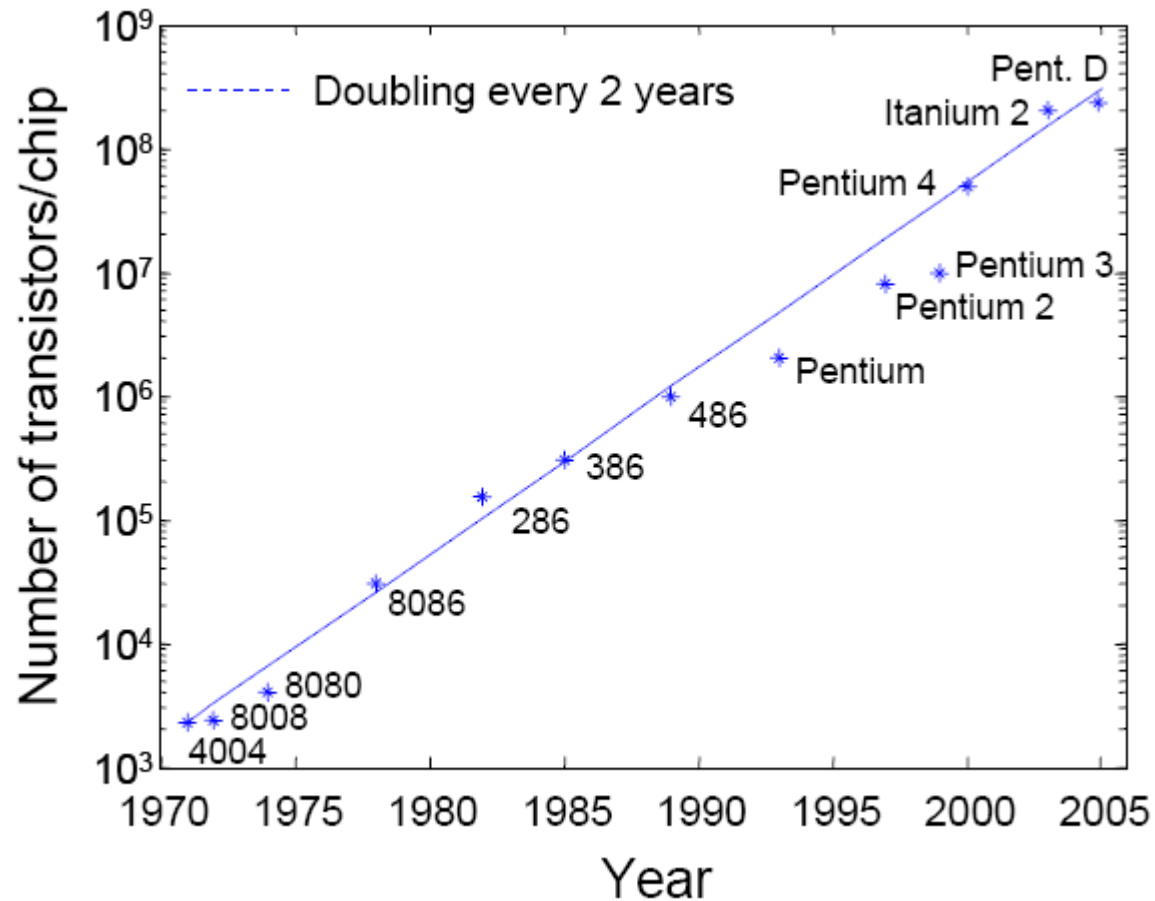


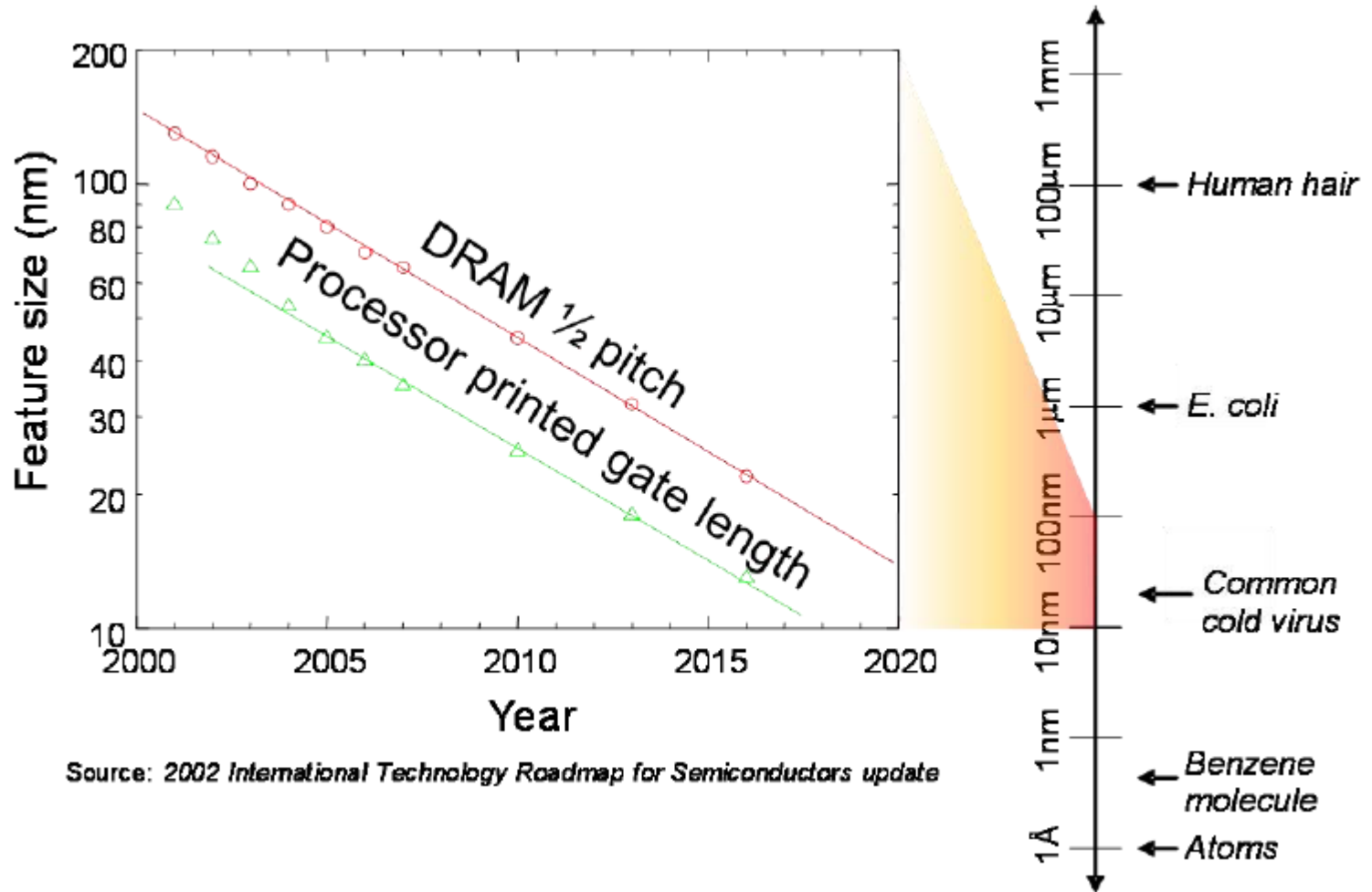
ΝΑΝΟΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΗ ΙΙ

ΓΙΩΡΓΟΣ ΤΣΙΓΑΡΙΔΑΣ

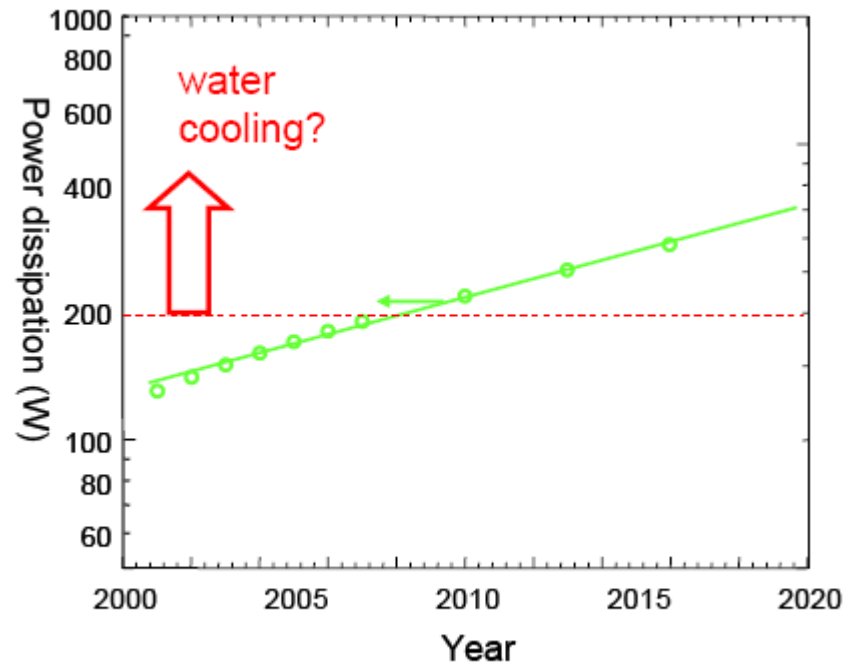
ΑΡΙΘΜΟΣ ΤΡΑΝΖΙΣΤΟΡ / ΤΣΙΠ



ΕΞΕΛΙΞΗ ΔΙΑΣΤΑΣΕΩΝ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΩΝ ΔΙΑΤΑΞΕΩΝ

