

Φαινόμενα μεταφοράς φορέων

1. Ολίσθηση φορέων (ρεύμα αγωγιμότητας)
2. Διάχυση φορέων (ρεύμα διάχυσης)
3. Έγχυση φορέων
4. Δημιουργία-επανασύνδεση φορέων

Φαινόμενα Μεταφοράς και Σκέδασης Φορέων στους Ημιαγωγούς

{Φορείς σε Θερμοδυναμική Ισορροπία}
+ {Θεώρημα Ισοκατανομής της Ενέργειας}



{Ενέργεια ανά βαθμό ελευθερίας: $\frac{1}{2} (kT)$ }

Τρεις βαθμοί ελευθερίας (x,y,z) $\Rightarrow \frac{1}{2} m^* v_{th}^2 = (3/2)(kT)$

$T=300K \Rightarrow v_{th} \approx 10^7 \text{ cm/s}$

Θερμική Κίνηση: \Rightarrow Διαδοχικές κρούσεις με

- i) Πλεγματικές Ταλαντώσεις ($T \neq 0$)
- ii) Ατομα προσμείξεων
- iii) Πλεγματικές ατέλειες
- iv) Όρια κρυσταλλιτών

Μέση ελεύθερη διαδρομή: $\bar{l} \approx 10^{-5} \text{ cm} = 10^3 \text{ \AA}$

Μέσος ελεύθερος χρόνος: $\tau \approx \bar{l} / v_{th} \approx 10^{-12} \text{ s}$

1. Ολίσθηση φορέων (ρεύμα αγωγιμότητας)

{Φορείς, παρουσία μόνο Ηλεκτρικού Πεδίου}

$$m^* dv_x/dt = eE_x \Rightarrow v_x \sim t$$

{Πειραματική παρατήρηση: $I=jA=(nev)A=\text{σταθ.}$ }

{Σταθερό ρεύμα Αγωγιμότητας, παρουσία σταθ. Ηλ/κού Πεδίου}

Άρα: $m^* dv_x/dt = eE_x - m^* v_x/\tau \Rightarrow$

οριακή ταχύτητα «ολίσθησης»: $(v_x)_{op} = (e\tau/m^*)E_x$

Όπου τ : Μέσος ελεύθερος χρόνος (μεταξύ δύο διαδοχικών κρούσεων)

Άρα: $j = nev_{op} = (ne^2\tau/m^*)E$ (1)

Επίσης (N. Ohm: $j = \sigma E$) (2)

Επομένως: $\sigma = en(e\tau/m^*) = en\mu$ (3)

όπου $\mu = e\tau/m^*$: ευκινησία (mobility) των φορέων

Ισοδύναμα: $j = nev_{op} = \sigma E = en\mu E$

$\Rightarrow \mu = v_{op}/E$

Δηλαδή: η ευκινησία των φορέων

εκφράζει ($\mu = v_{dr}/E$): την οριακή ταχύτητα ολίσθησης των φορέων, ανά μονάδα εφαρμοζόμενου εξωτερικού πεδίου.
Μονάδες : $(\text{cm/s})/(\text{V/cm}) = \text{cm}^2/(\text{Vs})$

και

εξαρτάται ($\mu = e\tau/m^*$) από :

i) τ : (Στατιστική και διαδικασίες σκέδασης)

ii) m^* : (Δομή Ζώνη: ενεργός μάζα αγωγιμότητας $\neq m^*_{\text{DoS}}$)

Συνολικά : $\sigma = \sigma_e + \sigma_h = |e|(n\mu_e + p\mu_h)$

Χαρακτηριστικές Τιμές Ευκινησίας (cm^2/sV)

300K	μ_e	μ_h
Si	1350	475
Ge	3900	1900
GaAs	8500	400
GaP	110	75

Εξάρτηση του μέσου ελεύθερου χρόνου από τη θερμοκρασία

Εστω: l = η μέση ελεύθερη διαδρομή \equiv η μέση απόσταση ανάμεσα σε δύο διαδοχικά κέντρα σκέδασης

S = ενεργός διατομή των κέντρων σκέδασης

Άρα:

$$l = v_{th} \tau$$

και, μέσος όγκος ανά κέντρο σκέδασης: $V = Sl = S\tau v_{th}$,

Αν N : η πυκνότητα (συγκέντρωση) κέντρων σκέδασης:

$$N \approx (1/V) = 1/(Sv_{th}\tau) \Rightarrow$$

Σχέση υπολογισμού του μέσου ελεύθερου χρόνου :

$$\tau(T) = 1/[N(T)v_{th}(T)S(T)]$$

όπου: $v_{th} = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}}$ η θερμική ταχύτητα των φορέων

Τύποι κέντρων σκέδασης: i) Πλεγματικές Ταλαντώσεις ($T \neq 0$)

ii) Ατομα προσμείξεων

iii) Πλεγματικές ατέλειες

iv) Όρια κρυσταλλιτών

Συνολικός μέσος ελεύθερος χρόνος

Αν, τ_i ο μέσος ελεύθερος χρόνος για κάθε διαδικασία σκέδασης τότε
: $(1/\tau_i)$ =μέτρο της πιθανότητας σκέδασης τύπου- i

Οπότε:

συνολική πιθανότητα σκέδασης = άθροισμα των επιμέρους
πιθανοτήτων

$$\frac{1}{\tau} = \sum_i \left(\frac{1}{\tau_i} \right)$$

Στην περίπτωση τέλει-άπειρου κρυστάλλου, απομένουν:
i)θερμικές ταλαντώσεις, ii) ιονισμένες προσμείξεις

$$\Rightarrow \frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{phonon}} + \frac{1}{\tau_{ionized dopants}}$$

i) Σκέδαση από θερμικές ταλαντώσεις (phonons)

$$E_{phonon} = \frac{1}{2} M_{red} v^2 = \frac{1}{2} M_{red} \omega^2 a^2 \cos(\omega t) \Rightarrow \langle E_{phonon} \rangle = \frac{M_{red} \omega^2 a^2}{4} = \frac{1}{2} kT \Rightarrow a^2 = \frac{2kT}{M_{red} \omega^2}$$

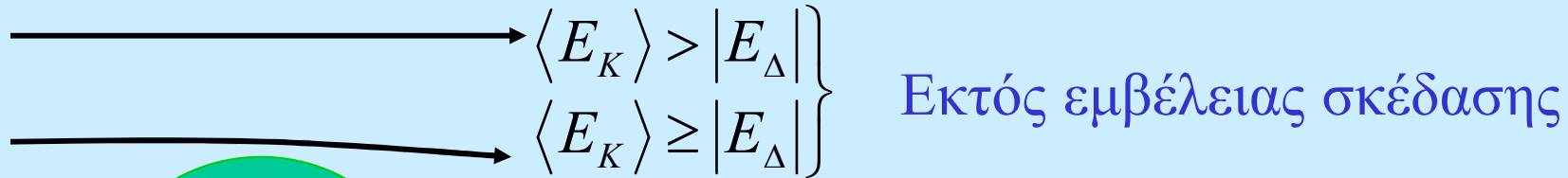
Ενεργός διατομή σκέδασης από φωνόνια:

$$S_{phonon} = \pi a^2 \Rightarrow S_{phonon} = \frac{2\pi kT}{M_{red} \omega^2}$$

Μέσος ελεύθερος χρόνος από σκέδαση σε θερμικές ταλαντώσεις:

$$\begin{aligned} \tau_{phonon} &= \frac{1}{N v_{th}(T) S_{phonon}(T)} = \\ &= \frac{1}{N} \sqrt{\frac{m}{3kT}} \cdot \frac{M_{red} \omega^2}{2\pi kT} \Rightarrow \frac{1}{\tau_{phonon}} \sim AT^{3/2} \end{aligned}$$

ii) Σκέδαση από ιονισμένες προσμείξεις (*ionized dopants*)



Συνθήκη Σκέδασης:

$$\left. \begin{array}{l} \langle E_K \rangle \leq |E_\Delta| \Rightarrow \frac{1}{2} m v_{th}^2 \approx \frac{e^2}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0 r_0} \\ \langle E_K \rangle \approx \frac{3}{2} kT \end{array} \right\} \Rightarrow S_{ion-dop} = \pi r_0^2 = \frac{\pi e^4}{(6\pi\epsilon_r\epsilon_0 kT)^2}$$

Μέσος ελεύθερος χρόνος από σκέδαση σε ιονισμένες προσμείξεις:

$$\begin{aligned} \tau_{ion-dop} &= \frac{1}{N v_{th}(T) S_{ion-dop}(T)} = \\ &= \frac{1}{N} \sqrt{\frac{m}{3kT}} \cdot \frac{(6\pi\epsilon_r\epsilon_0 kT)^2}{\pi e^4} \Rightarrow \frac{1}{\tau_{ion-dop}} \sim BT^{-3/2} \end{aligned}$$

