές καμπύλες εξόδου.

ΤΟ DMOS

Είναι κατασκευασμένο έτσι ώστε το μήκος του καναλιού να είναι πολύ μικρό, ενώ οι χωρητικότητες που υπεισέρχονται να είναι επίσης μικρές. Αυτό επιτρέπει τη διέλευση αρκετά μεγάλων ρευμάτων σε αρκετά υψηλές συχνότητες, γεγονός που το κάνει κατάλληλο σαν διακόπτη ισχύος, ή ενισχυτή υψηλών συχνοτήτων. Το όνομα του οφείλει στην τεχνική διπλής διάχυσης (Double-diffused MOS) που ακολουθείται στην κατασκευή του, ενώ διέπεται από την ίδια αρχή λειτουργίας των άλλων MOSFET (σχ. 6.16α).

εικ. 6.16



σχ. 6.16 (α) DMOS (β) VMOS

ΤΟ VMOS

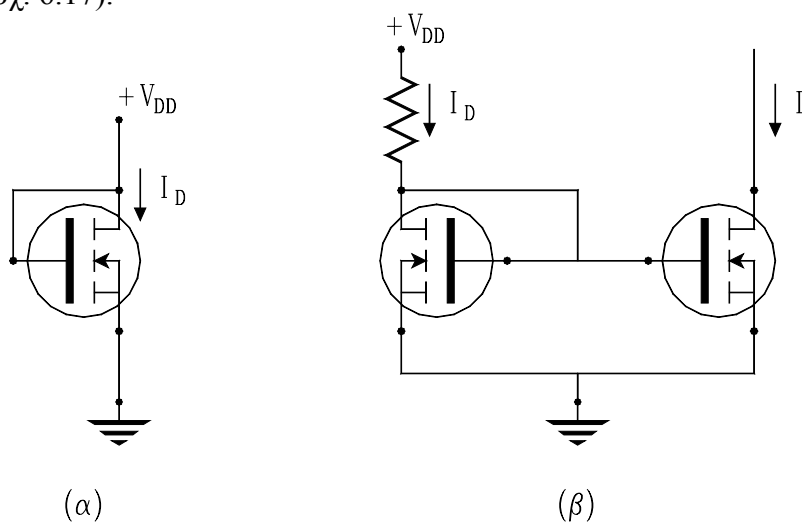
Η ονομασία ανήκει σε προϊόν της Siliconix Inc. όπως και η προηγούμενη, και αφορά MOSFET με κατακόρυφη τη διάταξη του καναλιού (Vertical MOS). Η διάταξη αυτή επιτρέπει πολύ μικρό μήκος καναλιού ($\approx 1,5\mu\text{m}$) και απεριόριστο πλάτος. Αυτό έχει σαν συνέπεια την δυνατότητα διέλευσης αρκετά μεγάλου ρεύματος σε αρκετά υψηλή συχνότητα. Ο έλεγχος του καναλιού γίνεται από την ειδικής κατασκευής πύλη (σε γράμμα V) που οφείλει τη μορφή της στην ανάγκη ελέγχου κατακόρυφου καναλιού. Όπως φαίνεται και από την διάταξη των ημιαγωγών (σχ. 6.16β) δεν επιτρέπεται η αμοιβαία αλλαγή των ακροδεκτών της πηγής και της εκροής. Μερικά από τα πλεονεκτήματα τους είναι

- Μεγάλη ταχύτητα διακοπής (π.χ. τα 2A διακόπτονται σε 10ns)
- Χρήση σε ενισχυτές video με πολύ ευρεία ζώνη (π.χ. 600MHz)
- Αυξημένη γραμμικότητα
- Εξαιρετικά μεγάλη αντίσταση εισόδου που σημαίνει ότι μπορεί να οδηγηθεί κατευθείαν από λογικά κυκλώματα
- Πολύ χαμηλή αντίσταση καναλιού σε κατάσταση αγωγιμότητας ($=3\Omega$)
- Πολύ χαμηλός θόρυβος
- Μεγάλη τάση κατάρρευσης μεταξύ πηγής και εκροής
- Θερμική σταθερότητα

Τα VMOS χρησιμοποιούνται σαν διακόπτες ισχύος για μεγάλες συχνότητες διακοπής σε βιομηχανικές εφαρμογές, και σαν ενισχυτές ισχύος ακουστών ή ραδιοφωνικών συχνοτήτων.

Το FET σαν ρυθμιζόμενη αντίσταση

Από την αρχή λειτουργίας του προκύπτει ότι το FET με οποιαδήποτε μορφή του μπορεί να χρησιμοποιηθεί σαν ωμική αντίσταση μεταξύ των ακροδεκτών S και D, της οποίας η τιμή μπορεί να μεταβάλλεται με την εφαρμοζόμενη τάση στην πύλη (G), εφ' όσον βέβαια το FET πολωθεί στην ωμική περιοχή. Όσο πιο κοντά στο μηδέν γίνει η πόλωση, τόσο καλύτερη είναι η γραμμικότητα. Εκτός αυτού όμως, οι σχεδόν οριζόντιες χαρακτηριστικές εξόδου που έχουν τα FET στην περιοχή κόρου, εξασφαλίζουν την ύπαρξη μίας πολύ μεγάλης αντίστασης η οποία μάλιστα μπορεί να διαρρέεται από οποιοδήποτε ρεύμα $I \ll I_{DSS}$ χωρίς την ανάγκη υψηλής τάσης. Αυτό επιτρέπει τη χρήση του FET σαν ωμικό φορτίο, αλλά και σαν πηγή σταθερού ρεύματος (σχ. 6.17).



σχ. 6.17 (α) Το FET σαν ωμικό φορτίο (β) πηγή σταθερού ρεύματος