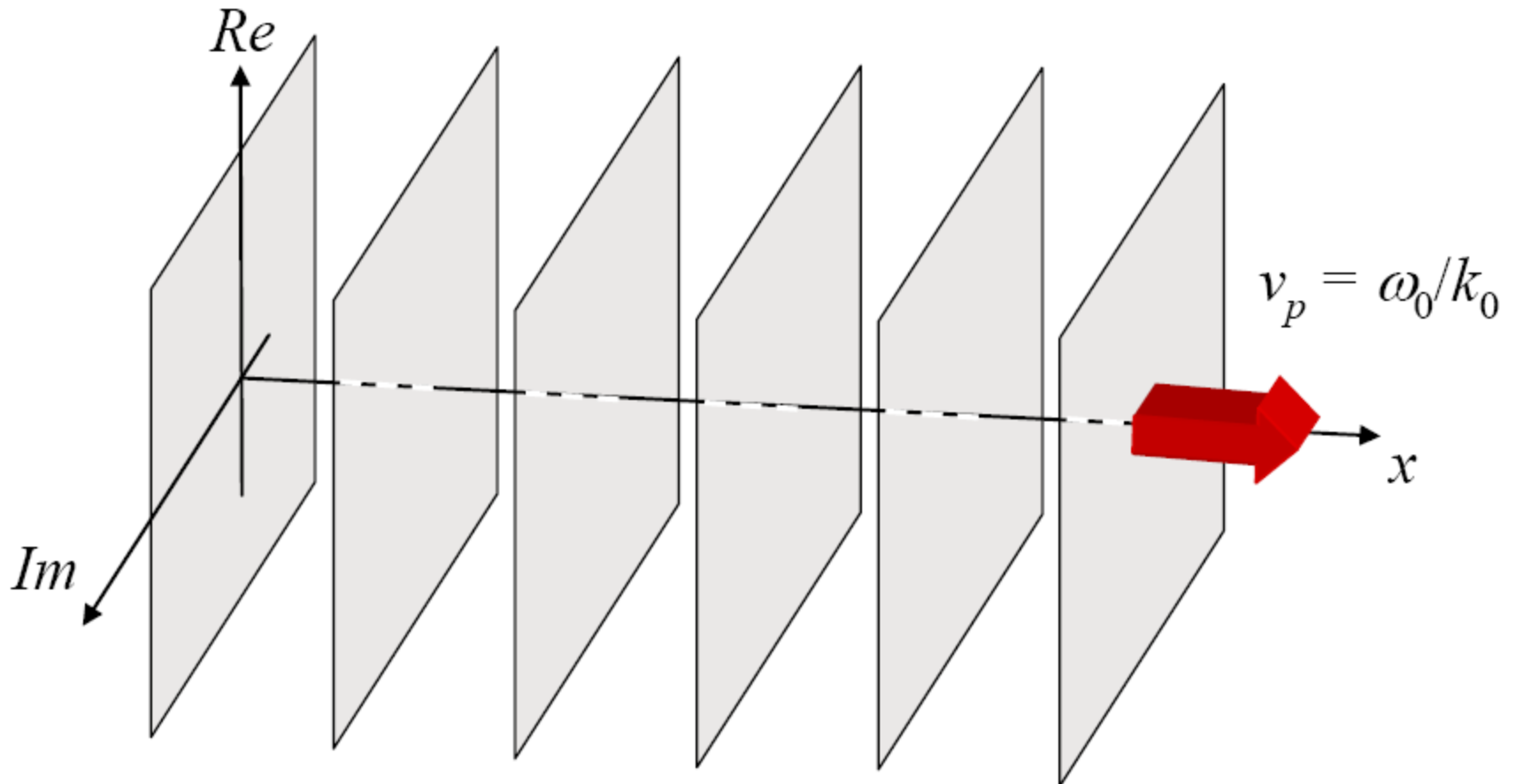


ΕΞΕΛΙΞΗ ΤΩΝ ΑΠΩΛΕΙΩΝ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ



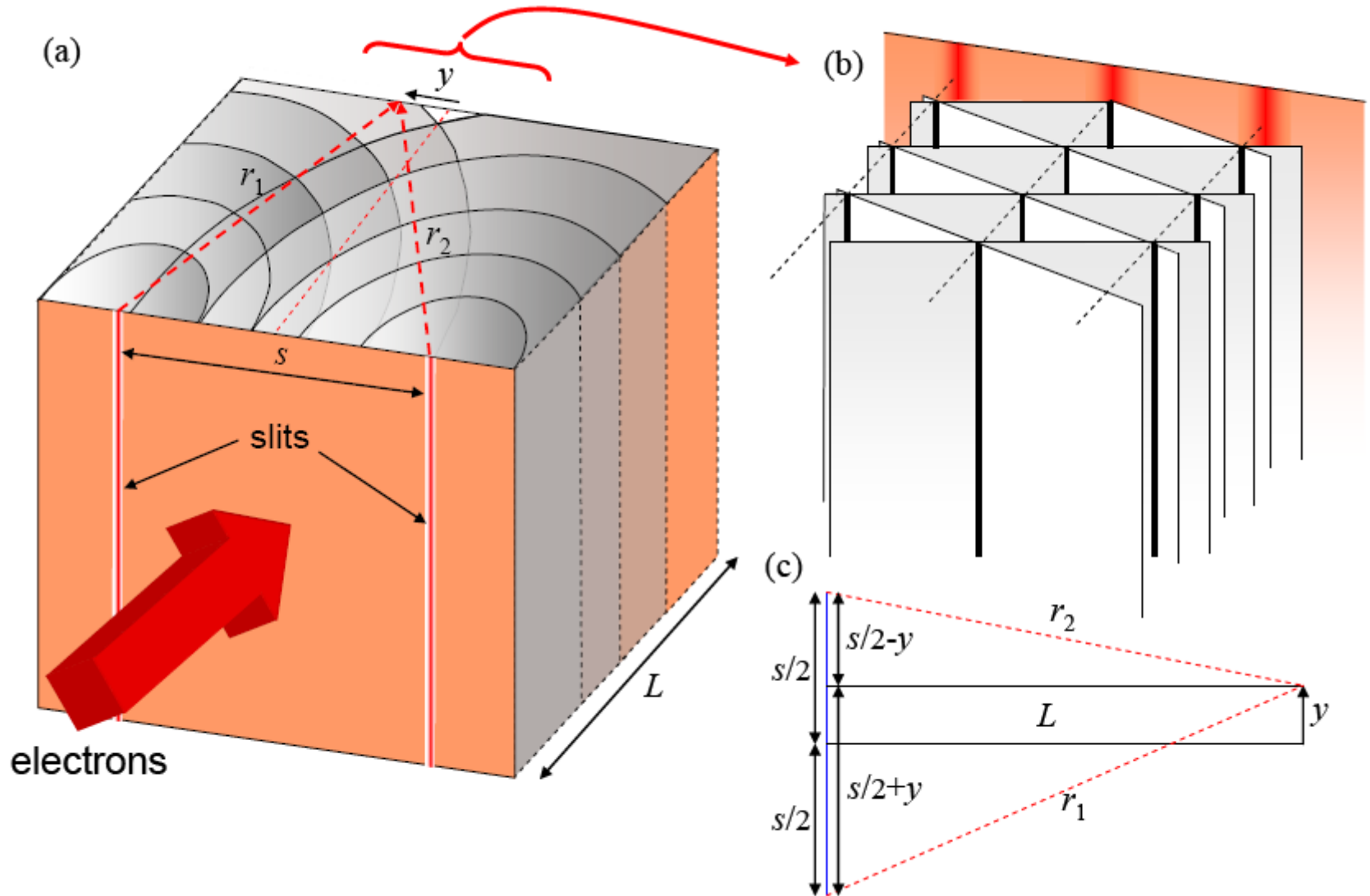
Source: 2002 International Technology Roadmap for Semiconductors update

ΕΠΙΠΕΔΟ ΚΥΜΑ



$$\psi(x, t) = e^{i(k_0 x - \omega_0 t)}$$

ΤΟ ΠΕΙΡΑΜΑ ΤΩΝ ΔΥΟ ΣΧΙΣΜΩΝ



ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ (I)

$$\psi(x=L, t) = A \exp[i(k_0 r_1 - \omega_0 t)] + A \exp[i(k_0 r_2 - \omega_0 t)]$$

$$\begin{aligned} |\psi|^2 &= \left\{ A \exp[-i\omega_0 t] (\exp[ik_0 r_1] + \exp[ik_0 r_2]) \right\} \left\{ A \exp[-i\omega_0 t] (\exp[ik_0 r_1] + \exp[ik_0 r_2]) \right\}^* \\ &= |A|^2 + |A|^2 \exp[i(k_0 r_2 - k_0 r_1)] + |A|^2 \exp[i(k_0 r_1 - k_0 r_2)] + |A|^2 \\ &= 2|A|^2 (1 + \cos(k(r_2 - r_1))) \end{aligned}$$

$$r_1^2 = L^2 + (s/2 - y)^2$$

$$r_2^2 = L^2 + (s/2 + y)^2$$

$$y \ll s/2$$

$$r_1^2 \approx L^2 + (s/2)^2 - sy$$

$$r_2^2 \approx L^2 + (s/2)^2 + sy$$

ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ II

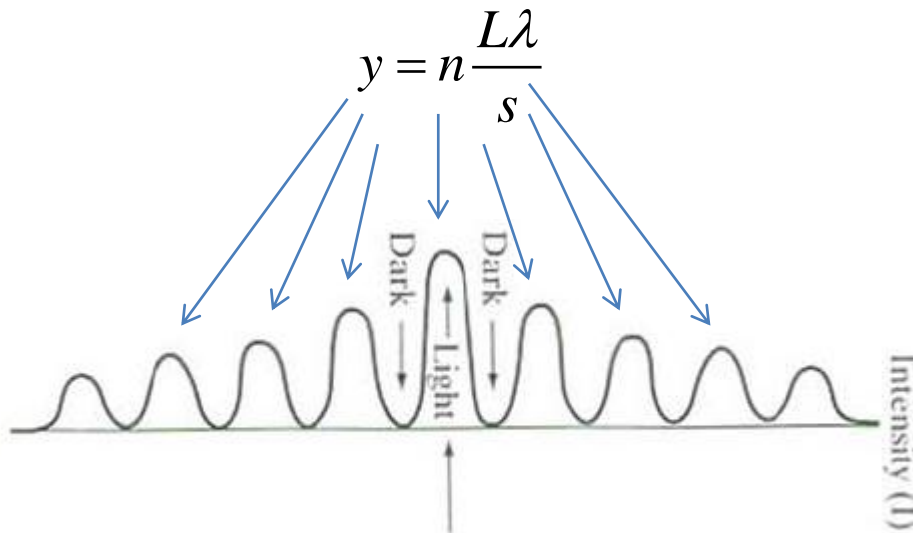
$$r_1 \approx \sqrt{L^2 + (s/2)^2} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{sy}{L^2 + (s/2)^2} \right) \quad L \gg s/2$$

$$r_1 \approx L - \frac{1}{2} \frac{sy}{L}$$

$$r_2 \approx \sqrt{L^2 + (s/2)^2} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{sy}{L^2 + (s/2)^2} \right)$$

$$r_2 \approx L + \frac{1}{2} \frac{sy}{L}$$

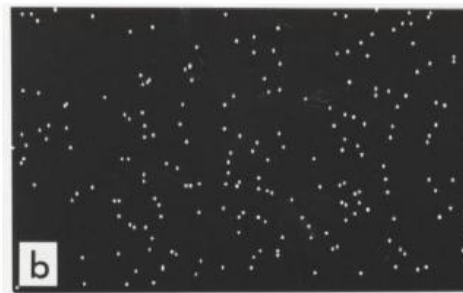
$$r_2 - r_1 = \frac{sy}{L} \quad |\psi|^2 = 2|A|^2 \left(1 + \cos \left(ks \frac{y}{L} \right) \right) \quad \frac{2\pi}{\lambda} s \frac{y}{L} = 2\pi n$$



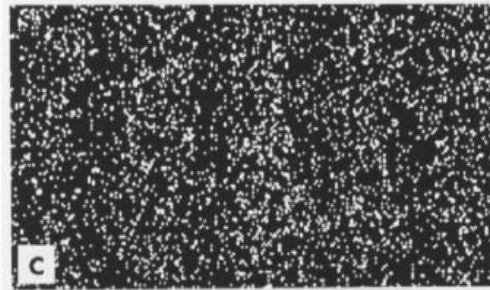
ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΔΕΔΟΜΕΝΑ