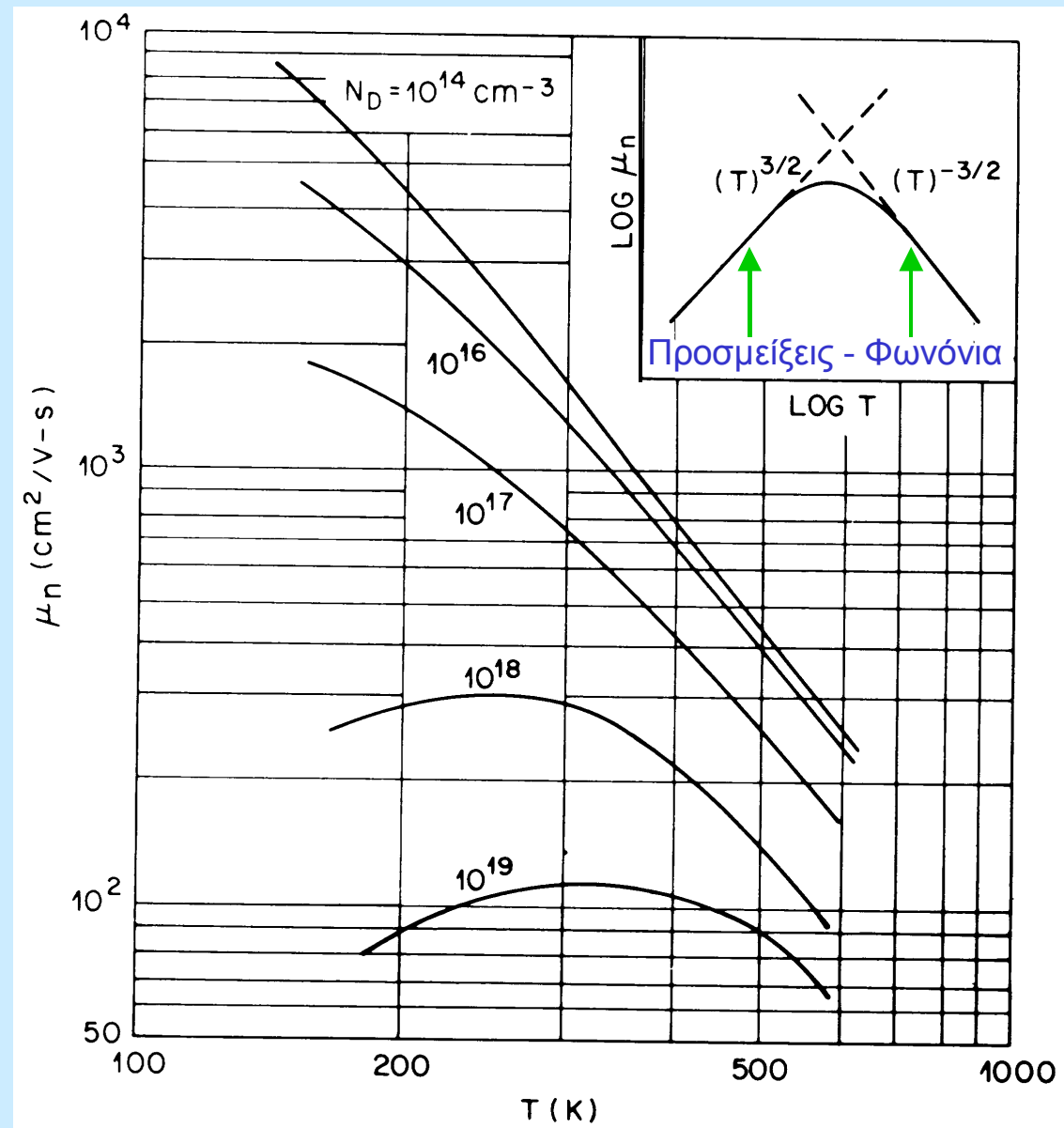
Θερμοκρασιακή εξάρτηση της ευκινησίας των ηλεκτρονίων στο πυρίτιο για διαφορετικές συγκεντρώσεις προσμείξεων τύπου «ΔΟΤΕΣ»

Για χαμηλές συγκεντρώσεις προσμείξεων : 10^{14} - 10^{17} cm^{-3} , επικρατεί η σκέδαση από φωνόνια ($\mu \sim T^{-3/2}$)

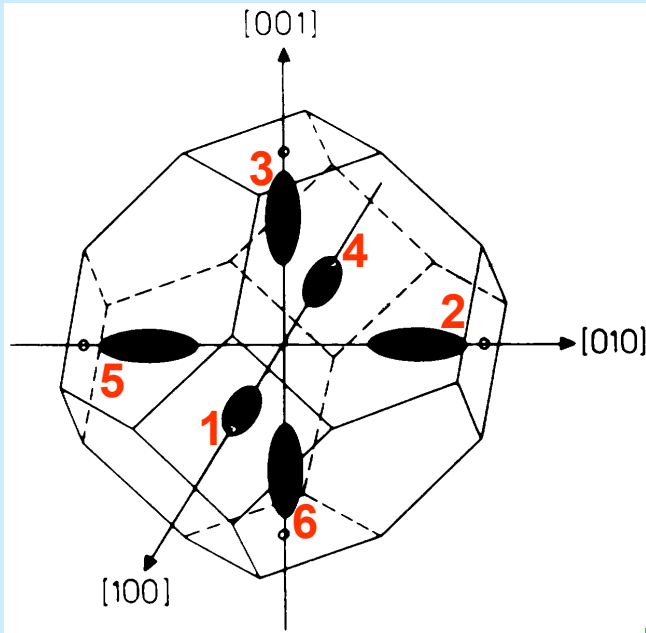
Για υψηλές συγκεντρώσεις προσμείξεων : $>10^{18}$ cm^{-3} ,

i) στις χαμηλές θερμοκρασίες επικρατεί η σκέδαση από ιονισμένες προσμείξεις ($\mu \sim T^{3/2}$)

ii) στις υψηλές θερμοκρασίες επικρατεί η σκέδαση από φωνόνια επειδή αυξάνει το πλάτος των πλεγματικών ταλαντώσεων



Υπολογισμός της ενεργού μάζας αγωγιμότητας (π.χ., στο Si)



Αν ορίσουμε :

$$\left(\frac{1}{m}\right)_{\alpha\gamma\omega\gamma} = \frac{1}{3} \left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} + \frac{1}{m_3} \right)$$

Στο Si και το Ge :

$$\left(\frac{1}{m}\right)_{\alpha\gamma\omega\gamma} = \frac{1}{3} \left(\frac{2}{m_t} + \frac{1}{m_l} \right)$$

$$\vec{j} = \sum_{\nu=1}^6 \tilde{\sigma}^{(\nu)} \vec{E} = \sum_{\nu=1}^6 \begin{bmatrix} \sigma_1^{(\nu)} & & \\ & \sigma_2^{(\nu)} & \\ & & \sigma_3^{(\nu)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix}$$

Κατά συνιστώσες (επειδή: $n^{(\nu)} = n/6$, $\nu=1-6$)

$$\begin{aligned} j_x &= (\sigma_x^{(1)} + \sigma_x^{(4)}) E_x + (\sigma_x^{(2)} + \sigma_x^{(5)}) E_x + (\sigma_x^{(3)} + \sigma_x^{(6)}) E_x = \\ &= 2(\sigma_x^{(1)} + \sigma_x^{(2)} + \sigma_x^{(3)}) E_x = 2e^2 n^{(\nu)} \tau \left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} + \frac{1}{m_3} \right) E_x \end{aligned}$$

Όμοια :

$$j_y = 2(\sigma_y^{(1)} + \sigma_y^{(2)} + \sigma_y^{(3)}) E_y = 2e^2 n^{(\nu)} \tau \left(\frac{1}{m_2} + \frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_3} \right) E_y$$

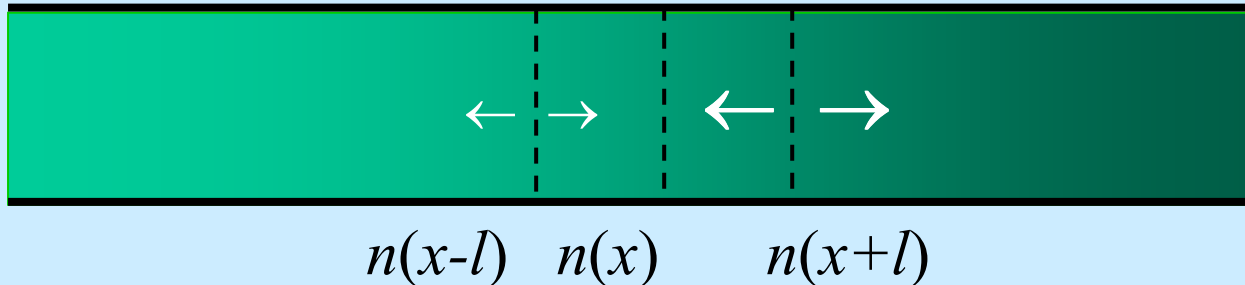
$$j_z = 2(\sigma_z^{(1)} + \sigma_z^{(2)} + \sigma_z^{(3)}) E_z = 2e^2 n^{(\nu)} \tau \left(\frac{1}{m_3} + \frac{1}{m_2} + \frac{1}{m_1} \right) E_z$$

Παίρνουμε:

$$\vec{j} = \frac{6e^2 n^{(\nu)} \tau}{m_{\alpha\gamma\omega\gamma}} \vec{E} = \frac{e^2 n \tau}{m_{\alpha\gamma\omega\gamma}} \vec{E}$$

2. Διάχυση φορέων (ρεύμα διάχυσης)

Όταν έχουμε χωρικά ανομοιογενή συγκέντρωση φορέων, n , η οποία μεταβάλλεται μόνο κατά τη διεύθυνση x : $n=n(x)$,



«Καθαρή» Ροή Σωματιδίων στην θέση : x

$$F(x) = F_{\rightarrow}(x-l) - F_{\leftarrow}(x+l) = \left(\frac{1}{2}\right)n(x-l)v_{th,x} - \left(\frac{1}{2}\right)n(x+l)v_{th,x}$$

$$F = \frac{v_{th,x}}{2} \left(n(x) - l \frac{dn}{dx} - n(x) - l \frac{dn}{dx} \right) = -v_{th,x} l \frac{dn}{dx} \Rightarrow F = -D \frac{dn}{dx}$$

Όπου: $D = v_{th,x} l$: Συντελεστής διάχυσης

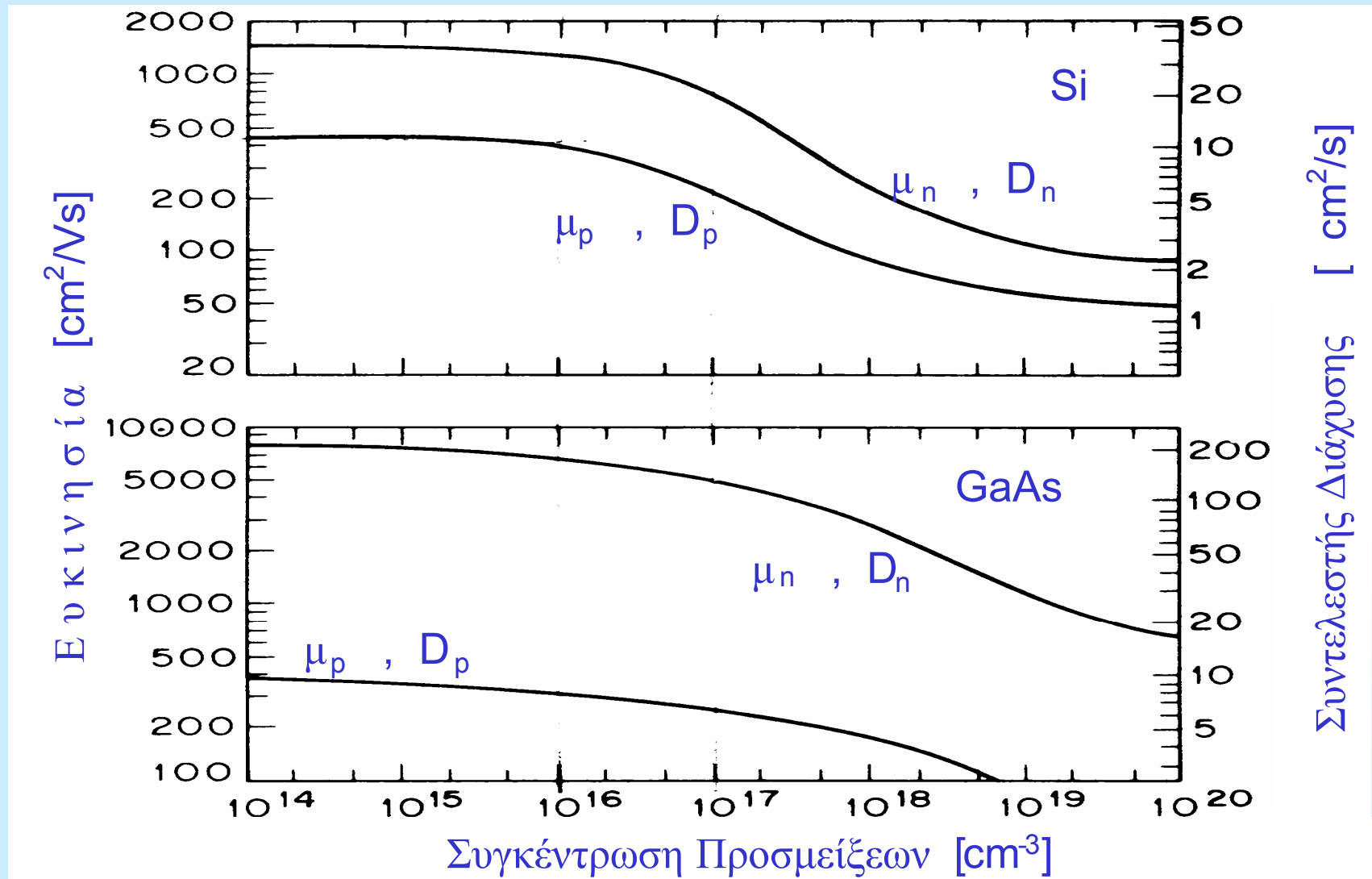
Ρεύμα Διάχυσης και Σχέση κινητικών συντελεστών (Διάχυσης ~ Ευκινησίας)

$$J_D = qF \Rightarrow J_D = -qD \frac{dn}{dx}$$

Σχέση κινητικών συντελεστών (Διάχυσης ~ Ευκινησίας)

$$\left. \begin{array}{l} \mu = \frac{e\tau}{m^*} \\ D = v_{th,x} l \end{array} \right\} \Rightarrow \frac{D}{\mu} = \frac{v_{th,x} l}{e\tau} m^* = \frac{m^* v_{th,x}^2}{e} \left. \begin{array}{l} \\ \frac{1}{2} m^* v_{th}^2 = \frac{kT}{2} \\ \uparrow \end{array} \right\} \Rightarrow \frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e} : \text{Σχέση Einstein}$$

Θεώρημα ισοκατανομής για κίνηση σε μία δεύθυνση (x)




Συντελεστές Ευκινησίας και Διάχυσης του Si και του GaAs, σε θερμοκρασία δωματίου, ως συνάρτηση της συγκέντρωσης προσμείξεων

- Στην περίπτωση που έχουμε :
- i) φορείς τύπου n
 - ii) φορείς τύπου p
 - iii) ανομοιογενείς πυκνότητες, $n(x), p(x)$
 - iv) εξωτερικό ηλεκτρικό πεδίο E


Το συνολικό ρεύμα είναι $J_{ολ} = J_n + J_p$, όπου :

$$J_n = |e| \left[n \mu_n E + D_n \frac{dn}{dx} \right]$$

Ρεύμα αγωγιμότητας



Ρεύμα διάχυσης



$$J_p = |e| \left[p \mu_p E - D_p \frac{dp}{dx} \right]$$

3. Έγχυση φορέων

Εισαγωγή πλεονάσματος φορέων, ώστε $np > n_i^2 \approx 10^{20} \text{ cm}^{-3}$
(απομάκρυνση από θερμοδυναμική ισορροπία)

Παράδειγμα: n-Si ($n \approx N_D = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, σε ολικό ιονισμό)

α) σε θερμοδυναμική ισορροπία: $np = n_i^2 \Rightarrow p = n_i^2 / N_D = 10^5 \text{ cm}^{-3}$

β) οπτική έγχυση φορέων χαμηλής έντασης: $\Delta n = \Delta p = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$

$$n_n = 10^{15} + 10^{12} \approx 10^{15} \text{ cm}^{-3}$$

$$p_n = 10^5 + 10^{12} \approx 10^{12} \text{ cm}^{-3}$$

γ) οπτική έγχυση φορέων υψηλής έντασης: $\Delta n = \Delta p = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

$$n_n = 10^{15} + 10^{17} \approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$$

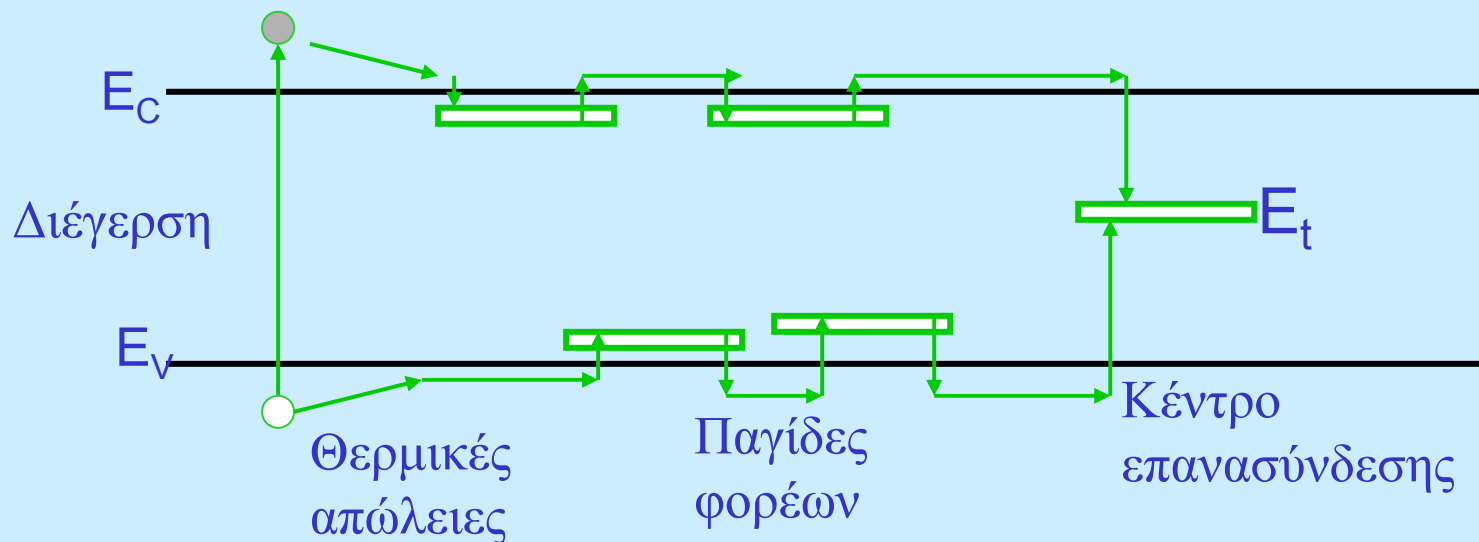
$$p_n = 10^5 + 10^{17} \approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$$

4. Δημιουργία-επανασύνδεση φορέων

α) Δημιουργία :
i) θερμική (G_{th})
ii) οπτική (G_{Light})
iii) ηλεκτρική

β) Επανασύνδεση:
i) άμεση
ii) έμμεση (κέντρα επανασύνδεσης)
iii) επιφανειακή

(εντοπισμένες ενδοχασματικές ενεργειακές καταστάσεις λόγω διακοπής της πλεγματικής δομής στην επιφάνεια



Χρονική εξέλιξη της συγκέντρωσης φορέων κατά την έναρξη και τη διακοπή της διέγερσης

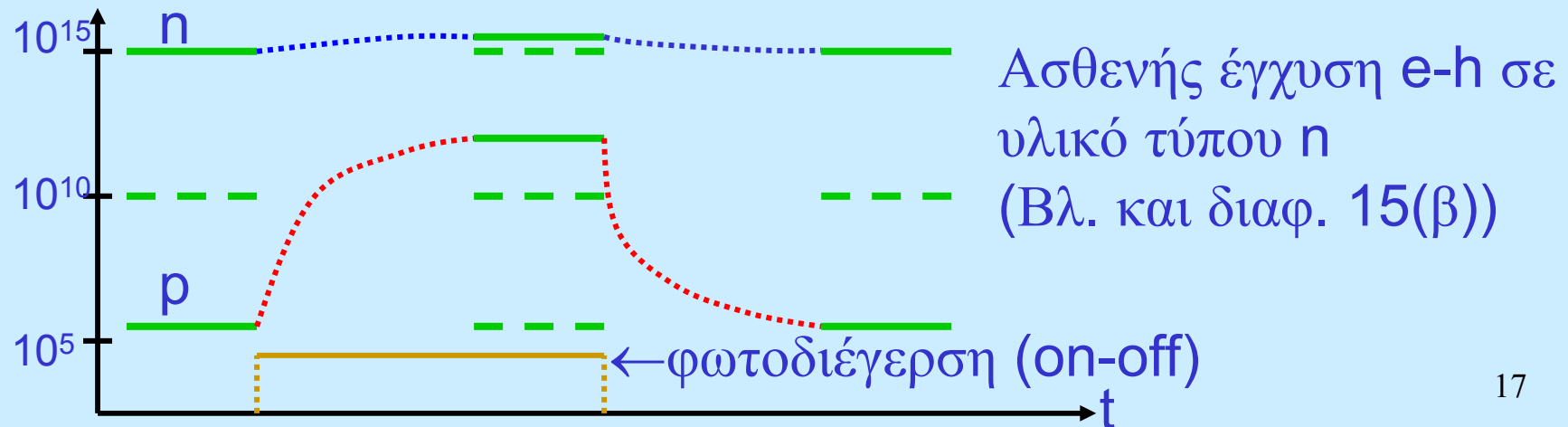
Έστω : τ = μέσος χρόνος επανασύνδεσης

α) Έναρξη:
$$\frac{d\Delta p_n}{dt} = G - \frac{\Delta p_n}{\tau} \Rightarrow \ln \left[G - \frac{\Delta p_n}{\tau} \right] = -\frac{t}{\tau} + C$$

$$\{t = 0, \Delta p_n = 0\} \Rightarrow C = \ln G$$

Τελικά :
$$\Delta p_n(t) = \tau G \left[1 - \exp \left(\pi - \frac{t}{\tau} \right) \right], \quad 0 \leq t < t_{off}$$