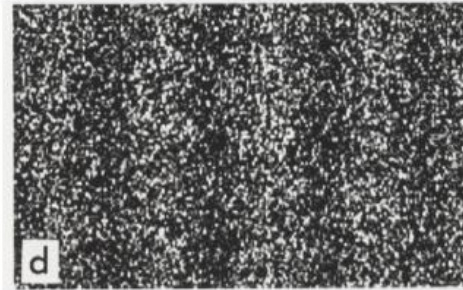
10 electrons



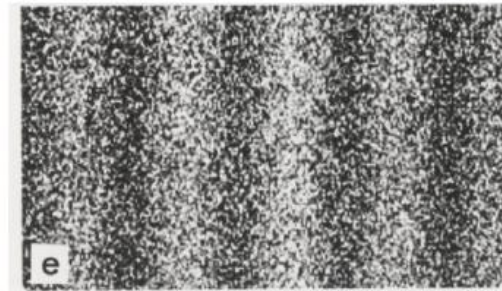
200 electrons



6000 electrons



40000 electrons



140000 electrons

$$\lambda = \frac{h}{p}$$

ΚΥΜΑΤΟΣΥΝΑΡΤΗΣΗ – ΚΥΜΑ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ

$$P(x, t) = |\psi(x, t)|^2 = \psi^*(x, t)\psi(x, t)$$

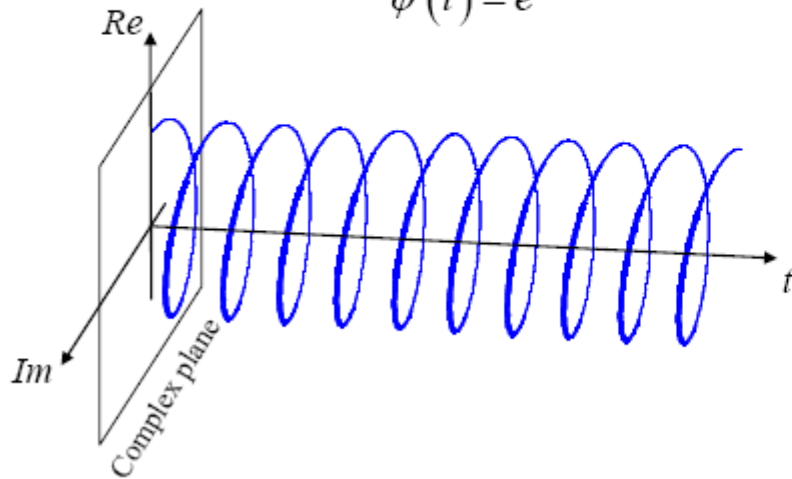
ΣΥΝΘΗΚΗ ΚΑΝΟΝΙΚΟΠΟΙΗΣΗΣ

$$\int_{-\infty}^{+\infty} P(x, t) dx = 1$$

ΑΝΤΙΣΤΟΙΧΙΑ ΧΡΟΝΟΥ- ΣΥΧΝΟΤΗΤΑΣ

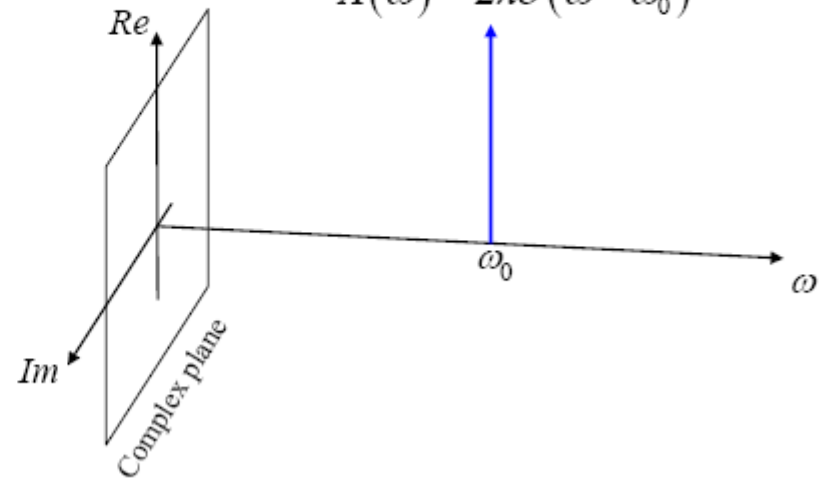
Time

$$\psi(t) = e^{-i\omega_0 t}$$



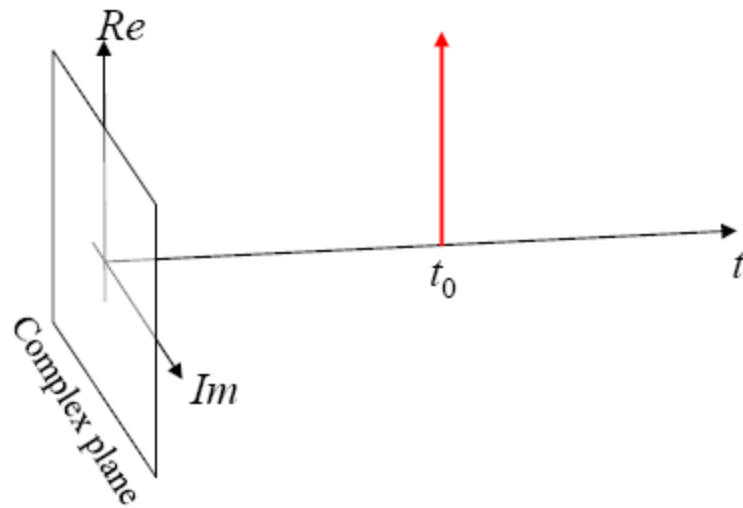
Frequency

$$A(\omega) = 2\pi\delta(\omega - \omega_0)$$



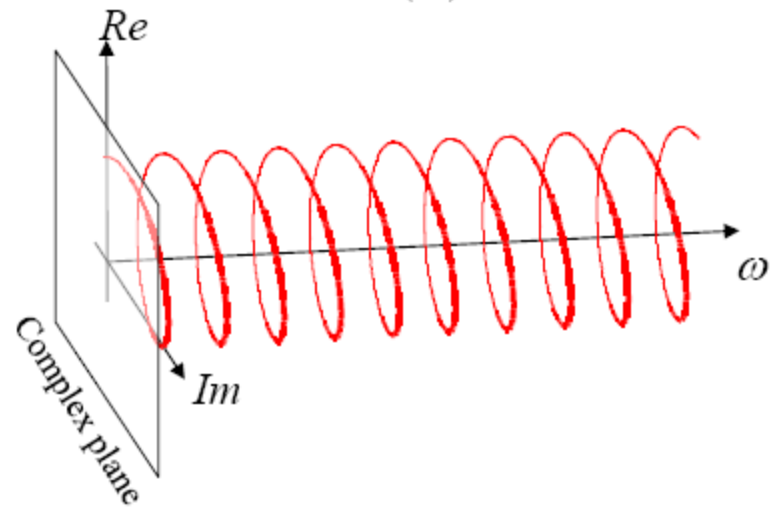
ΑΝΤΙΣΤΟΙΧΙΑ ΧΡΟΝΟΥ- ΣΥΧΝΟΤΗΤΑΣ

Time



Frequency

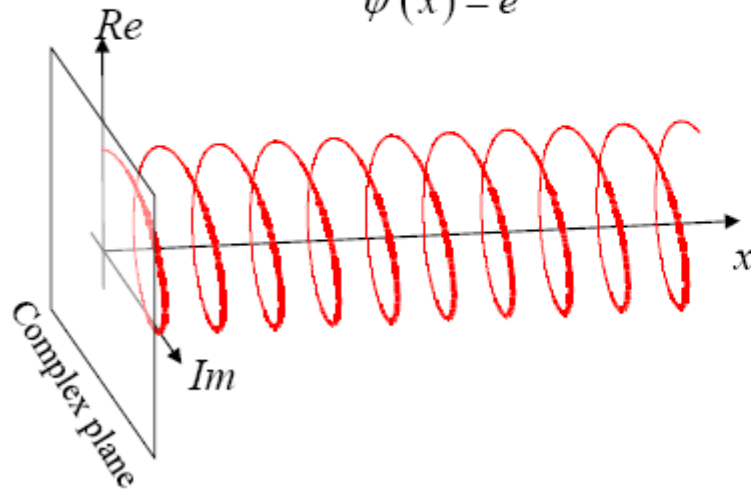
$$A(\omega) = e^{i\omega t_0}$$



ΑΝΤΙΣΤΟΙΧΙΑ ΧΩΡΟΥ - ΚΥΜΑΤΑΡΙΘΜΟΥ

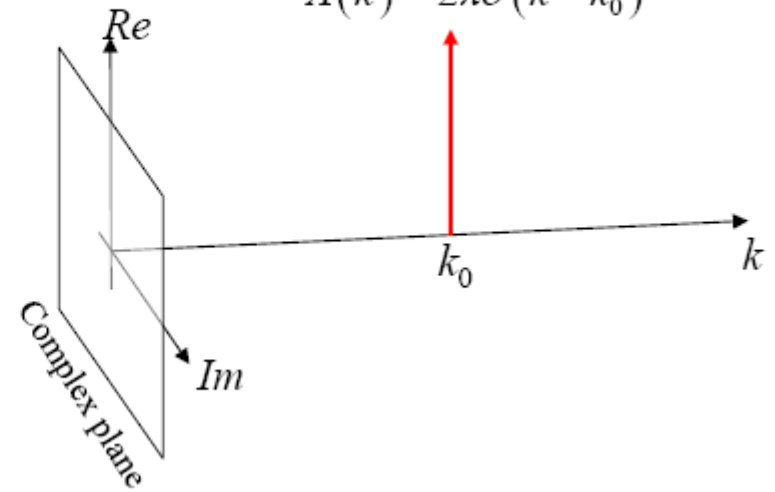
Real space

$$\psi(x) = e^{ik_0x}$$



k-space

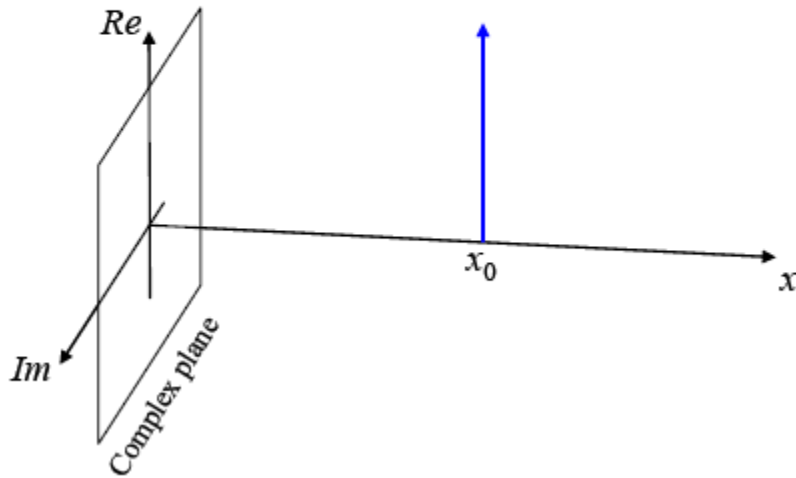
$$A(k) = 2\pi\delta(k - k_0)$$



ΑΝΤΙΣΤΟΙΧΙΑ ΧΩΡΟΥ - ΚΥΜΑΤΑΡΙΘΜΟΥ

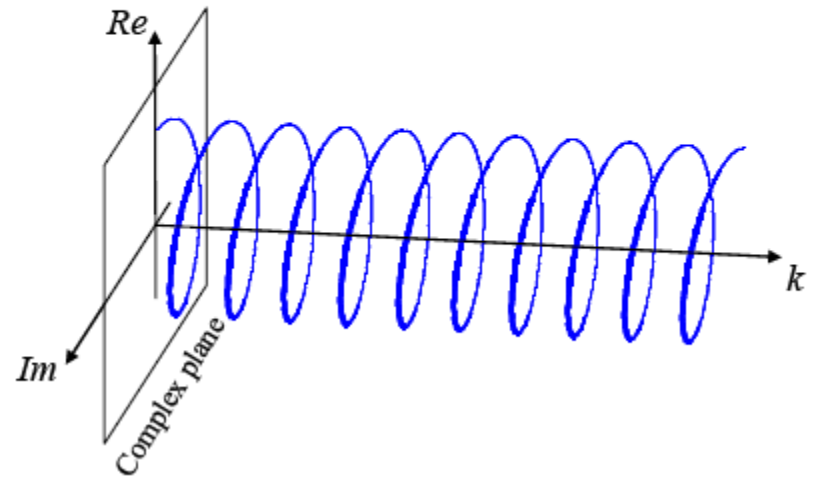
Real space

$$\psi(x) = \delta(x - x_0)$$



k-space

$$A(k) = e^{-ikx_0}$$



ΣΥΝΔΕΣΗ ΤΩΝ ΔΥΟ ΑΝΑΠΑΡΑΣΤΑΣΕΩΝ → ΜΕΤΑΣΧΗΜΑΤΙΣΜΟΣ FOURIER

$$A(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(t) e^{i\omega t} dt$$

$$A(k) = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(x) e^{-ikx} dx$$

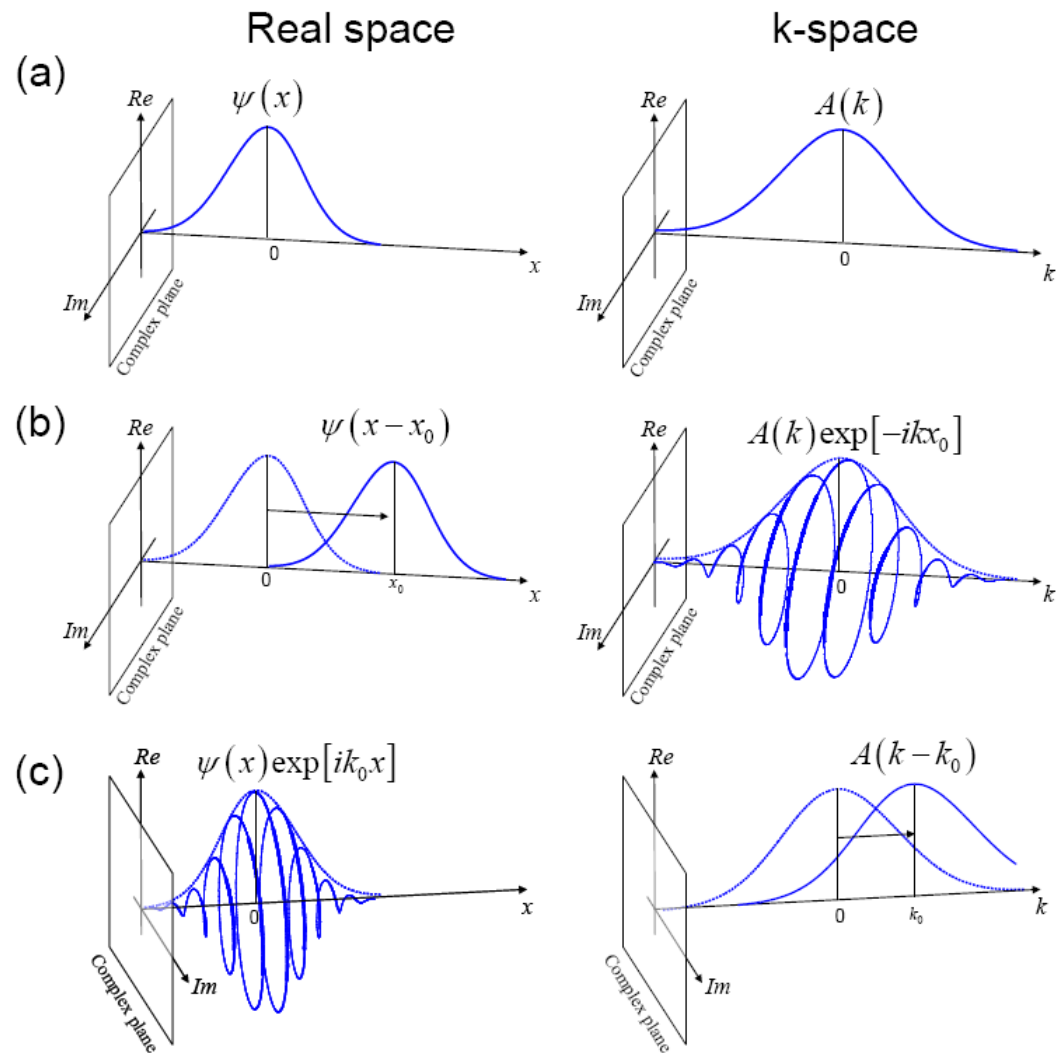
$$\psi(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} A(\omega) e^{-i\omega t} d\omega.$$

$$\psi(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} A(k) e^{ikx} dk.$$

ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΜΕΤΑΣΧΗΜΑΤΙΣΜΟΥ FOURIER

Real coordinates (x, t)	\rightleftarrows	Inverse coordinates (k, ω)
shift by x_0	\rightleftarrows	$\times \exp[-ikx_0]$
$\times \exp[ik_0x]$	\rightleftarrows	shift by k_0
shift by t_0	\rightleftarrows	$\times \exp[i\omega t_0]$
$\times \exp[-i\omega_0t]$	\rightleftarrows	shift by ω_0

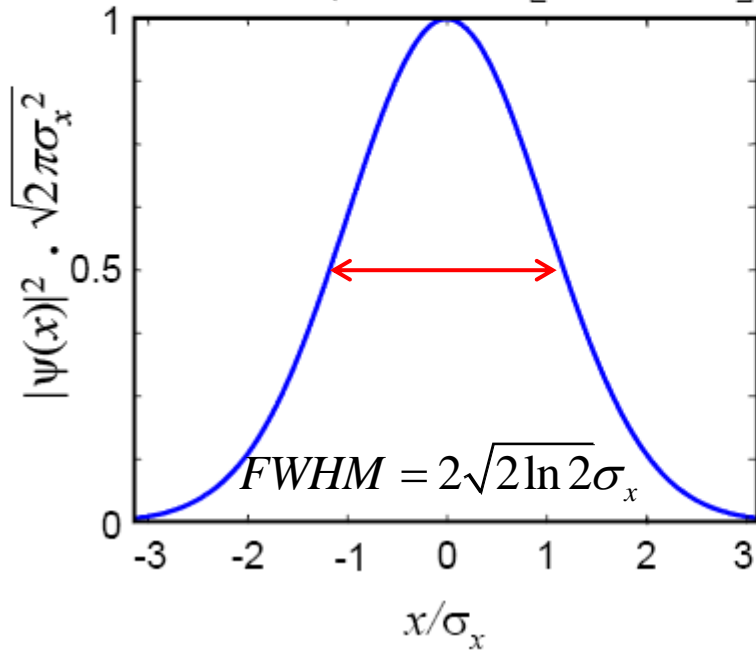
ΣΧΗΜΑΤΙΚΗ ΑΝΑΠΑΡΑΣΤΑΣΗ



ΓΚΑΟΥΣΙΑΝΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗ

Real space

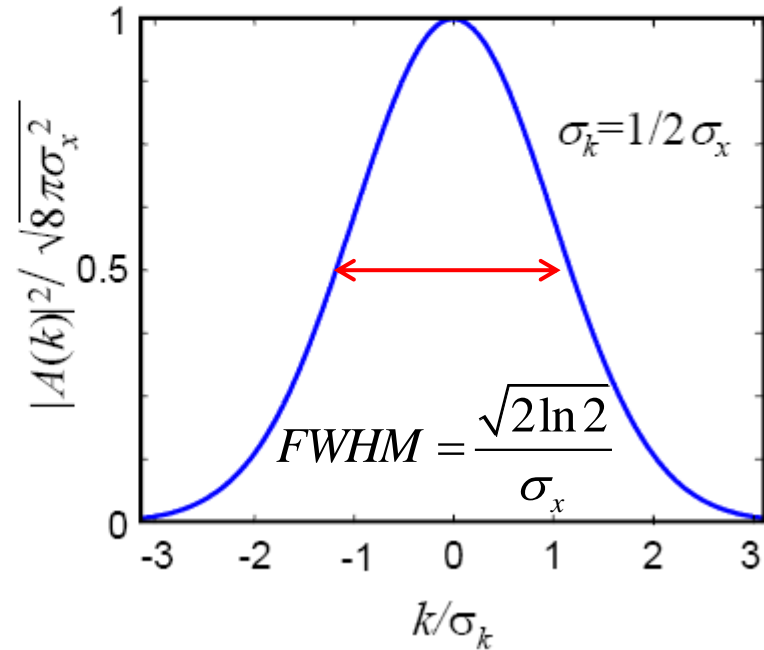
$$|\psi(x)|^2 = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_x^2}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x}{\sigma_x}\right)^2\right]$$



$$|\sigma_x \sigma_k| = \frac{1}{2}$$

k-space

$$|A(k)|^2 = \sqrt{8\pi\sigma_x^2} \exp\left[-2(\sigma_x k)^2\right]$$



$$|\sigma_x \sigma_k| \geq \frac{1}{2}$$

ΑΡΧΗ ΤΗΣ ΑΒΕΒΑΙΟΤΗΤΑΣ

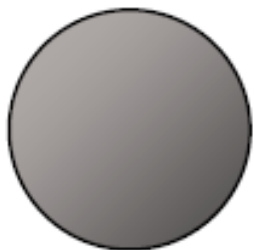
$$p = \frac{h}{\lambda} = \frac{h}{2\pi} \frac{2\pi}{\lambda} = \hbar k \quad E = hf = \frac{h}{2\pi} 2\pi f = \hbar \omega$$

$$|\sigma_x| |\sigma_k| \geq \frac{1}{2}, \quad |\sigma_t| |\sigma_\omega| \geq \frac{1}{2}$$

$$\Delta p \cdot \Delta x \geq \frac{\hbar}{2}, \quad \Delta E \cdot \Delta t \geq \frac{\hbar}{2}.$$