β) Διακοπή την $t_{off} \gg \tau$:
$$\frac{d\Delta p_n}{dt} = -\frac{\Delta p_n}{\tau} \Rightarrow \Delta p_n = \Delta p_n(0) \exp \left(-\frac{t'}{\tau} \right)$$



Στάθμη Fermi ανομοιογενών ημιαγωγών
σε θερμοδυναμική ισορροπία

① $N_1(E)$ $f_1(E)$	$N_2(E)$ $f_2(E)$	② $F_{1 \rightarrow 2}(E) = [N_1(E)f_1(E)] \cdot [N_2(E)(1 - f_2(E))]$ $F_{2 \rightarrow 1}(E) = [N_2(E)f_2(E)] \cdot [N_1(E)(1 - f_1(E))]$
------------------------	----------------------	--

Σε θερμοδυναμική ισορροπία: $F_{1 \rightarrow 2}(E) = F_{2 \rightarrow 1}(E) \Rightarrow$

$$N_1 N_2 f_1 - N_1 N_2 f_1 f_2 = N_1 N_2 f_2 - N_1 N_2 f_1 f_2 \Rightarrow$$

$$N_1 N_2 f_1 = N_1 N_2 f_2 \Rightarrow f_1(E) = f_2(E) \Rightarrow$$

$$\left[1 + e^{\frac{(E - E_{F_1})}{kT}} \right]^{-1} = \left[1 + e^{\frac{(E - E_{F_2})}{kT}} \right]^{-1} \Rightarrow E_{F_1} = E_{F_2}$$

Γενικότερα, σε θερμοδυναμική ισορροπία ισχύει : $\frac{dE_F}{dx} = 0$

1) Χρήσιμες σχέσεις που συνδέουν τις συγκεντρώσεις φορέων και τα επίπεδα Fermi εξωγενών (α) και ενδογενών (β) ημιαγωγών σε κατάσταση Θερμοδυναμικής Ισορροπίας (ΘΙ)

$$\left. \begin{array}{l} \alpha_1) n_{\Theta I} = N_C e^{-\frac{E_C - E_F}{kT}} \\ \beta_1) n_i = N_C e^{-\frac{E_C - E_i}{kT}} \end{array} \right\} \Rightarrow n_{\Theta I} = n_i e^{\frac{E_F - E_i}{kT}}$$

$$\left. \begin{array}{l} \alpha_2) p_{\Theta I} = N_V e^{-\frac{E_F - E_V}{kT}} \\ \beta_2) p_i = N_V e^{-\frac{E_i - E_V}{kT}} \end{array} \right\} \Rightarrow p_{\Theta I} = p_i e^{\frac{E_i - E_F}{kT}}$$

2) Σχέσεις ορισμού για τις ψευδοστάθμες Fermi (Imref) που συνδέουν τις συγκεντρώσεις εξωγενών φορέων σε στάσιμη κατάσταση μη-Θερμοδυναμικής Ισορροπίας, με τις αντίστοιχες ενδογενείς παραμέτρους σε κατάσταση ΘΙ

$$n_{\Sigma K - \mu \Theta I} = n_i e^{\frac{E_{F_n} - E_i}{kT}}$$

$$p_{\Sigma K - \mu \Theta I} = p_i e^{\frac{E_i - E_{F_p}}{kT}}$$

Εφαρμογή εξωτερικού Ηλεκτρικού πεδίου σε ομογενή ημιαγωγό (I)

Έστω ότι εφαρμόζουμε διαφορά δυναμικού V ανάμεσα στα δύο άκρα ενός επιμήκους ομογενούς ημιαγωγού,

το ηλεκτρικό πεδίο θα είναι : $\mathcal{E} = -dV/dx = -(1/q)(dE/dx)$

όπου: E , η ηλεκτρική ενέργεια των φορέων

για τα ηλεκτρόνια: $E \equiv E_C$,

για τις οπές: $E \equiv E_V$,

Αντιπροσωπευτική ενέργεια για όλο το σύστημα (e & h): E_i ,

(Ενδογενής Στάθμη Fermi: $E_i \parallel E_V \parallel E_C$): $\mathcal{E} = -(1/q)(dE_i/dx)$

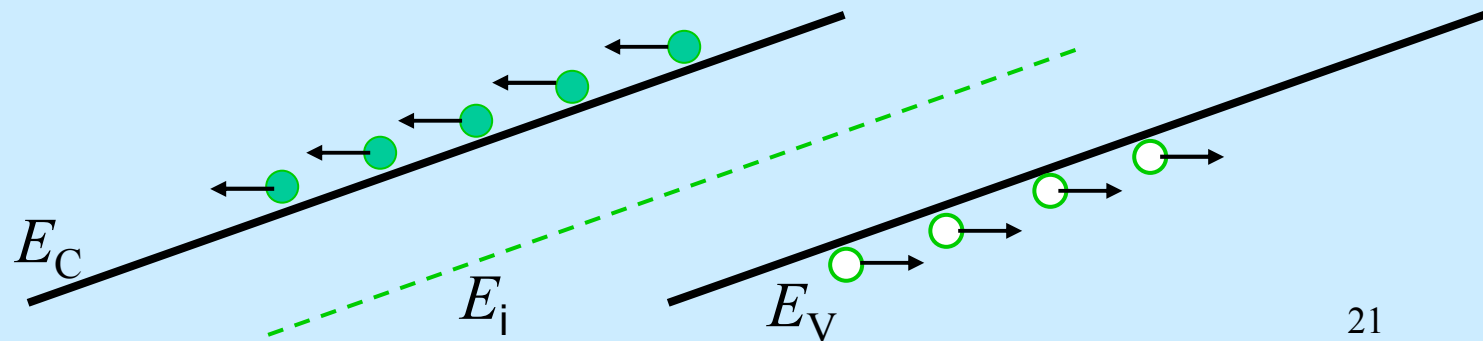
Εφαρμογή εξωτερικού Ηλεκτρικού πεδίου σε ομογενή ημιαγωγό (II)

Διπλή ερμηνεία της: $\mathcal{E} = -(1/q)(dE_i/dx)$:

- Παρουσία ηλεκτρικού πεδίου έχουμε μεταβολή της ενδογενούς στάθμης Fermi ($E_i = E_i(x)$), και, επομένως και των ζωνών σθένους και αγωγιμότητας

Η

- Μεταβολές (λόγω ανομοιογένειας) της ενδογενούς στάθμης Fermi (ως προς το πραγματικό επίπεδο Fermi, που είναι σταθερό σε όλο το υλικό, σε Θερμ/κή Ισορροπία, βλ. και διαφάνεια 20), προκαλούν την ανάπτυξη εσωτερικών ηλεκτρικών πεδίων [Βλ. επόμενη διαφάνεια]



Ηλεκτρικό πεδίο που αναπτύσσεται σε ημιαγωγούς με ανομοιογενή συγκέντρωση συγκέντρωση φορέων, σε κατάσταση Θερμοδυναμικής Ισορροπίας

Αν, π.χ., $n = n(x)$, (αλλά, $E_F = \text{σταθ.}$, λόγω ΘΙ) :

$$n(x) = N_C e^{-\frac{E_C(x) - E_F}{kT}} = n_i e^{-\frac{E_i(x) - E_F}{kT}}$$

$$\frac{n(x)}{N_C} = e^{-\frac{E_C(x) - E_F}{kT}} \Rightarrow E_C(x) = E_F - kT \ln \left[\frac{n(x)}{N_C} \right]$$

$$\frac{n(x)}{n_i} = e^{-\frac{E_i(x) - E_F}{kT}} \Rightarrow E_i(x) = E_F - kT \ln \left[\frac{n(x)}{n_i} \right]$$

$$\mathcal{E} = (1/q)(dE_i/dx) = -\frac{kT}{q} \cdot \frac{1}{n(x)} \cdot \frac{dn(x)}{dx}$$

Διαφορά δυναμικού λόγω ανομοιογενούς συγκέντρωσης φορέων και αλληλοαναίρεσης των ρευμάτων διάχυσης και ολίσθησης

$$J = 0 \Rightarrow n\mu_n E = -D_n \frac{dn}{dx} \Rightarrow E = -\frac{D_n}{\mu_n} \cdot \frac{1}{n(x)} \cdot \frac{dn}{dx}$$

$$E = -\frac{kT}{q} \cdot \frac{1}{n(x)} \cdot \frac{dn(x)}{dx} \Rightarrow dV = \frac{kT}{q} \cdot \frac{dn(x)}{n(x)} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \int_{V_1}^{V_2} dV = \frac{kT}{q} \cdot \int_{n_1}^{n_2} \frac{dn(x)}{n(x)}$$

$$\Rightarrow V_2 - V_1 = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{n_2}{n_1} \right)$$

Φυσική προέλευση του Ηλεκτρικού πεδίου,
λόγω ανομοιογενούς συγκέντρωσης φορέων, σε κατάσταση ΘΙ

π.χ.: ανομοιογενής (κατά βάθος) εμφύτευση προσμείξεων, $N_D = N_0 e^{-ax}$, αλλά τέτοια ώστε να έχουμε ολικό ιονισμό, σε όλη την έκταση του υλικού

α) αρχικά: ανομοιογενής συγκέντρωση ιονισμένων δοτών $N_D^+ = N_0^+ e^{-ax}$, και ελεύθερων ηλεκτρονίων $n = n_0 e^{-ax}$, ($n_0 = N_0^+$)

β) $dN_D^+/dx \neq 0$, $dn/dx \neq 0$ τείνουν να προκαλέσουν ρεύμα διάχυσης, στο οποίο αποκρίνονται (πρακτικά) μόνο τα ελεύθερα ηλεκτρόνια (λόγω πολύ μεγαλύτερης αδράνειας των ιόντων)

γ) το ρεύμα διάχυσης προκαλεί συσσώρευση αντίθετων φορτίων (λόγω διαχωρισμού των $N_D^+(x) =$ και $n(x)$)

δ) το επαγόμενο πεδίο προκαλεί αντίθετο ρεύμα αγωγιμότητας που αναιρεί το ρεύμα διάχυσης, με αποτέλεσμα την επίτευξη ΘΙ

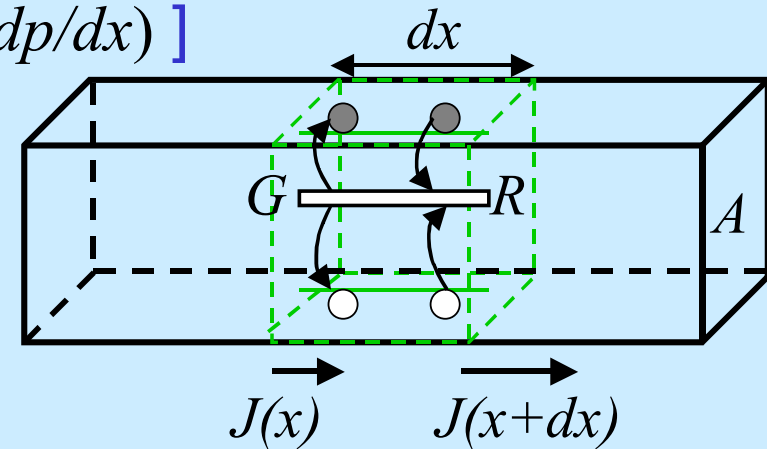
Εξίσωση συνέχειας κατά την περίπτωση ταυτόχρονης :

γ) Διάχυσης φορέων [$qD_n(dn/dx), -qD_p(dp/dx)$]

δ) Ολίσθησης φορέων [$q\mu_n nE, q\mu_p pE$]

α) Δημιουργίας φορέων [G_n, G_p]

β) Επανασύνδεσης φορέων [R_n, R_p]



$$\frac{\partial n}{\partial t} [-|e| A dx] = [J_n(x) A - J_n(x + dx) A] + (G_n - R_n) A dx \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \left. \begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} &= \frac{1}{|e|} \frac{\partial J_n}{\partial x} + (G_n - R_n) \\ J_n(x) &= |e| \left(\mu_n n E + D_n \frac{\partial n}{\partial x} \right) \end{aligned} \right\} \Rightarrow \frac{\partial n}{\partial t} = n \mu_n \frac{\partial E}{\partial x} + \mu_n E \frac{\partial n}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + G_n - R_n$$

Στην περίπτωση χαμηλής έγχυσης σε υλικό τύπου-p, ενδιαφέρουν οι φορείς μειονότητας n_p (φορείς πλειονότητας, $p_p \approx$ σταθεροί), όπου $R_n = (n_p - n_{p0})/\tau_n$, οπότε :

Η εξίσωση συνέχειας στη μία διάσταση γράφεται :

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = n_p \mu_n \frac{\partial E}{\partial x} + \mu_n E \frac{\partial n_p}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2} + G_n - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n}$$

Η αντίστοιχη σχέση, για τους φορείς μειονότητας (p_n) σε υλικό τύπου-n, στην περίπτωση ασθενούς έγχυσης, γράφεται :

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = -p_n \mu_p \frac{\partial E}{\partial x} - \mu_p E \frac{\partial p_n}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} + G_p - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p}$$

Κάθε μία από αυτές τις εξισώσεις (κατά περίπτωση) πρέπει να συναληθεύει με την εξίσωση Poisson :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\rho}{\epsilon_s} = \frac{|e|}{\epsilon_s} (p - n + N_D^+ - N_A^-)$$

Η εξίσωση συνέχειας, σε τρεις διαστάσεις, για τους φορείς μειονότητας, στην περίπτωση χαμηλής έγχυσης, γράφεται :

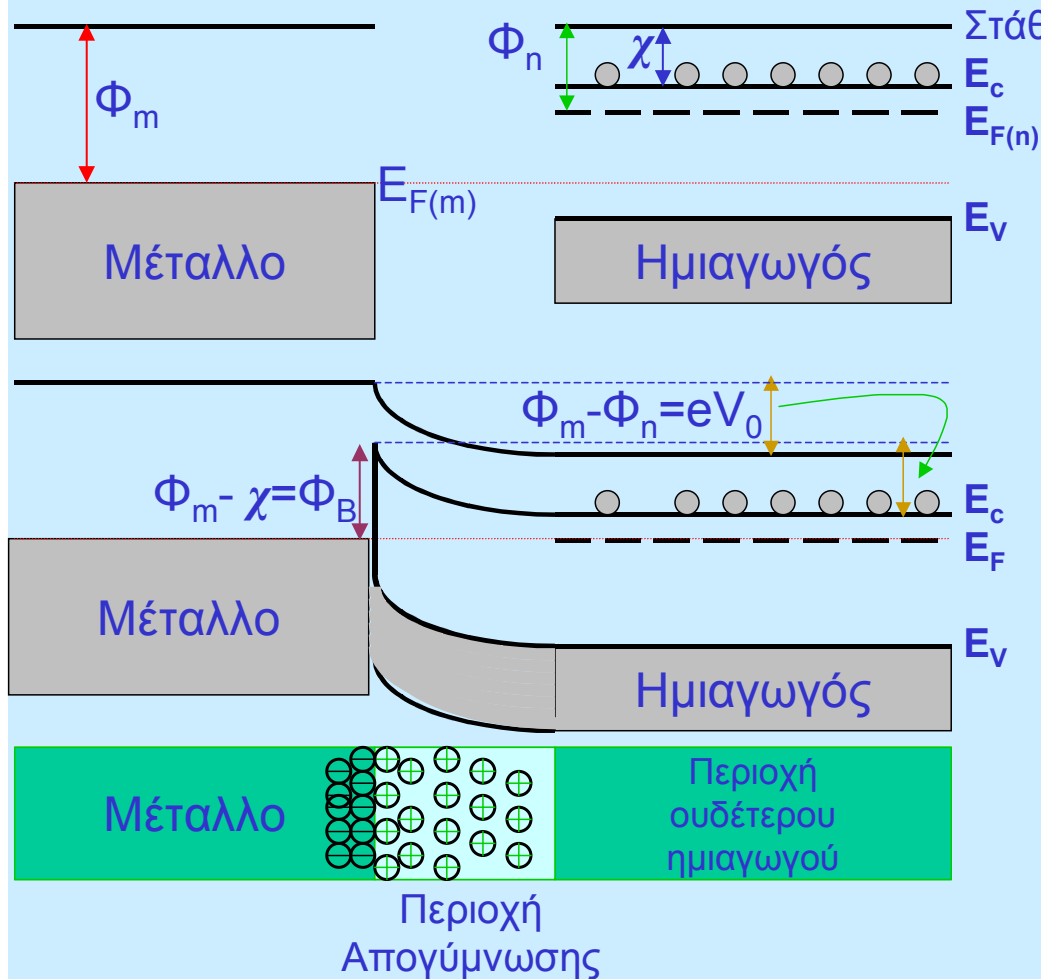
$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = n_p \mu_n (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) + \mu_n \vec{E} \cdot \vec{\nabla} n_p + D_n \nabla^2 n_p + G_n - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n}$$

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = -p_n \mu_p (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \mu_p \vec{E} \cdot \vec{\nabla} p_n + D_p \nabla^2 p_n + G_p - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p}$$

για υλικό τύπου-p και υλικό τύπου-n αντίστοιχα.

Κάθε μία από αυτές τις εξισώσεις (κατά περίπτωση) πρέπει να συναληθεύει με την εξίσωση Poisson. Το αντίστοιχο σύστημα επιλύεται (λόγω αλγεβρικής πολυπλοκότητας) συνήθως αριθμητικά, αποτελώντας τη βάση κατάλληλων προσομοιώσεων. Αναλυτική επίλυση είναι δυνατή όταν ελλείπουν κάποιοι όροι και ισχύουν απλουστευτικές προσεγγίσεις.

Επαφή Schottky ($\Phi_m > \Phi_n$) \Rightarrow Φραγμός Schottky



Κανόνες σχηματισμού επαφής :

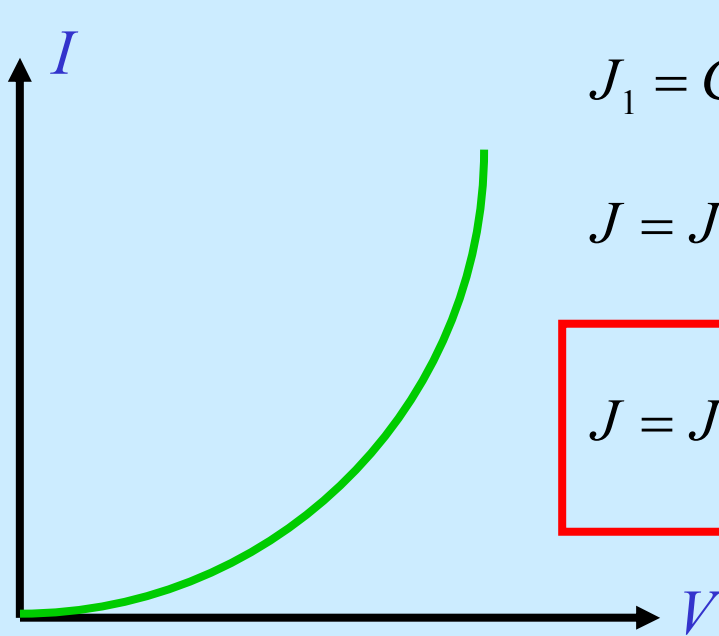
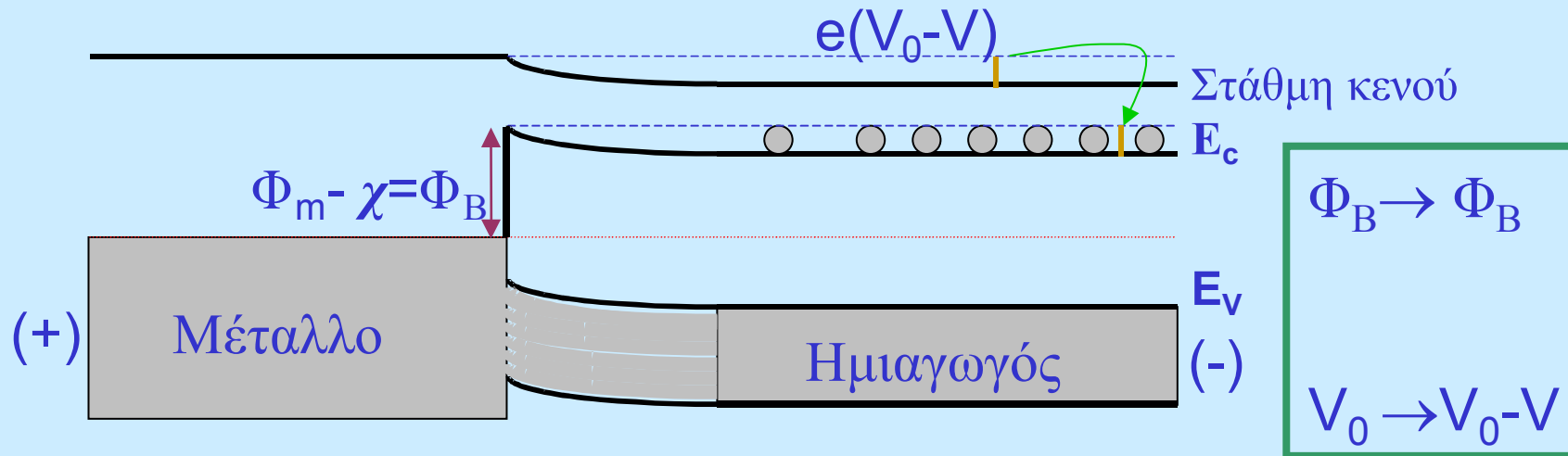
- 1) Κοινό επίπεδο Fermi παντού
- 2) Συνεχής στάθμη κενού
- 3) Διατήρηση χαρακτηριστικών μακριά από την επαφή