ΣΤΗΝ ΠΡΑΞΗ ΙΣΧΥΕΙ ΜΟΝΟ ΣΤΟΝ ΜΙΚΡΟΚΟΣΜΟ

$$m \sim 200\text{g}$$



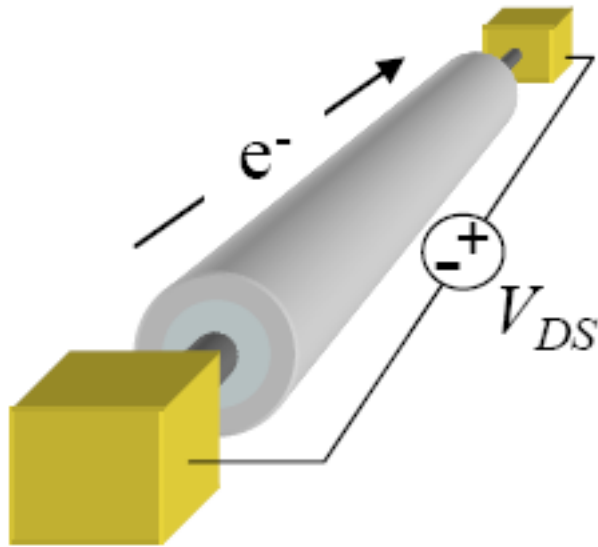
$$v \sim 1\text{m/s}$$



$$\text{if } \Delta p = 1\%,$$

$$\text{then } \Delta x = 3 \times 10^{-32} \text{ m}$$

ΣΤΗΝ ΝΑΝΟ-ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΗ ΟΜΩΣ ΜΠΟΡΕΙ ΝΑ ΠΑΙΞΕΙ ΡΟΛΟ...



$$I = \frac{q}{\tau} \quad I = 0.1 \text{ mA}$$

$$\tau = \frac{q}{I} \approx 1.6 \text{ fs}$$

$$\Delta t = \tau = 1.6 \text{ fs.}$$

$$\Delta E = 0.2 \text{ eV.}$$

ΜΕΣΕΣ ΤΙΜΕΣ

$$\langle x \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} xP(x) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} P(x) dx} \quad \langle x \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \psi(x)^* x \psi(x) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} \psi(x)^* \psi(x) dx} \quad \langle x \rangle = \frac{\langle \psi | x | \psi \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle}$$

$$\langle k \rangle = \frac{\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} A(k)^* k A(k) dk}{\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} A(k)^* A(k) dk} = \frac{\langle A | k | A \rangle}{\langle A | A \rangle}$$

$$\langle k \rangle = \frac{\langle A | k | A \rangle}{\langle A | A \rangle} = \frac{\langle \psi | -i \frac{d}{dx} | \psi \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle} \quad \langle \omega \rangle = \frac{\langle A | \omega | A \rangle}{\langle A | A \rangle} = \frac{\langle \psi | i \frac{d}{dt} | \psi \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle}.$$

ΤΕΛΕΣΤΕΣ

Position	\hat{x}	x	Energy	\hat{E}	$i\hbar \frac{d}{dt}$
Wavenumber	\hat{k}	$-i \frac{d}{dx}$	Potential Energy	\hat{V}	V
Angular Frequency	$\hat{\omega}$	$i \frac{d}{dt}$	Kinetic Energy	\hat{T}	$\frac{\hat{p}^2}{2m}$
Momentum	\hat{p}	$-i\hbar \frac{d}{dx}$	Hamiltonian	\hat{H}	$\frac{\hat{p}^2}{2m} + \hat{V}$

ΣΕ ΚΑΘΕ ΦΥΣΙΚΟ ΜΕΓΕΘΟΣ ΑΝΤΙΣΤΟΙΧΕΙ ΚΑΙ ΕΝΑΣ ΤΕΛΕΣΤΗΣ

ΑΝΤΙΜΕΤΑΘΕΣΗ ΤΕΛΕΣΤΩΝ

$$[\hat{q}, \hat{r}] = \hat{q} \hat{r} - \hat{r} \hat{q}$$

$$[\hat{x}, \hat{k}] = -ix \frac{d}{dx} + i \frac{d}{dx} x$$

$$\begin{aligned} [\hat{x}, \hat{k}] f(x) &= -ix \frac{df}{dx} + i \frac{d}{dx} (xf) \\ &= -ix \frac{df}{dx} + if \frac{dx}{dx} + ix \frac{df}{dx} \\ &= if \end{aligned}$$

**ΜΟΝΟ ΓΙΑ ΔΥΟ ΦΥΣΙΚΑ ΜΕΓΕΘΗ
ΠΟΥ ΟΙ ΤΕΛΕΣΤΕΣ ΤΟΥΣ
ΑΝΤΙΜΕΤΑΤΙΘΕΝΤΑΙ ΜΠΟΡΟΥΜΕ
ΝΑ ΓΝΩΡΙΖΟΥΜΕ ΤΑΥΤΟΧΡΟΝΑ ΤΙΣ
ΤΙΜΕΣ ΤΟΥΣ ΜΕ ΑΠΟΛΥΤΗ
ΑΚΡΙΒΕΙΑ**

$$[\hat{x}, \hat{k}] = i$$

ΕΞΙΣΩΣΗ SCHRODINGER

$$\hat{E}\psi(x,t) = \frac{\hat{p}^2}{2m}\psi(x,t) + \hat{V}\psi(x,t)$$

$$i\hbar \frac{d}{dt}\psi(x,t) = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2}\psi(x,t) + V(x,t)\psi(x,t).$$

ΧΡΟΝΟ-ΑΝΕΞΑΡΤΗΤΗ ΕΞΙΣΩΣΗ SCHRODINGER

$$\bar{\Psi}(x,t) = \psi(x)\zeta(t)$$

$$i\hbar\psi(x)\frac{d}{dt}\zeta(t) = -\frac{\hbar^2}{2m}\zeta(t)\frac{d^2}{dx^2}\psi(x) + V(x)\psi(x)\zeta(t)$$

$$i\hbar\frac{1}{\zeta(t)}\frac{d}{dt}\zeta(t) = -\frac{\hbar^2}{2m}\frac{1}{\psi(x)}\frac{d^2}{dx^2}\psi(x) + V(x).$$

$$E\zeta(t) = i\hbar\frac{d}{dt}\zeta(t)$$

$$E\psi(x) = -\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dx^2}\psi(x) + V(x)\psi(x).$$

$$\zeta(t) = \zeta(0)\exp\left[-i\frac{E}{\hbar}t\right]$$

$$\Psi(x,t) = \psi(x)\exp\left[-i\frac{E}{\hbar}t\right]$$

ΕΛΕΥΘΕΡΟ ΣΩΜΑΤΙΔΙΟ ($V=0$)

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} \psi(x) = E\psi(x)$$

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{2mE}{\hbar^2} \psi$$

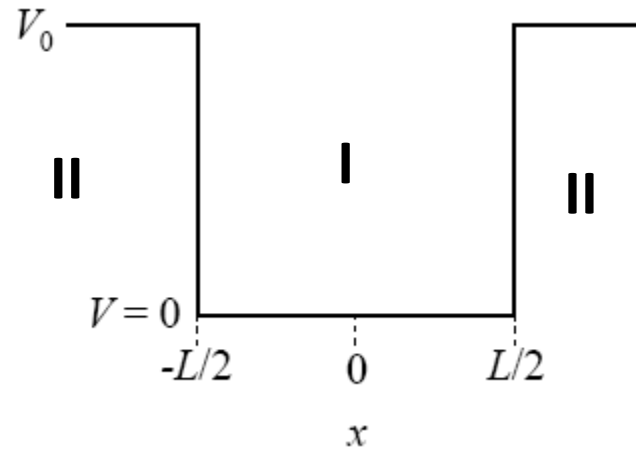
$$\psi(x) = \psi(0) \exp[ikx]$$

$$k = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}$$

$$\psi(x,t) = \psi(0) \exp[i(kx - \omega t)]$$

$$\omega = \frac{E}{\hbar} = \frac{\hbar k^2}{2m}$$

ΤΕΤΡΑΓΩΝΙΚΟ ΠΗΓΑΔΙ ΔΥΝΑΜΙΚΟΥ



I
$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{2m(E-V)}{\hbar^2}\psi$$

$$\psi(x) = Ae^{ikx} + Be^{-ikx}$$

$$\psi(x) = A \sin kx + B \cos kx$$

$$k = \sqrt{\frac{2m(E-V)}{\hbar^2}}$$

II
$$\psi(x) = Ae^{\alpha x} + Be^{-\alpha x}$$

$$\alpha = \sqrt{\frac{2m(V-E)}{\hbar^2}}$$

ΔΕΣΜΙΕΣ ΚΑΤΑΣΤΑΣΕΙΣ ($0 < E < V_0$)

$$\psi(x) = \begin{cases} Ce^{\alpha x} & \text{for } x \leq -L/2 \\ A \cos(kx) + B \sin(kx) & \text{for } -L/2 \leq x \leq L/2 \\ De^{-\alpha x} & \text{for } x \geq L/2 \end{cases}$$

where

$$\alpha = \sqrt{\frac{2m(V_0 - E)}{\hbar^2}}$$

and

$$k = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}},$$

and A , B , C and D are constants.

ΠΗΓΑΔΙ ΑΠΕΙΡΟΥ ΒΑΘΟΥΣ ($V_0 \rightarrow \infty$)

$$\psi(x) = A \sin\left(k\left(x + L/2\right)\right)$$

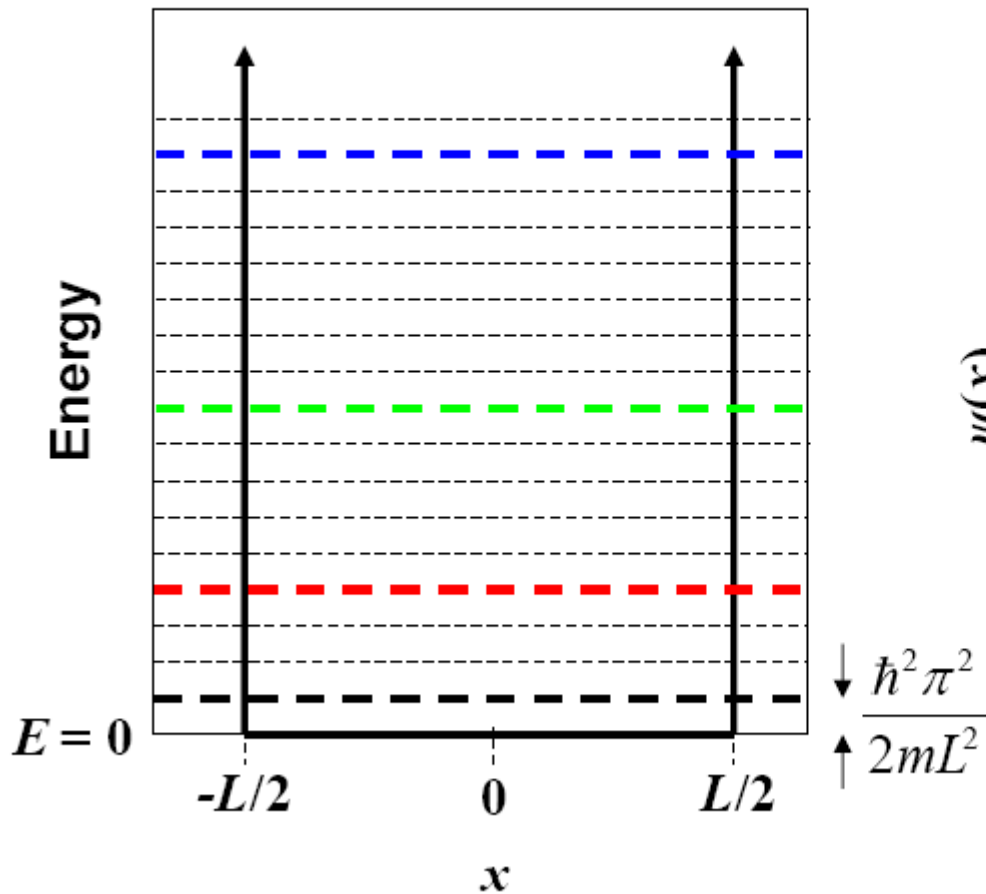
$$kL = n\pi \quad E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2mL^2}.$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\psi(x)|^2 dx = 1 \Rightarrow A^2 \int_{-L/2}^{L/2} \sin^2\left(\frac{n\pi x}{L} + \frac{n\pi}{2}\right) dx = 1 \Rightarrow A = \sqrt{\frac{2}{L}}$$

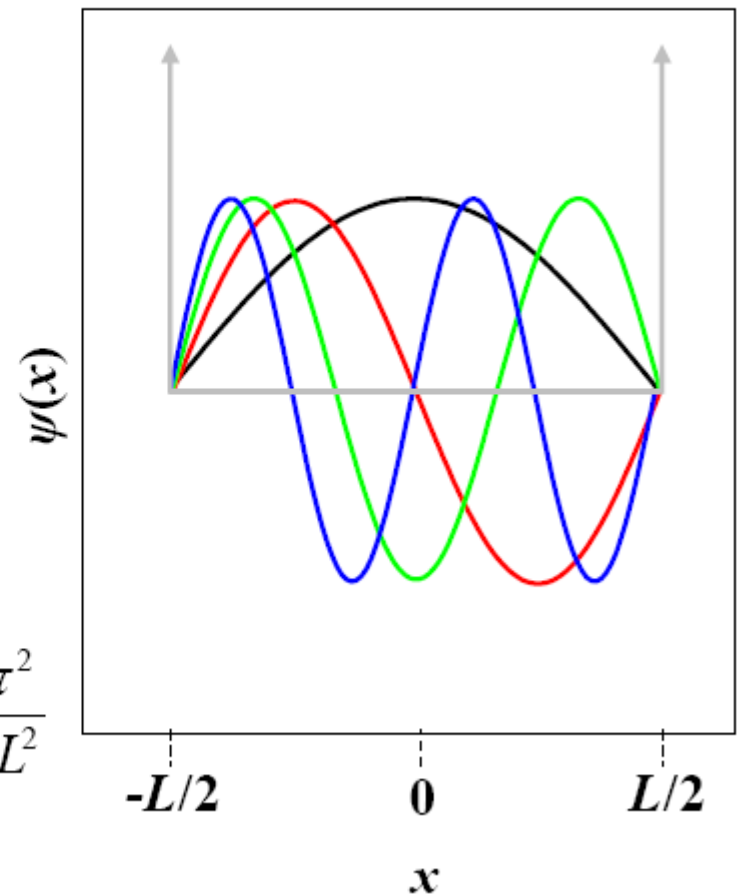
$$\psi(x) = \sqrt{\frac{2}{L}} \sin\left(\frac{n\pi x}{L} + \frac{n\pi}{2}\right)$$