Τάση Επαφής :
 $V_0 = (\Phi_m - \Phi_n)/e$

$$J_1 = C_1 e^{-\frac{\Phi_B}{kT}}, \quad J_2 = C_2 e^{-\frac{eV_0}{kT}}$$

$$J_1 = J_2 \Rightarrow C_2 = C_1 e^{\frac{eV_0 - \Phi_B}{kT}}$$

Επαφή Schottky σε ευθεία πόλωση

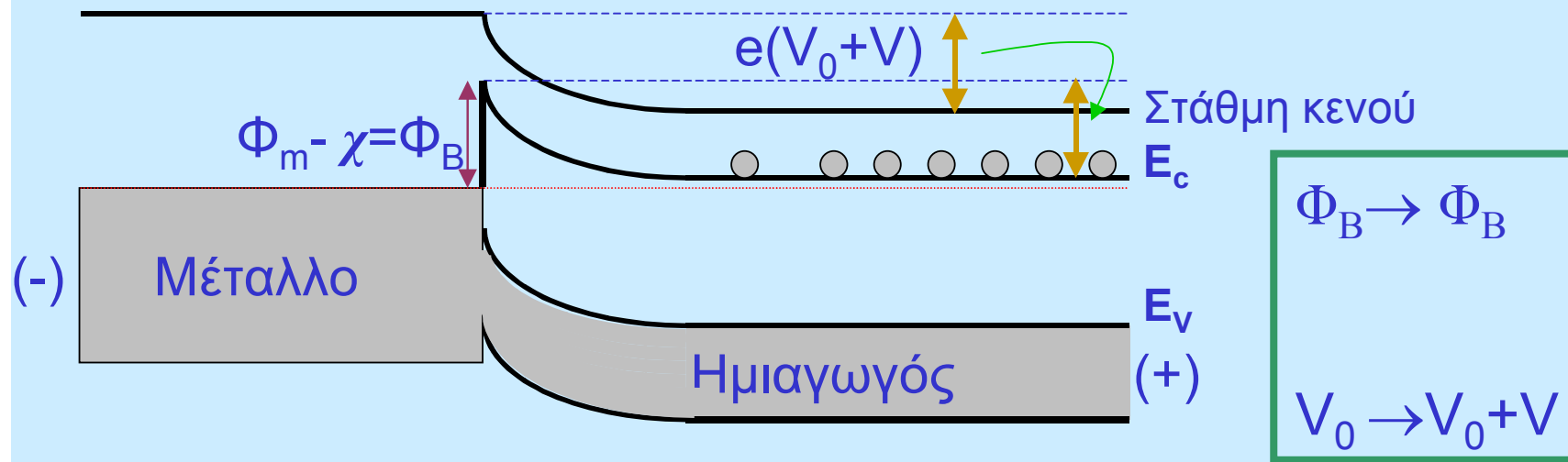


$$J_1 = C_1 e^{-\frac{\Phi_B}{kT}}, \quad J_2 = C_2 e^{-\frac{e(V_0 - V)}{kT}}$$

$$J = J_2 - J_1 = C_2 e^{-\frac{e(V_0 - V)}{kT}} - C_1 e^{-\frac{\Phi_B}{kT}} = C_2 e^{-\frac{eV_0}{kT}} \left[e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right]$$

$$J = J_0 \left[e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right]$$

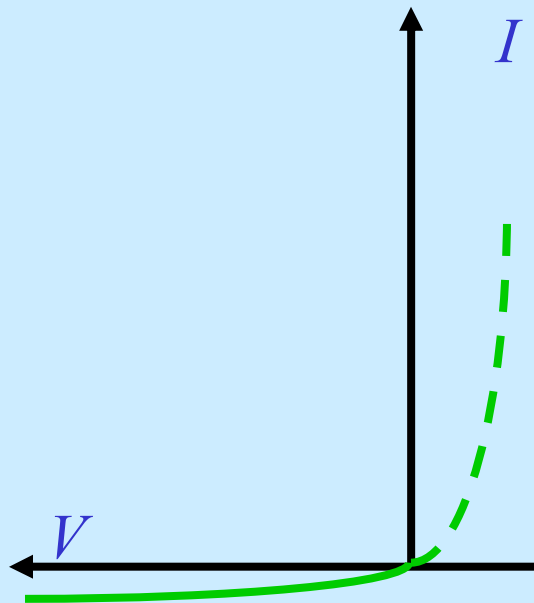
Επαφή Schottky σε ανάστροφη πόλωση



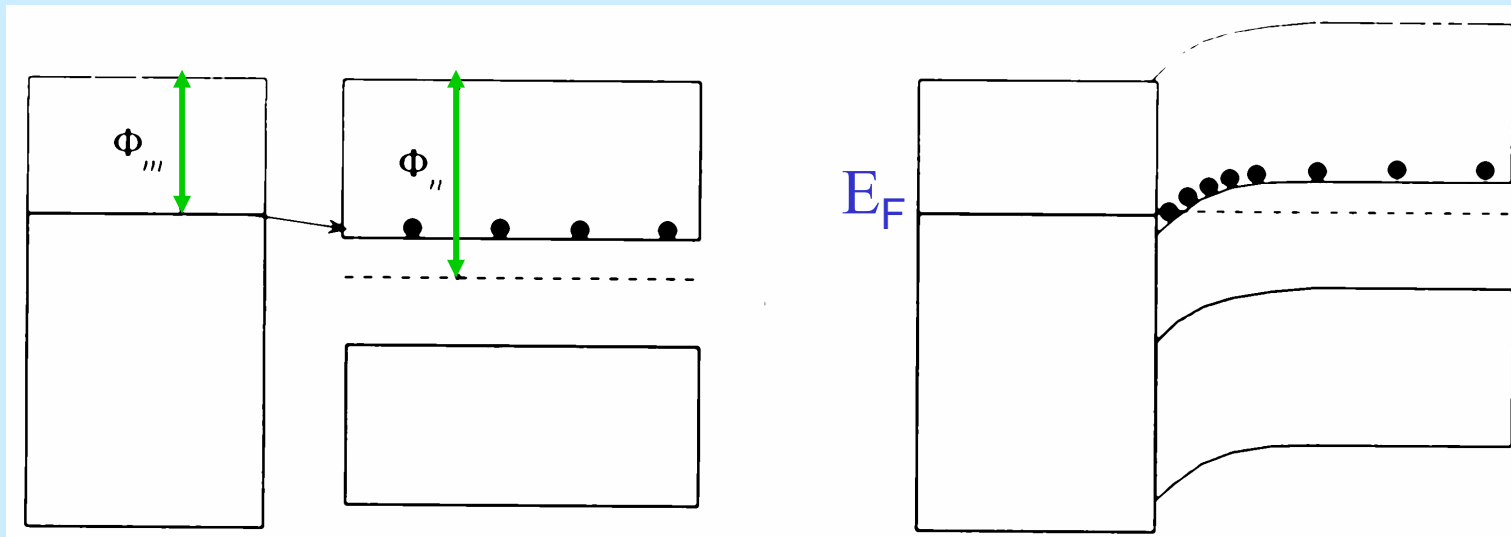
$$I \quad J_1 = C_1 e^{-\frac{\Phi_B}{kT}}, \quad J_2 = C_2 e^{-\frac{e(V_0 + V)}{kT}}$$

$$J = J_2 - J_1 = C_2 e^{-\frac{e(V_0 + V)}{kT}} - C_1 e^{-\frac{\Phi_B}{kT}} = C_2 e^{-\frac{eV_0}{kT}} \left[e^{-\frac{eV}{kT}} - 1 \right]$$

$$J = J_0 \left[e^{-\frac{eV}{kT}} - 1 \right]$$



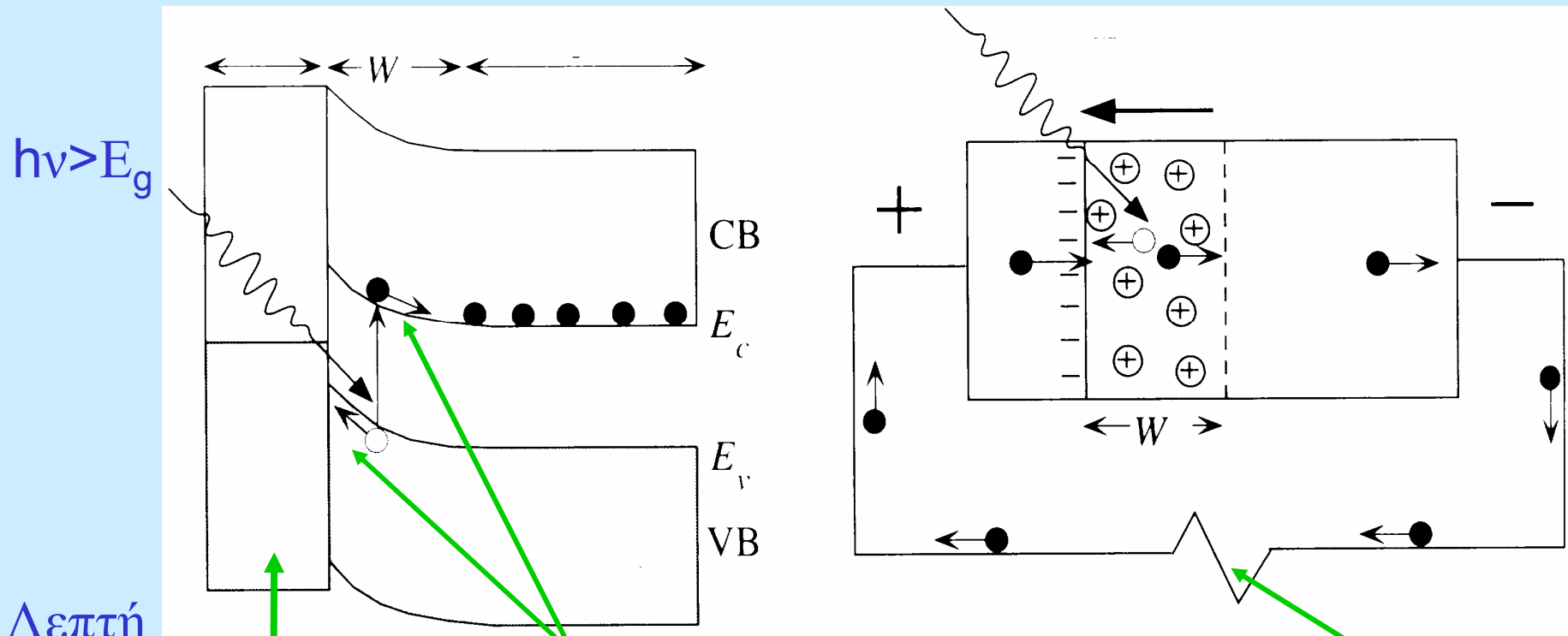
Επαφή Schottky ($\Phi_m < \Phi_n$) \Rightarrow Ωμική Επαφή



Μέταλλο Ημιαγωγός
πριν την επαφή

Μέταλλο Ημιαγωγός
μετά την επαφή

Ηλιακή Κυψελίδα Επαφής Schottky

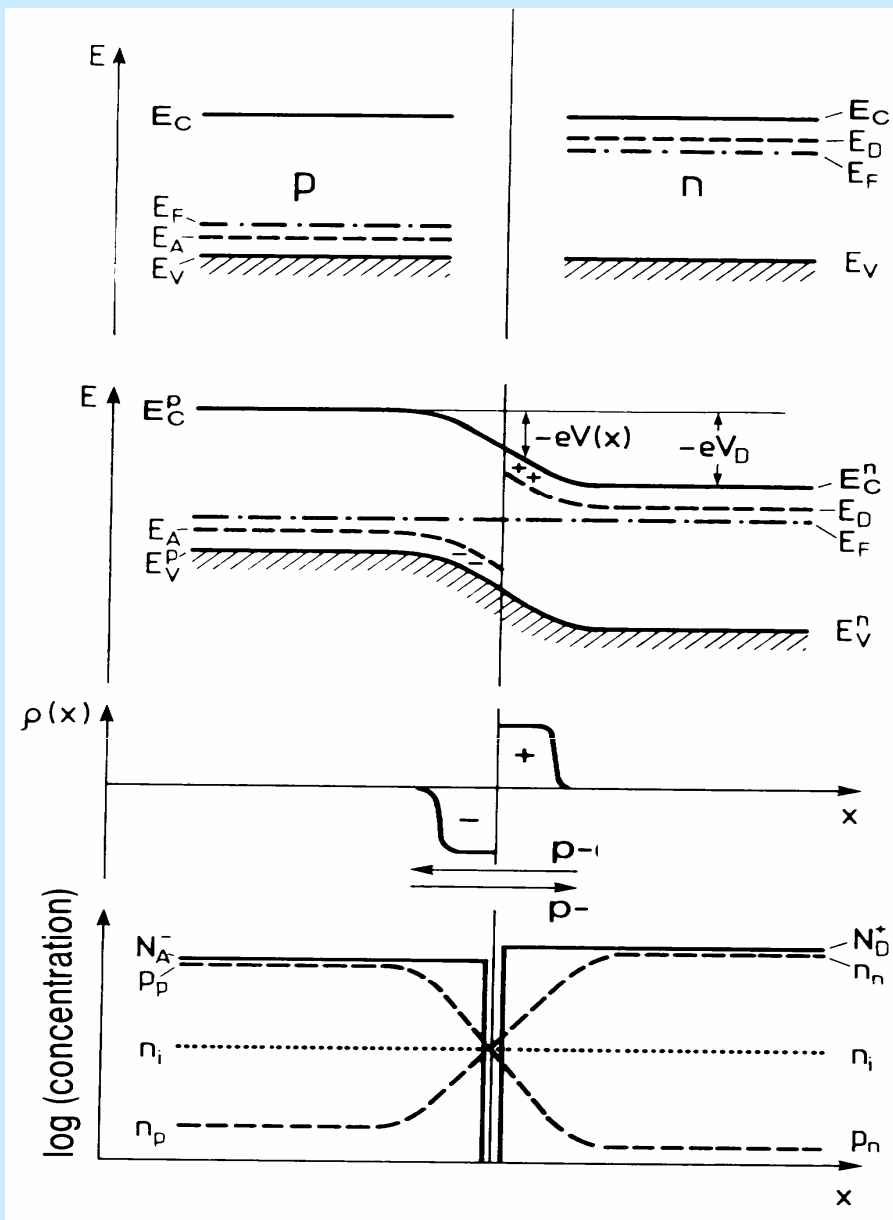


Λεπτή
(φωτοδιαπερατή)
μεταλλική
επίστρωση

Διαχωρισμός φορτίων
λόγω κάμψης
των ενεργειακών ζωνών
⇓
Μείωση της πιθανότητας
επανασύνδεσης φορέων

Λειτουργία
με εξωτερικό φορτίο

Επαφή p-n



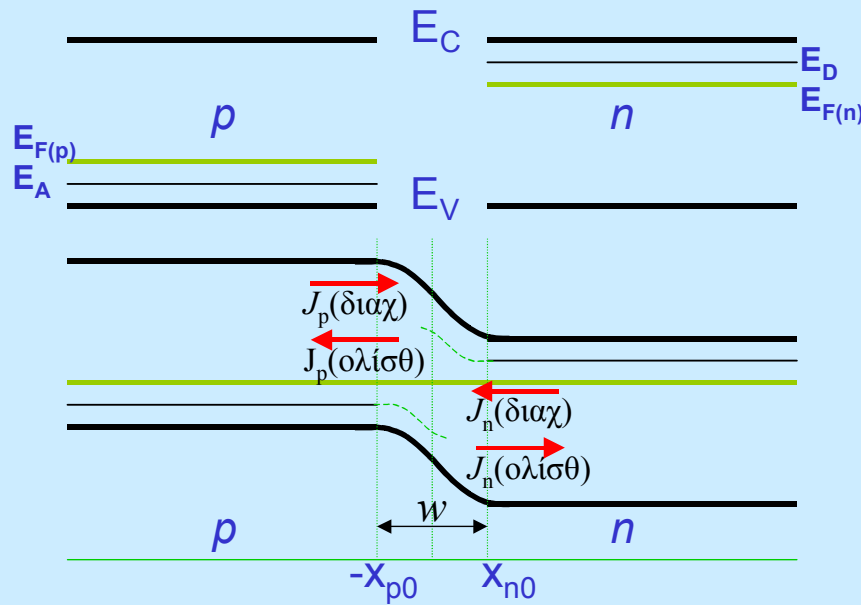
Πριν την επαφή (διαφορετικές E_F)

Μετά την επαφή (σε ΘI , κοινή E_F)

Κατανομή φορτίου χώρου

Κατανομή συγκέντρωσης φορέων

Δυναμικό επαφής p-n, χωρίς εξωτερική τάση



- α) Ρεύμα διάχυσης κατά μήκος της επαφής λόγω των $-dn/dx$ και $-dp/dx$
- β) Δημιουργία φορτίου χώρου από τις μη-αντισταθμιζόμενες ιονισμένες προσμείξεις
- γ) Ανάπτυξη εσωτερικού ηλεκτρικού πεδίου λόγω φορτίου χώρου
- δ) Ρεύμα ολίσθησης λόγω του εσωτερικού ηλεκτρικού πεδίου
- ε) Σε ΘΙ, αλληλοαναίρεση ρευμάτων διάχυσης και ολίσθησης



Συνθήκη υπολογισμού του δυναμικού επαφής p-n

$$J_p(\text{ολίσθη}) + J_p(\text{διάχυ}) = 0 \Rightarrow$$

$$q \left[\mu_p p(x) E(x) - D_p \frac{dp(x)}{dx} \right] = 0$$

$$\Rightarrow \frac{\mu_p}{D_p} (E(x) dx) = \frac{dp(x)}{p(x)}$$

$$\text{σχ. Einstein: } \frac{\mu_p}{D_p} = \frac{q}{kT}$$

$$\Rightarrow -\frac{q}{kT} dV = \frac{dp(x)}{p(x)} \Rightarrow -\int_{V_p}^{V_n} dV = \frac{kT}{q} \int_{p_p}^{p_n} \frac{dp(x)}{p(x)} \Rightarrow V_n - V_p = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{p_p}{p_n} \right)$$

Δυναμικό επαφής p-n, συναρτήσει των N_A και N_D

Έστω: προσμείξεις πλευράς p: $N_A \approx N_A^- \approx p$
 προσμείξεις πλευράς n: $N_D \approx N_D^+ \approx n$

Λόγω θερμοδυναμικής Ισορροπίας:

$$\left. \begin{array}{l} p_{p0} \approx N_A, \quad p_{n0} = \frac{n_i^2}{n_{n0}} \approx \frac{n_i^2}{N_D} \\ V_n - V_p = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{p_{p0}}{p_{n0}} \right) \end{array} \right\} \Rightarrow V_n - V_p = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right) \equiv V_0 : \begin{array}{l} \text{Δυναμικό} \\ \text{Επαφής} \end{array}$$