ΓΡΑΦΙΚΕΣ ΠΑΡΑΣΤΑΣΕΙΣ

(a) Energy solutions



(b) Wavefunction solutions



ΠΗΓΑΔΙ ΠΕΠΕΡΑΣΜΕΝΟΥ ΒΑΘΟΥΣ – ΣΥΜΜΕΤΡΙΚΕΣ ΛΥΣΕΙΣ

We can assume a solution of the form:

$$\psi(x) = \begin{cases} e^{\alpha x} & \text{for } x \leq -L/2 \\ A \cos(kx) & \text{for } -L/2 \leq x \leq L/2 \\ e^{-\alpha x} & \text{for } x \geq L/2 \end{cases}$$

where

$$k = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}$$

and

$$\alpha = \sqrt{\frac{2m(V_0 - E)}{\hbar^2}}$$

ΠΗΓΑΔΙ ΠΕΠΕΡΑΣΜΕΝΟΥ ΒΑΘΟΥΣ – ΑΝΤΙΣΥΜΜΕΤΡΙΚΕΣ ΛΥΣΕΙΣ

$$\psi(x) = \begin{cases} e^{\alpha x} & \text{for } x \leq -L/2 \\ A \sin(kx) & \text{for } -L/2 \leq x \leq L/2 \\ -e^{-\alpha x} & \text{for } x \geq L/2 \end{cases}$$

$$k = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}$$

$$\alpha = \sqrt{\frac{2m(V_0 - E)}{\hbar^2}}$$

ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΣΥΝΕΧΕΙΑΣ

$$\psi_-(x_0) = \psi_+(x_0)$$

$$\frac{d}{dx}\psi_-(x_0) = \frac{d}{dx}\psi_+(x_0)$$

ΣΥΜΜΕΤΡΙΚΕΣ ΛΥΣΕΙΣ

$$\psi(L/2) = A \cos(kL/2) = \exp[-\alpha L/2]$$

$$\psi'(L/2) = -kA \sin(kL/2) = -\alpha \exp[-\alpha L/2]$$

$$\tan(kL/2) = \alpha/k.$$

$$\tan\left(\frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{E}{E_L}}\right) = \sqrt{\frac{V_0 - E}{E}}$$

$$E_L = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2mL^2}.$$

ΑΝΤΙΣΥΜΜΕΤΡΙΚΕΣ ΛΥΣΕΙΣ

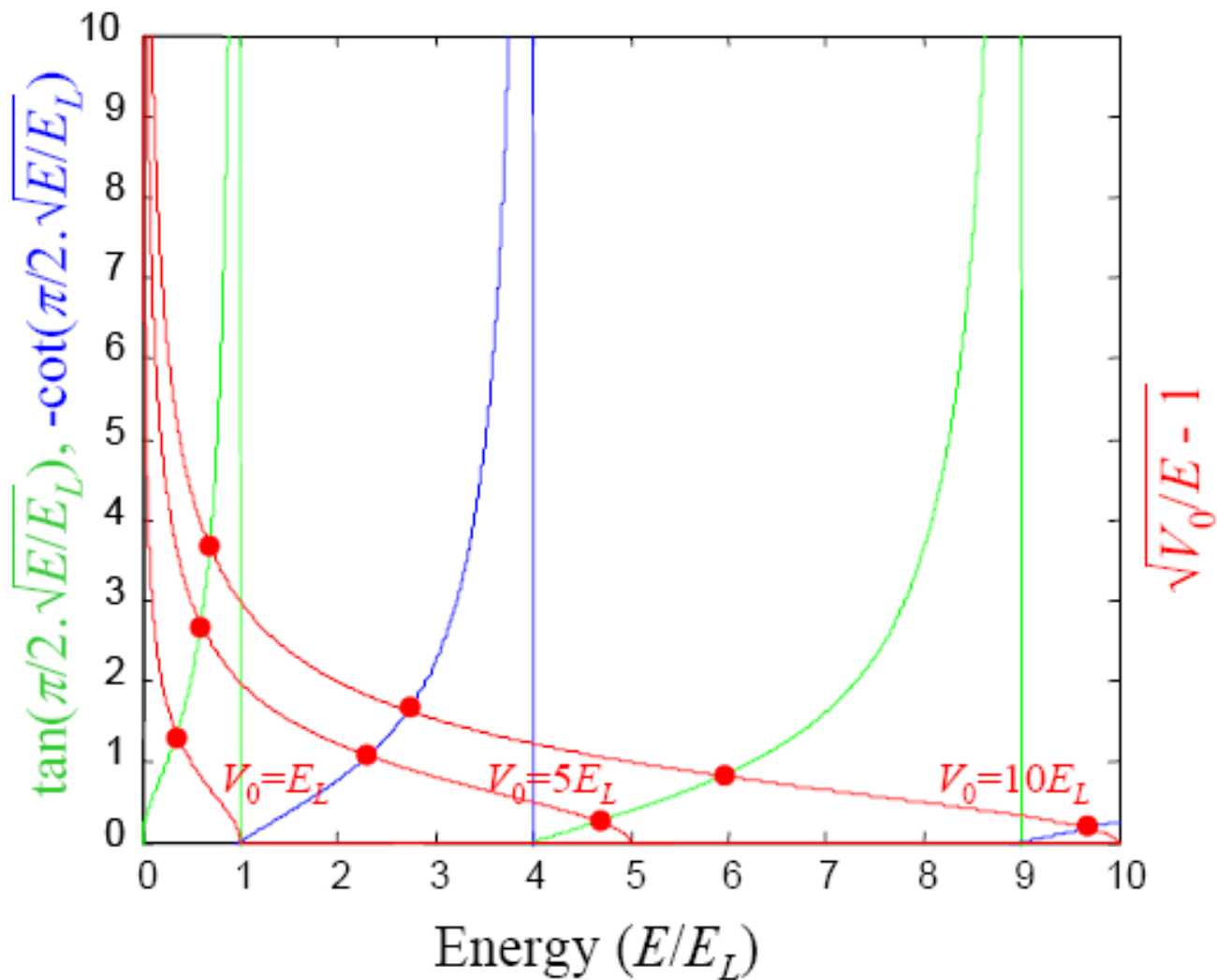
$$\psi(L/2) = A \sin(kL/2) = -\exp[-\alpha L/2]$$

$$\psi'(L/2) = kA \cos(kL/2) = \alpha \exp[-\alpha L/2]$$

$$\cot(kL/2) = -\alpha/k.$$

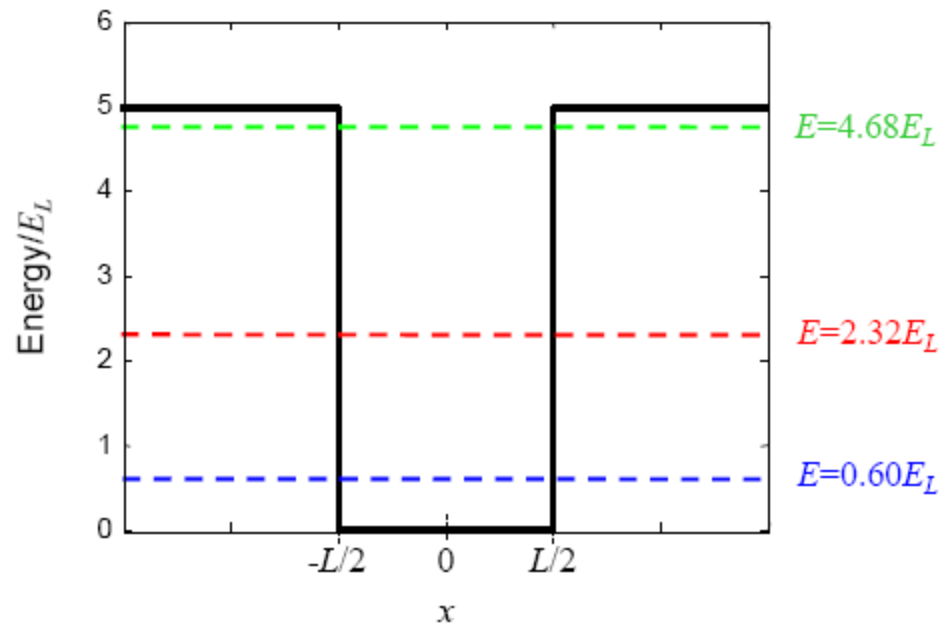
$$-\cot\left(\frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{E}{E_L}}\right) = \sqrt{\frac{V_0 - E}{E}}.$$

ΓΡΑΦΙΚΗ ΕΠΙΛΥΣΗ

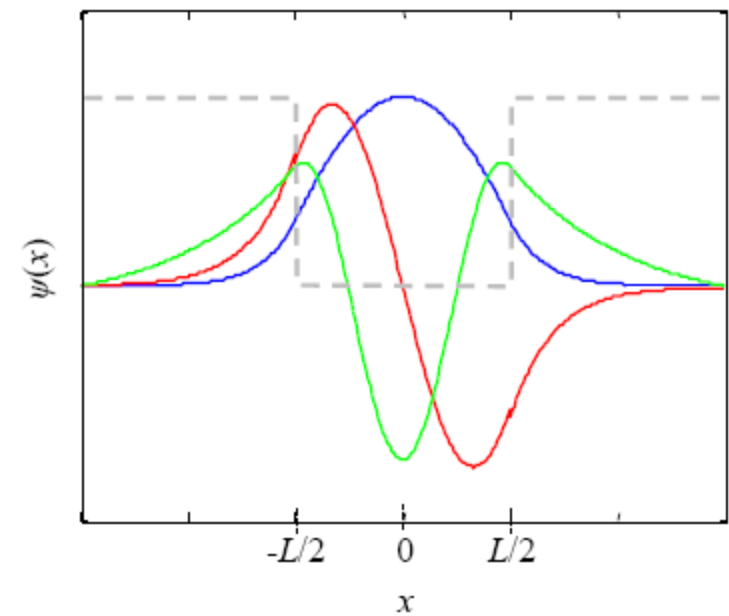


ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΕΣ ΣΤΑΘΜΕΣ ΚΑΙ ΚΥΜΑΤΟΣΥΝΑΡΤΗΣΕΙΣ

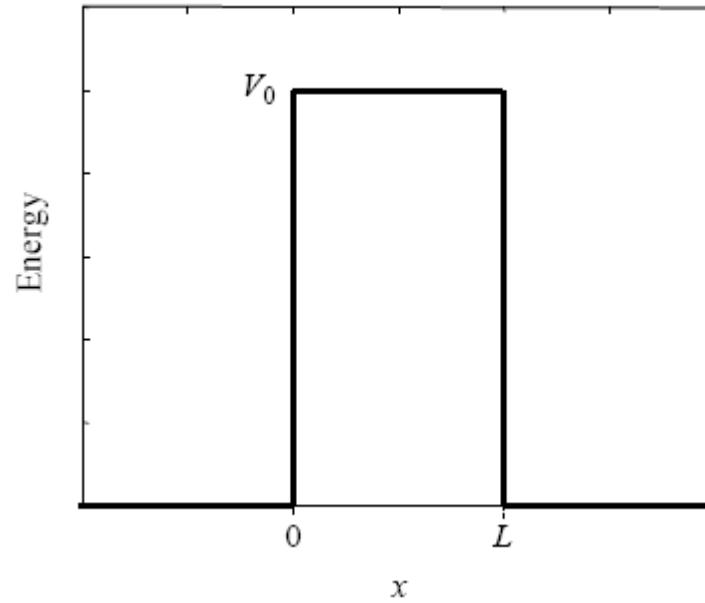
(a) Energy solutions



(b) Wavefunction solutions



ΟΡΘΟΓΩΝΙΟ ΦΡΑΓΜΑ ΔΥΝΑΜΙΚΟΥ



ΚΥΜΑΤΟΣΥΝΑΡΤΗΣΗ

Analyzing the potential piece by piece, we assume a solution of the form

$$\psi(x) = \begin{cases} e^{ikx} + re^{-ikx} & \text{for } x \leq 0 \\ ae^{\alpha x} + be^{-\alpha x} & \text{for } 0 \leq x \leq L \\ te^{ikx} & \text{for } x \geq L \end{cases}$$

where once again

$$k = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}$$

and

$$\alpha = \sqrt{\frac{2m(V_0 - E)}{\hbar^2}}$$

ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΣΥΝΕΧΕΙΑΣ

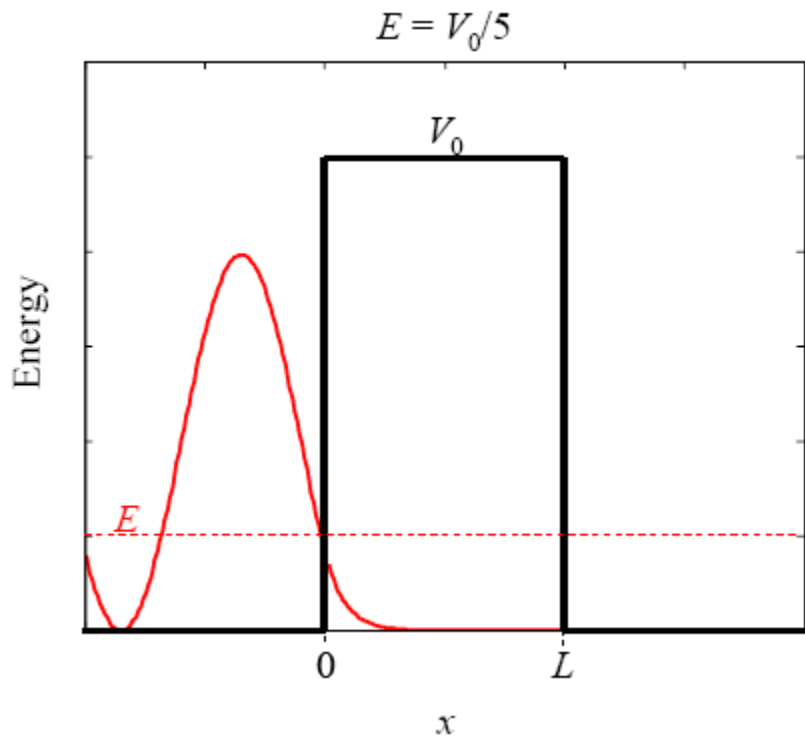
$$\psi(0) = 1 + r = a + b$$

$$\psi'(0) = ik - ikr = \alpha a - \alpha b .$$

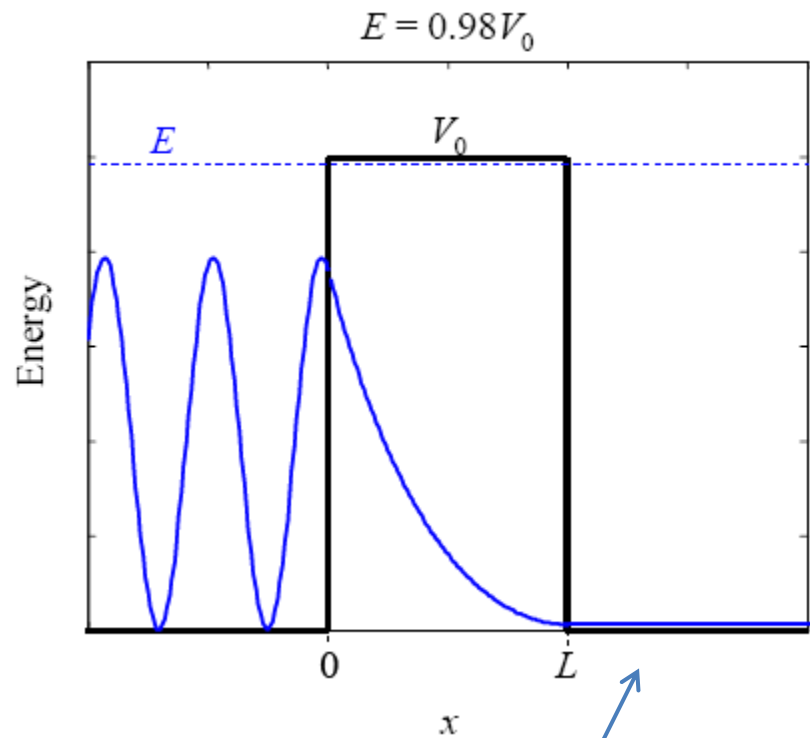
$$\psi(L) = ae^{\alpha L} + be^{-\alpha L} = te^{ikL}$$