Επίσης, λόγω θερμοδυναμικής ισορροπίας, ισχύει ο νόμος δράσης των μαζών, σε κάθε περιοχή (p και n), οπότε :

$$p_{p0} n_{p0} = n_i^2 = n_{n0} p_{n0} \Rightarrow \frac{p_{p0}}{p_{n0}} = \frac{n_{n0}}{n_{p0}} = e^{qV_0/kT}$$

Φορτίο Χώρου και Περιοχή απογύμνωσης σε επαφή p-n

Αν, A η διατομή της επαφής p-n, και $w_0 = x_{p0} + x_{n0}$ το συνολικό μήκος της περιοχής απογύμνωσης και ο επιμερισμός του στις επιμέρους περιοχές (p και n) αντίστοιχα, έχουμε :

α) συνθήκη ουδετερότητας : $qN_D A x_{n0} + (-qN_A) A x_{p0} = 0 \Rightarrow N_D x_{n0} = N_A x_{p0}$

$$w_0 = x_{n0} + x_{p0} \Rightarrow \left\{ x_{p0} = \frac{N_D w}{N_A + N_D}, \quad x_{n0} = \frac{N_A w}{N_A + N_D} \right\}$$

β) Εξίσωση Poisson : $\frac{dE}{dx} = \begin{cases} -\frac{qN_A}{\varepsilon}, & -x_{p0} < x \leq 0 \\ +\frac{qN_D}{\varepsilon}, & 0 < x < x_{n0} \end{cases}$

Λύση μηδενιζόμενη στα $x = -x_{p0}$, $x = +x_{n0}$ και συνεχής στο $x = 0$

$$E = \begin{cases} E_0 - \frac{qN_A}{\varepsilon} x, & -x_{p0} < x \leq 0 \\ E_0 + \frac{qN_D}{\varepsilon} x, & 0 < x < x_{n0} \end{cases} \Rightarrow V(x) = \begin{cases} C - E_0 x - \frac{qN_A}{\varepsilon} x^2, & -x_{p0} < x \leq 0 \\ C - E_0 x + \frac{qN_D}{\varepsilon} x^2, & 0 < x < x_{n0} \end{cases}$$

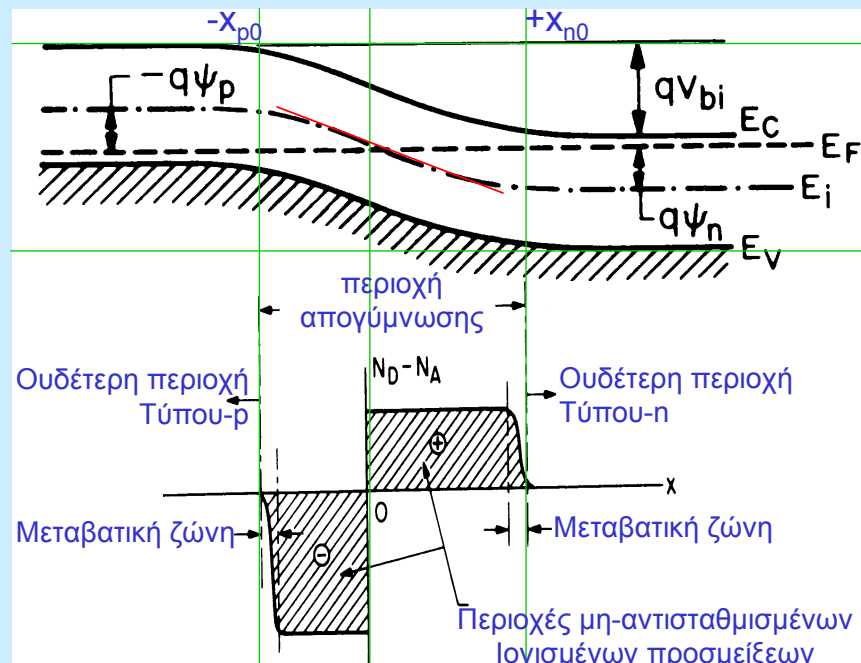
$$E_0 = -\frac{qN_A x_{p0}}{\varepsilon} = -\frac{qN_D x_{n0}}{\varepsilon}, \quad V_0 \equiv V(x)|_{x=+x_{n0}} - V(x)|_{x=-x_{p0}} = \frac{qN_A N_D w^2}{2\varepsilon(N_A + N_D)}$$

Πλάτος (w) της περιοχής απογύμνωσης

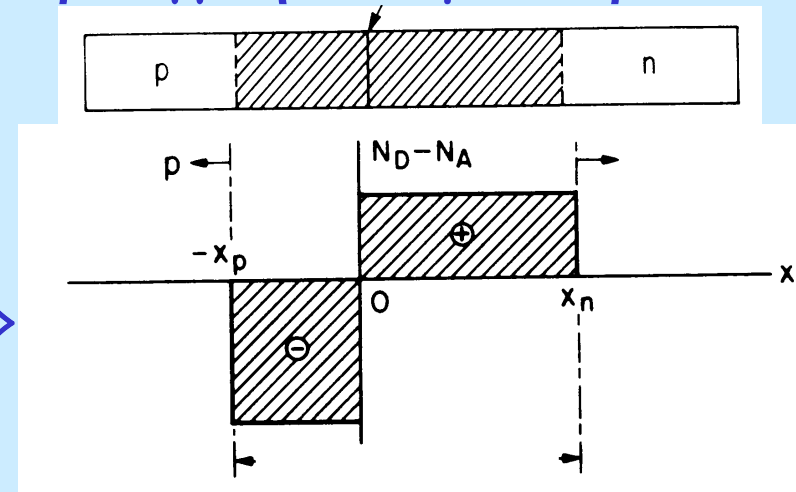
$$V_0 = \frac{qN_A N_D w^2}{2\varepsilon(N_A + N_D)} \Rightarrow w_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon V_0}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)} = \sqrt{\frac{2\varepsilon kT}{q^2} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right)}$$

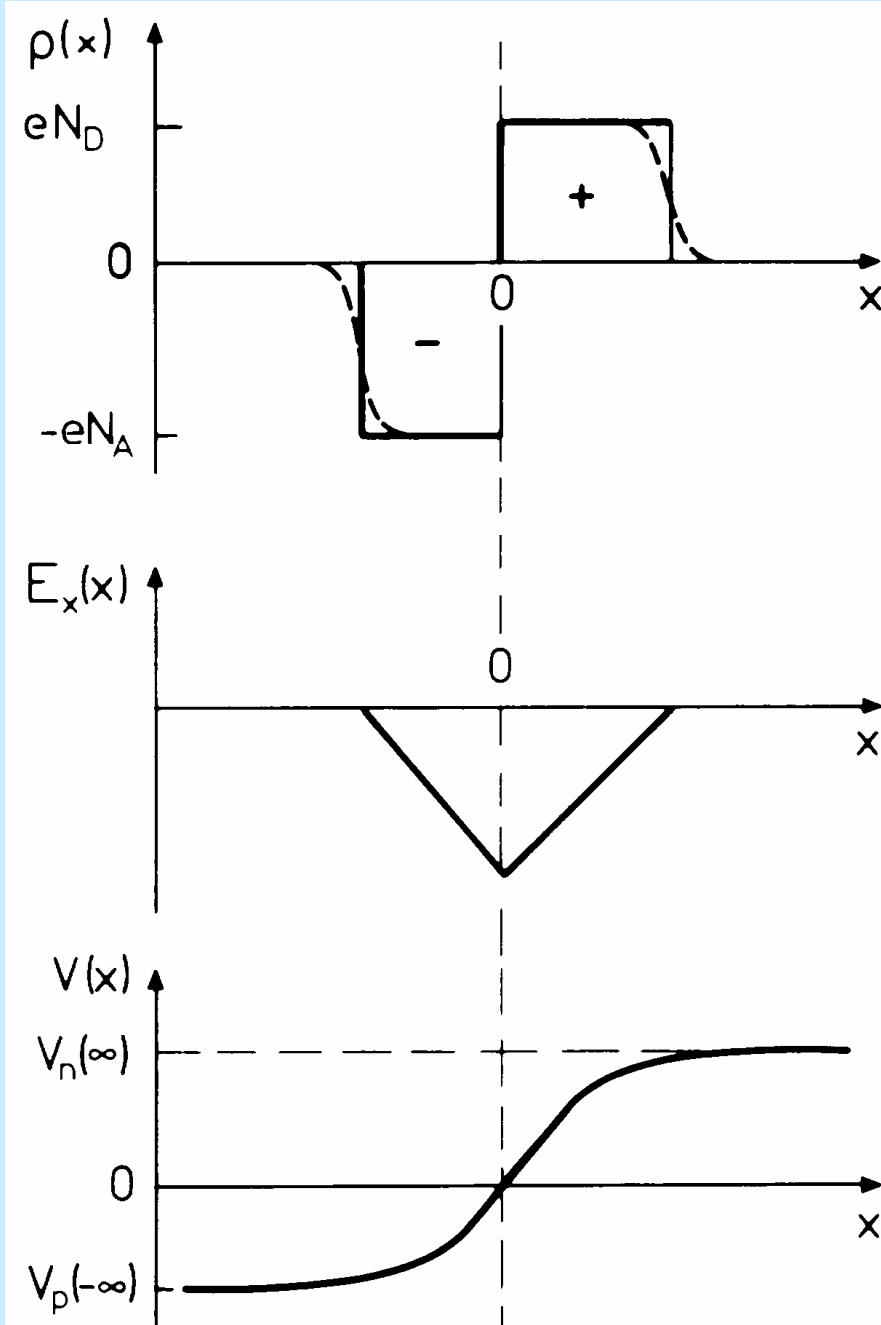
Επιμέρους μήκη απογύμνωσης ανά περιοχή (p και n) :

$$x_{p0} = \sqrt{\frac{2\varepsilon V_0}{q} \left(\frac{N_D}{N_A(N_A + N_D)} \right)}, \quad x_{n0} = \sqrt{\frac{2\varepsilon V_0}{q} \left(\frac{N_A}{N_D(N_A + N_D)} \right)},$$



Προσέγγιση απότομων άκρων





Επαφή p-n
χωρίς εξωτερική τάση

Κατανομή φορτίου

Κατανομή
Ηλεκτρικού πεδίου

Κατανομή δυναμικού