$$\psi'(L) = a\alpha e^{\alpha L} - b\alpha e^{-\alpha L} = ikte^{ikL} .$$

ΓΡΑΦΙΚΕΣ ΠΑΡΑΣΤΑΣΕΙΣ



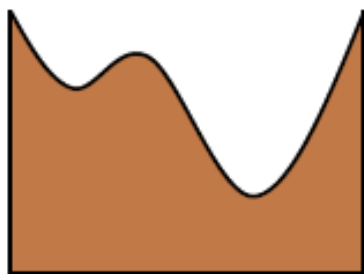
$$T \approx \exp[-2\alpha L].$$



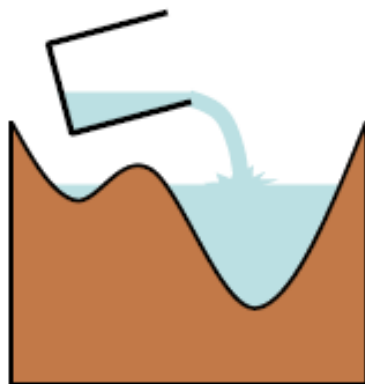
ΦΑΙΝΟΜΕΝΟ ΣΗΡΑΓΓΑΣ

ΣΤΑΔΙΑ ΜΕΛΕΤΗΣ ΝΑΝΟΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΩΝ ΔΙΑΤΑΞΕΩΝ

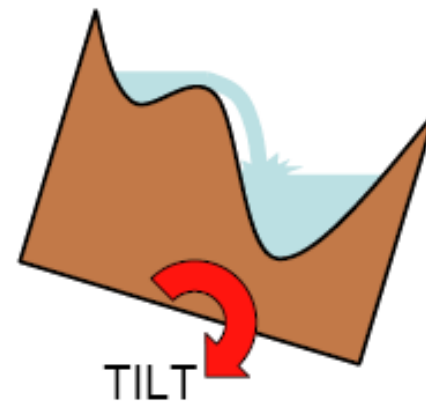
1. Calculate energies of electron states



2. Fill states with electrons

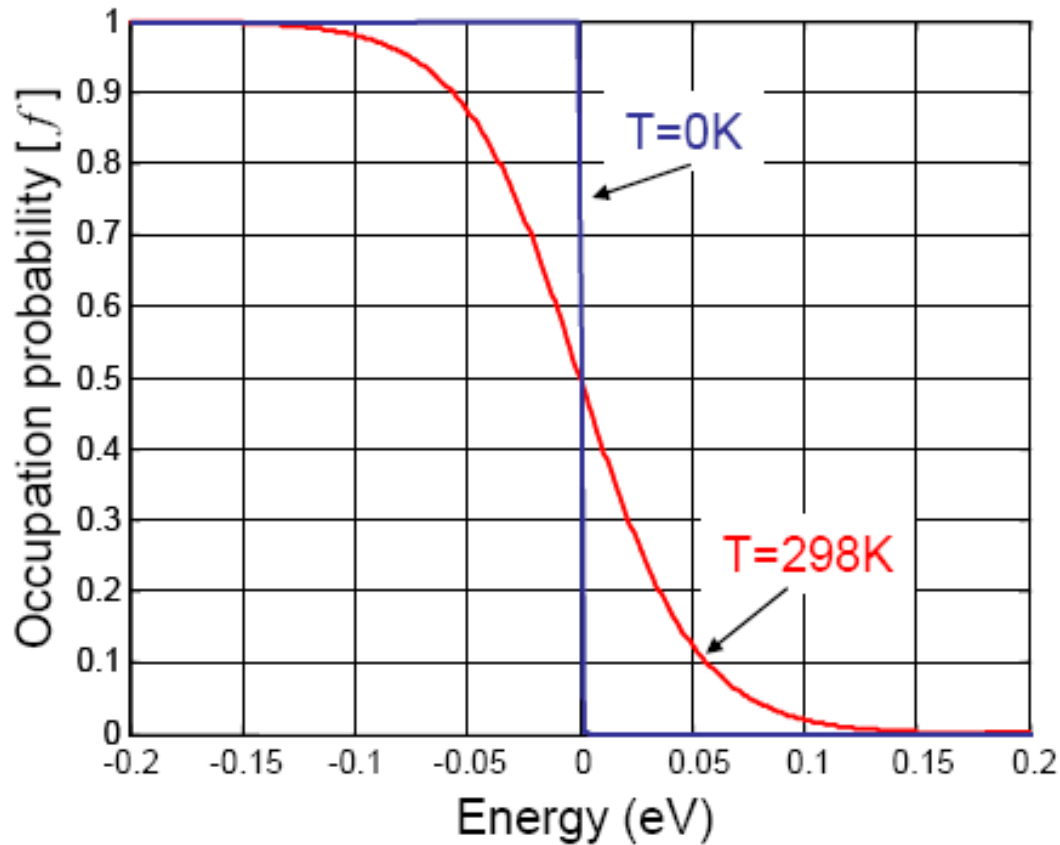


3. Apply bias



KATANOMH FERMI-DIRAC

$$f(E, \mu) = \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{(E - \mu)}{kT}\right]}$$

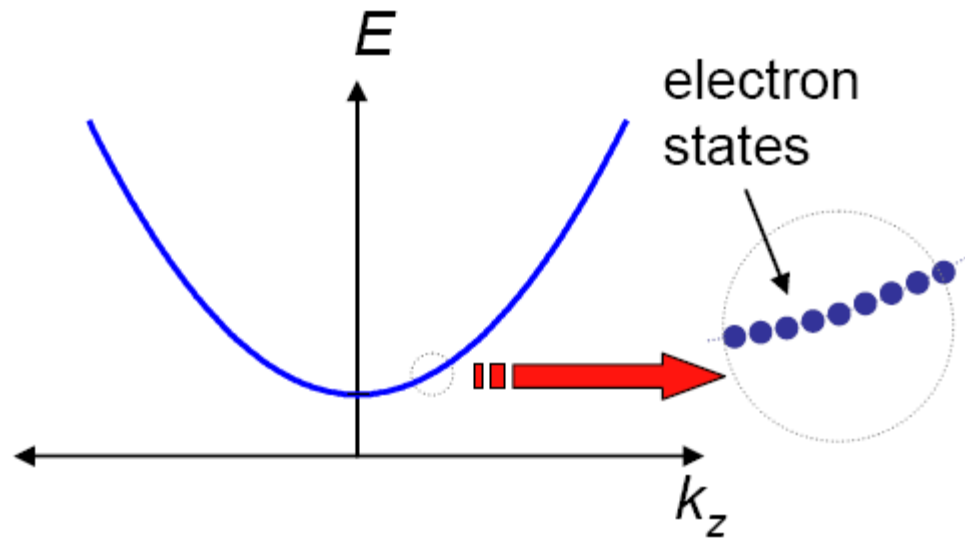


ΠΥΚΝΟΤΗΤΑ ΚΑΤΑΣΤΑΣΕΩΝ

- ΑΡΙΘΜΟΣ ΚΑΤΑΣΤΑΣΕΩΝ ΑΝΑ ΜΟΝΑΔΑ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ
- ΑΡΙΘΜΟΣ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ

$$n = \int_{-\infty}^{+\infty} g(E) f(E, \mu) dE$$

ΣΧΕΣΗ ΔΙΑΣΠΟΡΑΣ



$$E = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m}$$

ΡΟΗ ΡΕΥΜΑΤΟΣ (ΓΕΝΙΚΑ)

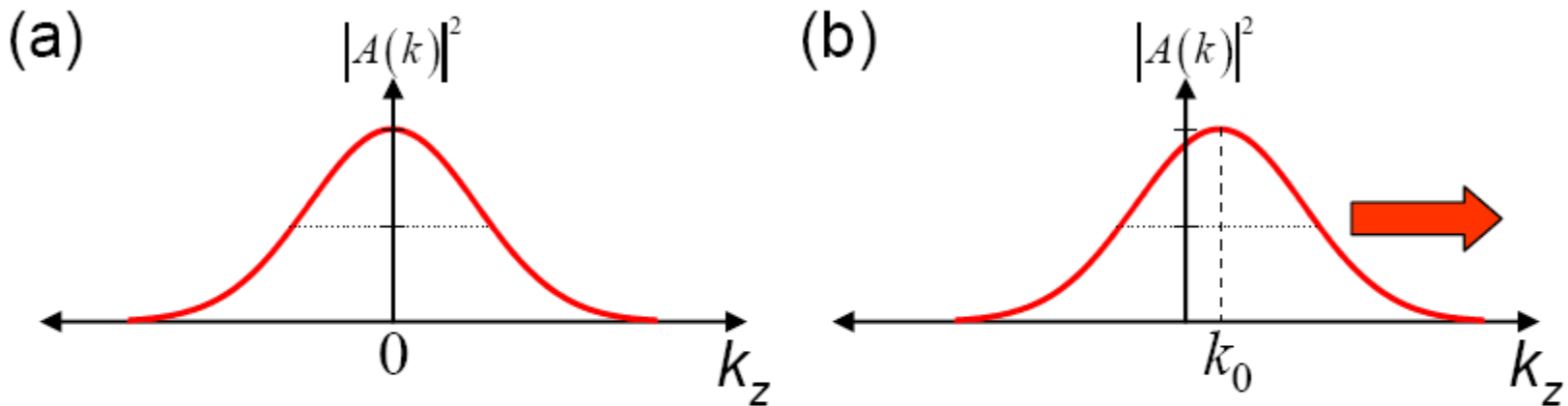


Fig. 2.4. (a) A wavepacket with no net velocity. Note that each plane wave component with a $+k_z$ wavenumber is compensated by a plane wave component with a $-k_z$ wavenumber. (b) A wavepacket with a net velocity in the positive z direction is asymmetric about $k_z = 0$.

ΡΟΗ ΡΕΥΜΑΤΟΣ ΣΕ ΑΓΩΓΟ

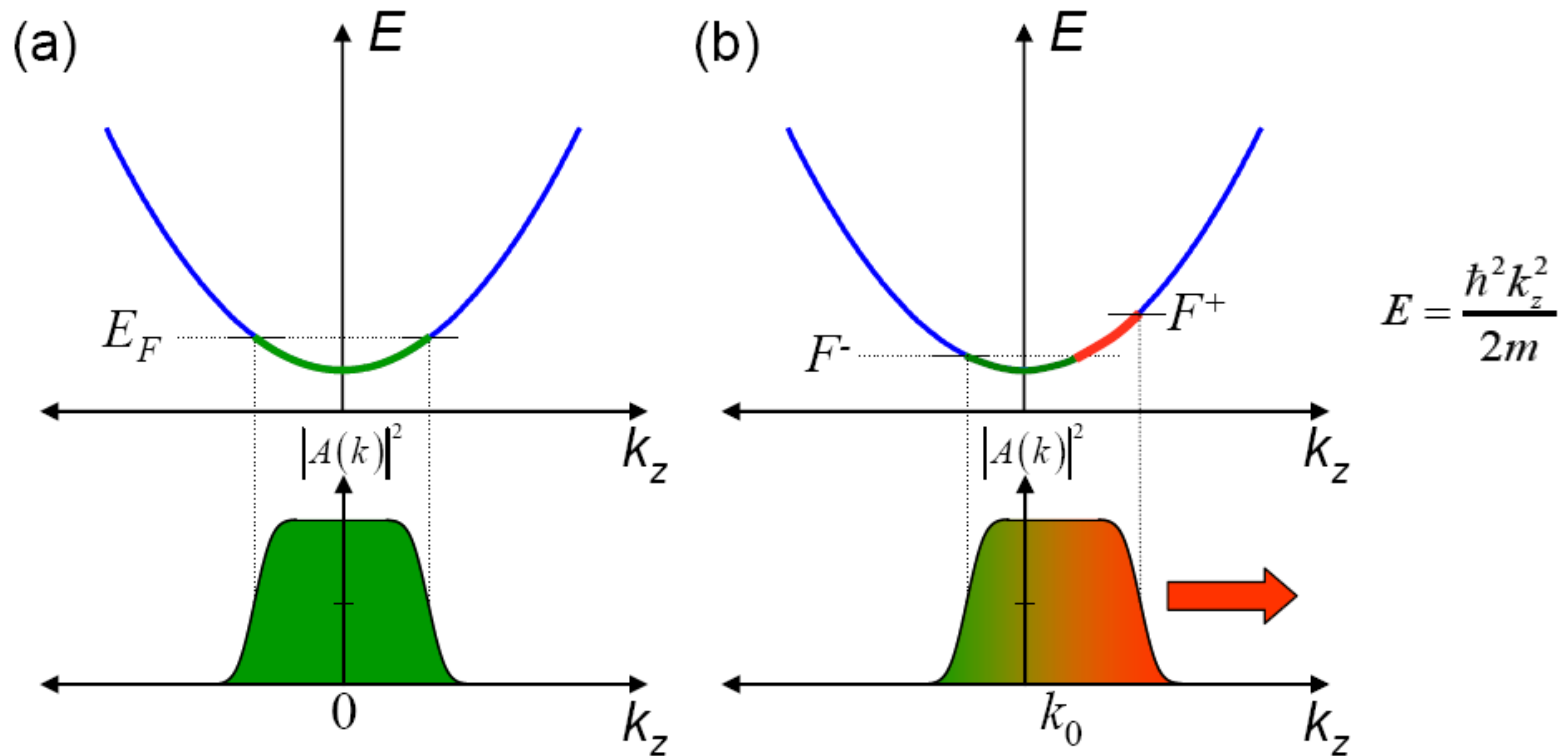
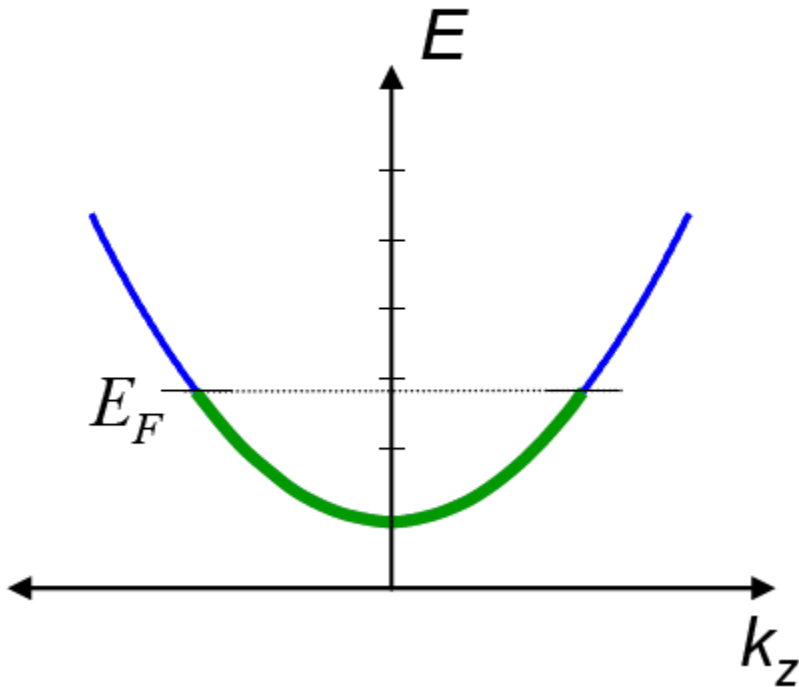


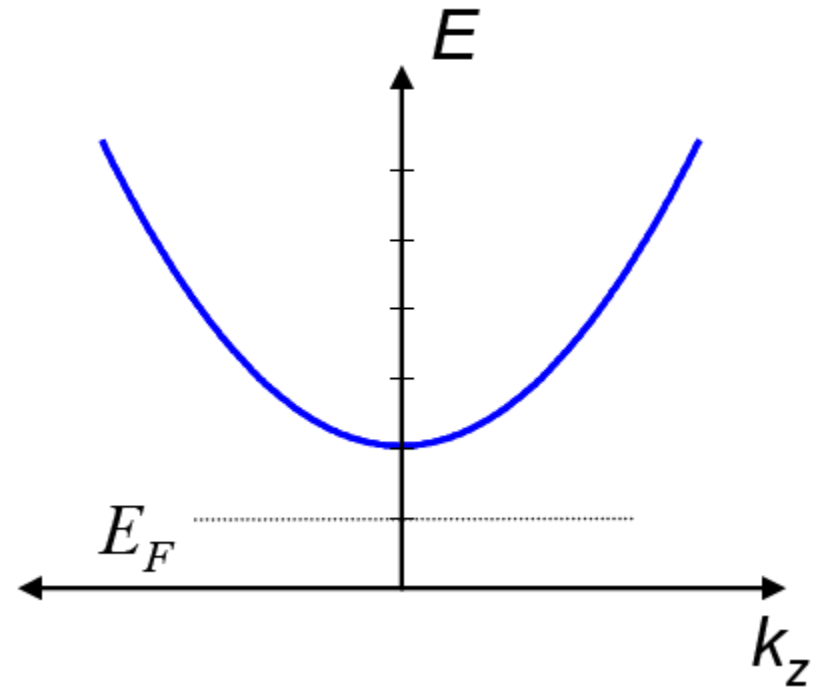
Fig. 2.6. (a) Under equilibrium conditions, electrons fill up the lowest energy k -states first. Since equal numbers of $+k_z$ and $-k_z$ states are filled there is no net current. (b) When $+k_z$ and $-k_z$ states are filled to different levels, there is a net current.

ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΟ ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ ΜΕΤΑΛΛΟΥ - ΗΜΙΑΓΩΓΟΥ

(a) Metal: partly filled band

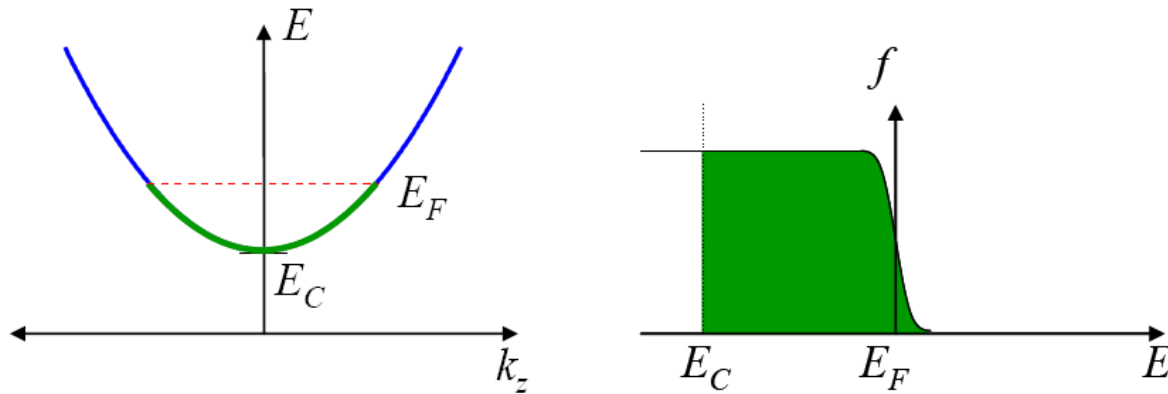


(b) Insulator: empty band

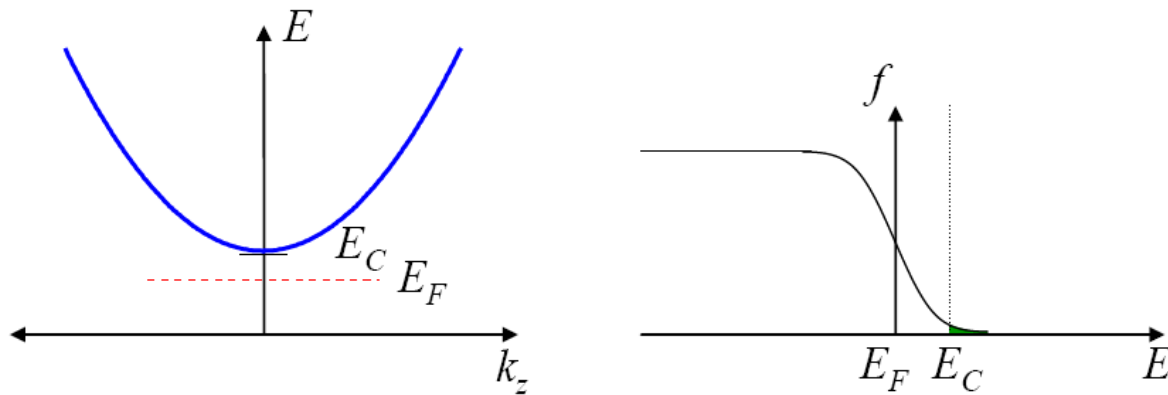


ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ – ΟΡΙΑΚΕΣ ΠΕΡΙΠΤΩΣΕΙΣ

(a) Degenerate limit: $f = u(E_F - E)$

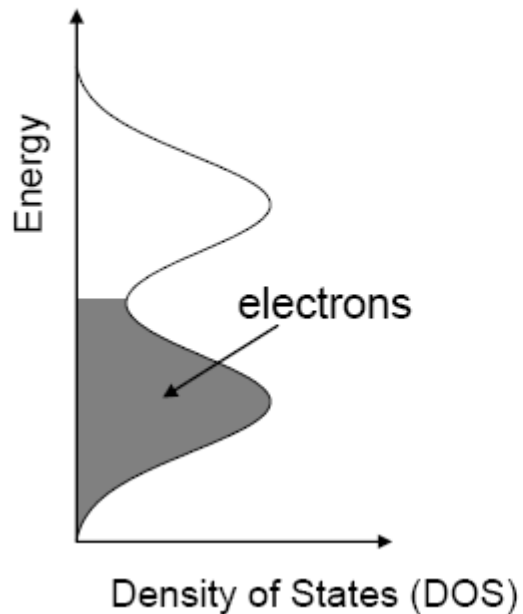


(b) Non-degenerate limit: $f = \exp[-(E - E_F)/kT]$

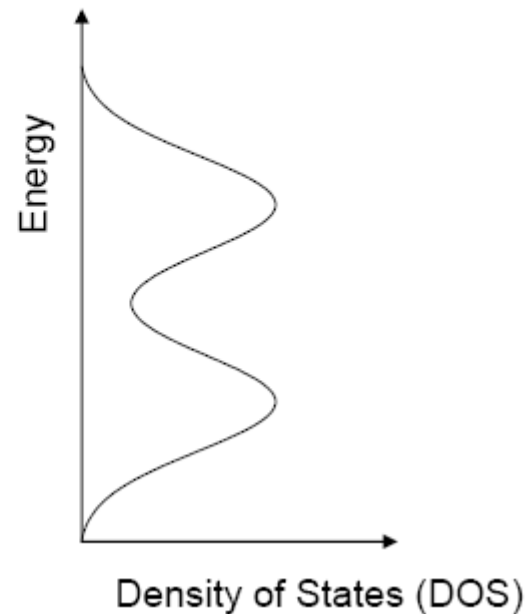


ΠΥΚΝΟΤΗΤΑ ΚΑΤΑΣΤΑΣΕΩΝ ΣΕ ΜΕΤΑΛΛΟ ΚΑΙ ΜΟΝΩΤΗ Ή ΗΜΙΑΓΩΓΟ

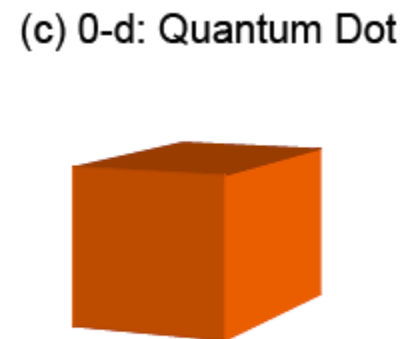
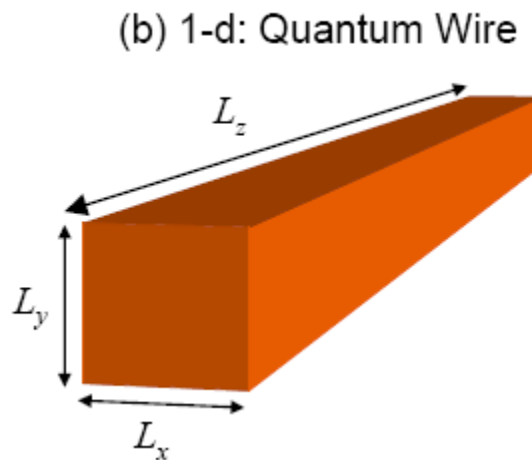
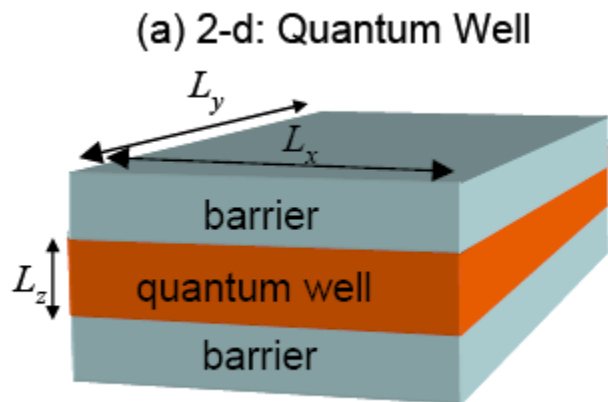
(a) Partly filled = metal



(b) Completely filled or empty
= insulator or semiconductor



ΚΒΑΝΤΙΚΑ ΠΗΓΑΔΙΑ – ΣΥΡΜΑΤΑ - ΤΕΛΕΙΕΣ



ΕΞΙΣΩΣΗ SCHRODINGER ΣΤΙΣ 3- ΔΙΑΣΤΑΣΕΙΣ

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{d^2}{dx^2} + \frac{d^2}{dy^2} + \frac{d^2}{dz^2} \right) \psi(x, y, z) + V(x, y, z) \psi(x, y, z) = E \psi(x, y, z)$$

ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΣΤΟ ΚΒΑΝΤΙΚΟ ΠΗΓΑΔΙ

$$V_x(x) = 0$$

$$V_y(y) = 0$$

$$V_z(z) = V_0 u(z-L) + V_0 u(-z)$$

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + V_x(x) \right] \psi(x, y, z) + \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dy^2} + V_y(y) \right] \psi(x, y, z) + \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dz^2} + V_z(z) \right] \psi(x, y, z) = (E_x + E_y + E_z) \psi(x, y, z)$$

$$\psi(x, y, z) = \psi_x(x) \psi_y(y) \psi_z(z) = \sqrt{\frac{2}{L}} \sin\left(n \frac{\pi z}{L}\right) \cdot \exp[ik_x x] \cdot \exp[ik_y y]$$

$$E = E_x + E_y + E_z = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m} + \frac{n^2 \hbar^2 \pi^2}{2mL^2}$$

ΓΡΑΦΙΚΗ ΠΑΡΑΣΤΑΣΗ

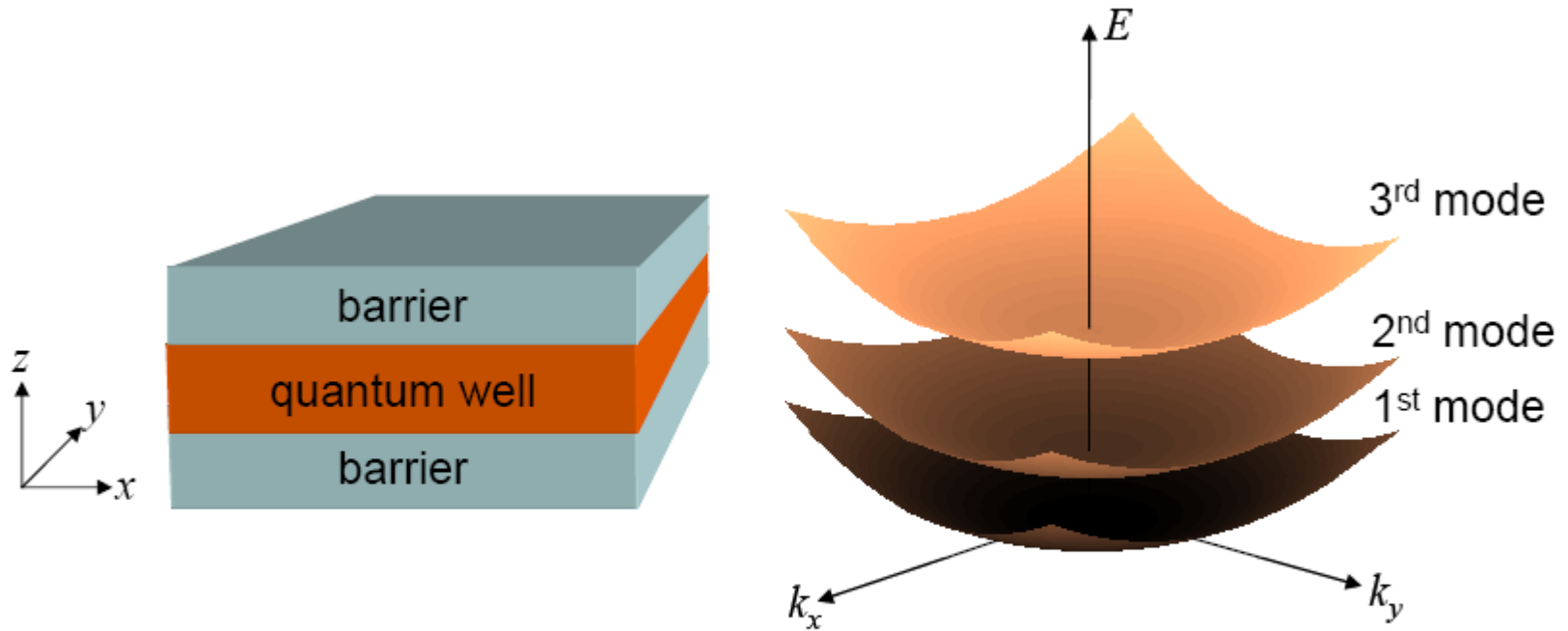


Fig. 2.12. A quantum well confines electrons in 1 dimension.

ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΣΤΟ ΚΒΑΝΤΙΚΟ ΣΥΡΜΑ

$$V(x, y, z) = V_0 u(-x) + V_0 u(x - L_x) + V_0 u(-y) + V_0 u(y - L_y),$$

$$\psi(x, y, z) = \psi(x, y) e^{ik_z z}$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} \psi(x, y) - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dy^2} \psi(x, y) + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} \psi(x, y) = E \psi(x, y)$$

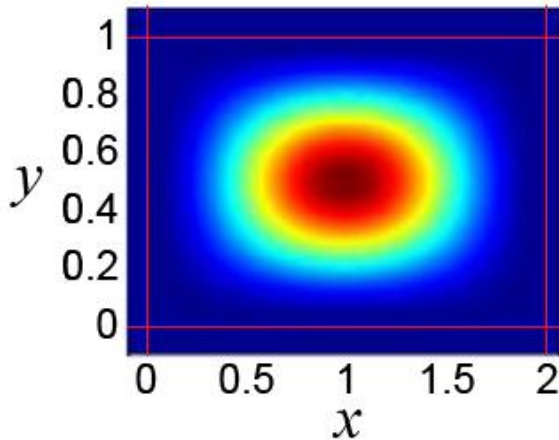
$$\psi(x=0) = \psi(x=L_x) = \psi(y=0) = \psi(y=L_y) = 0.$$

$$\psi(x, y) = \psi_0 \sin(k_x x) \sin(k_y y),$$

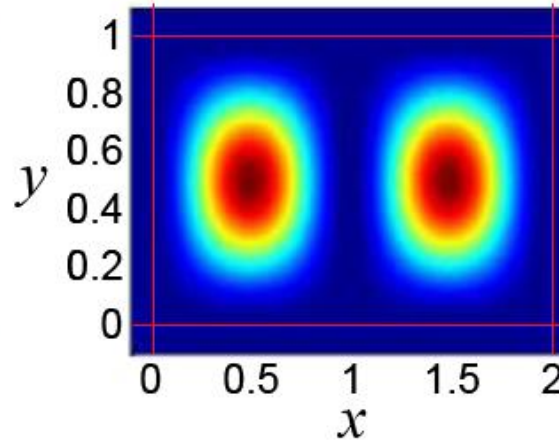
$$k_x = \frac{n_x \pi}{L_x}, \quad n_x = 1, 2, \dots, \quad k_y = \frac{n_y \pi}{L_y}, \quad n_y = 1, 2, \dots$$

ΓΡΑΦΙΚΕΣ ΠΑΡΑΣΤΑΣΕΙΣ

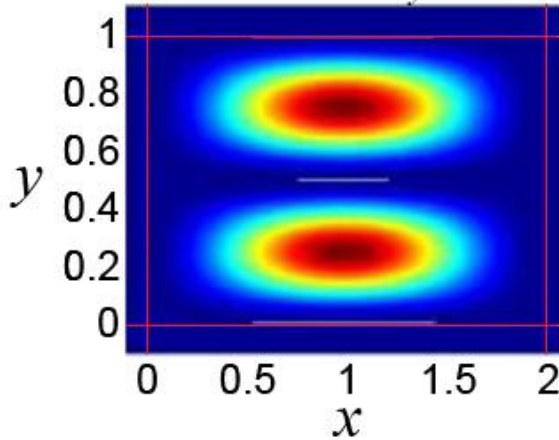
$$n_x = 1, n_y = 1$$



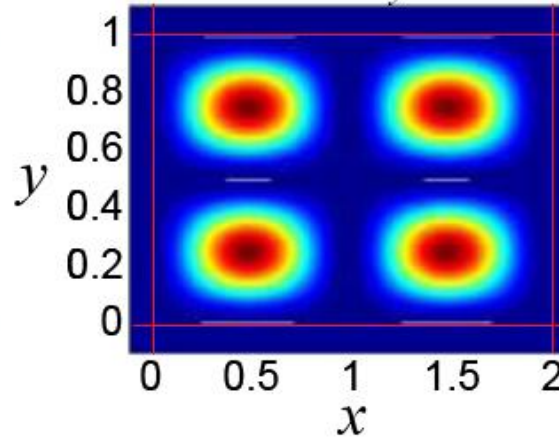
$$n_x = 2, n_y = 1$$



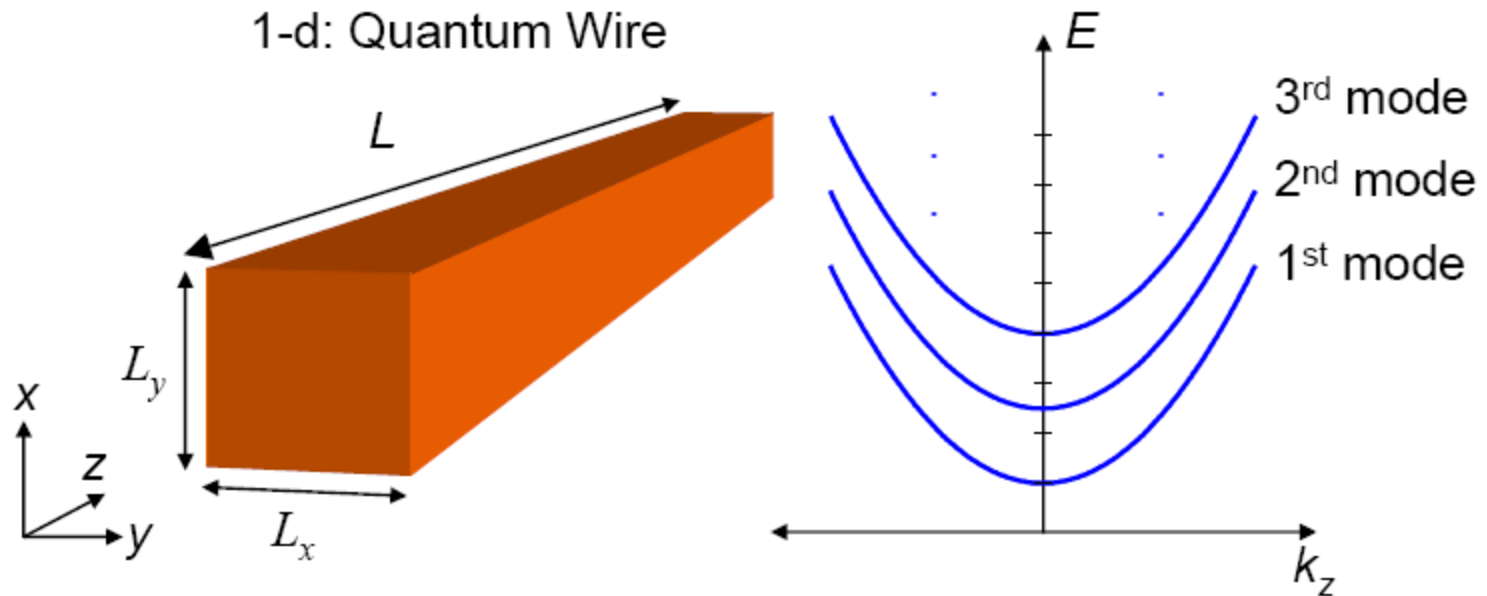
$$n_x = 1, n_y = 2$$



$$n_x = 2, n_y = 2$$



ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΕΣ ΚΑΤΑΣΤΑΣΕΙΣ



$$E_{n_x, n_y} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m} \left(\frac{n_x^2}{L_x^2} + \frac{n_y^2}{L_y^2} \right) + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m}, \quad n_x, n_y = 1, 2, \dots$$

ΚΒΑΝΤΙΚΕΣ ΤΕΛΕΙΕΣ

- ΤΑ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΑ ΕΠΙΠΕΔΑ ΕΙΝΑΙ ΔΙΑΚΡΙΤΑ ΚΑΙ ΠΡΟΣΟΜΟΙΑΖΟΥΝ ΑΥΤΑ ΜΕΜΟΝΩΜΕΝΟΥ ΑΤΟΜΟΥ
- ΕΑΝ ΔΕΝ ΥΠΑΡΧΕΙ ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΗ Ο ΧΡΟΝΟΣ ΖΩΗΣ ΣΕ ΚΆΘΕ ΣΤΑΘΜΗ ΕΙΝΑΙ ΑΠΕΙΡΟΣ
- ΌΤΑΝ ΌΜΩΣ ΥΠΑΡΧΟΥΝ ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΕΙΣ, Π.Χ. ΜΙΑ ΕΠΑΦΗ, ΤΟΤΕ Ο ΧΡΟΝΟΣ ΖΩΗΣ ΕΙΝΑΙ ΠΕΠΕΡΑΣΜΕΝΟΣ

ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ

$$|\psi(t)|^2 = \frac{2}{\tau} \exp\left[-\frac{t}{\tau}\right] u(t)$$

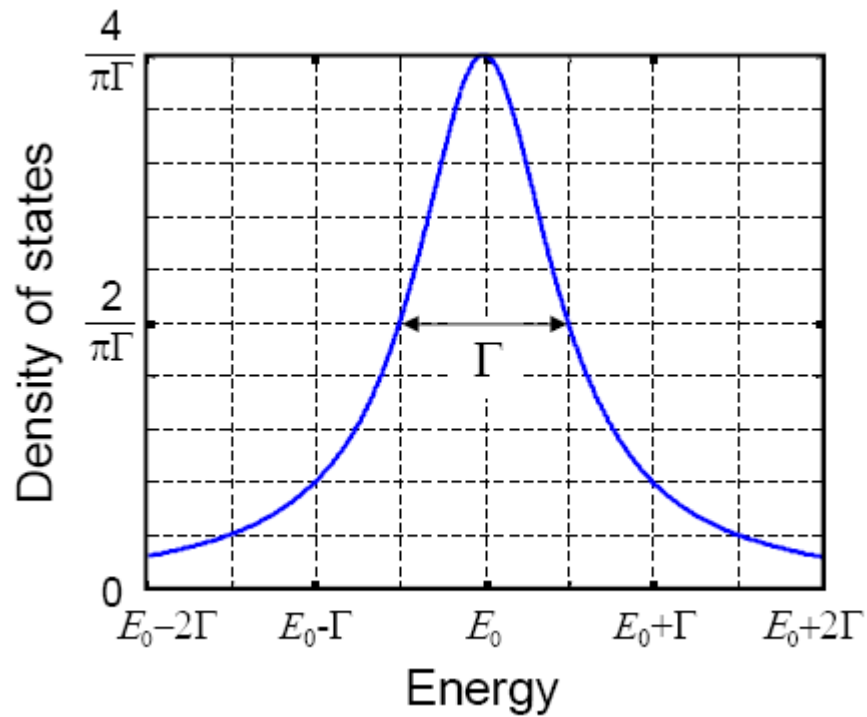
$$\psi(t) = \sqrt{\frac{2}{\tau}} \exp\left[-i\frac{E_0 t}{\hbar} - \frac{t}{2\tau}\right] u(t) \longrightarrow A(\omega) = \frac{\sqrt{2/\tau}}{1/2\tau + i(E_0/\hbar - \omega)}$$

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |A(\omega)|^2 d\omega = \int_{-\infty}^{\infty} g(E) dE$$



$$g(E) = \frac{1}{2\pi} |A(\omega)|^2 \frac{d\omega}{dE} = \frac{2}{\pi} \frac{\hbar/2\tau}{(E - E_0)^2 + (\hbar/2\tau)^2}$$

ΓΡΑΦΙΚΗ ΠΑΡΑΣΤΑΣΗ



$$\Gamma = \hbar/\tau$$

ΠΕΡΙΟΔΙΚΟΤΗΤΑ ΣΕ ΜΙΑ ΔΙΑΣΤΑΣΗ – ΚΒΑΝΤΙΚΑ ΣΥΡΜΑΤΑ

1-d molecule



Electron wavefunction

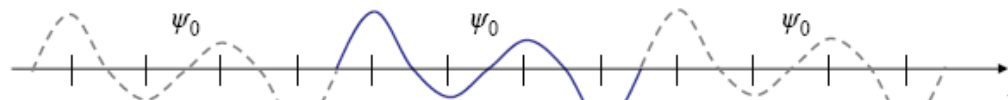
ψ_0



L



Apply periodic boundary conditions



L

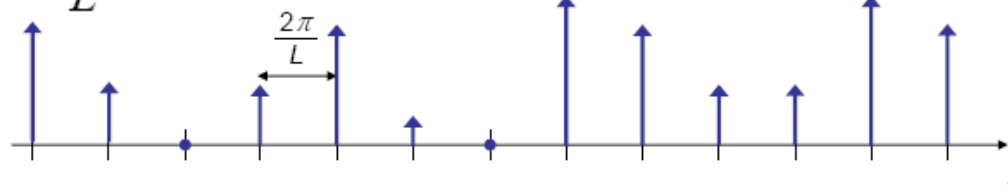
L

L

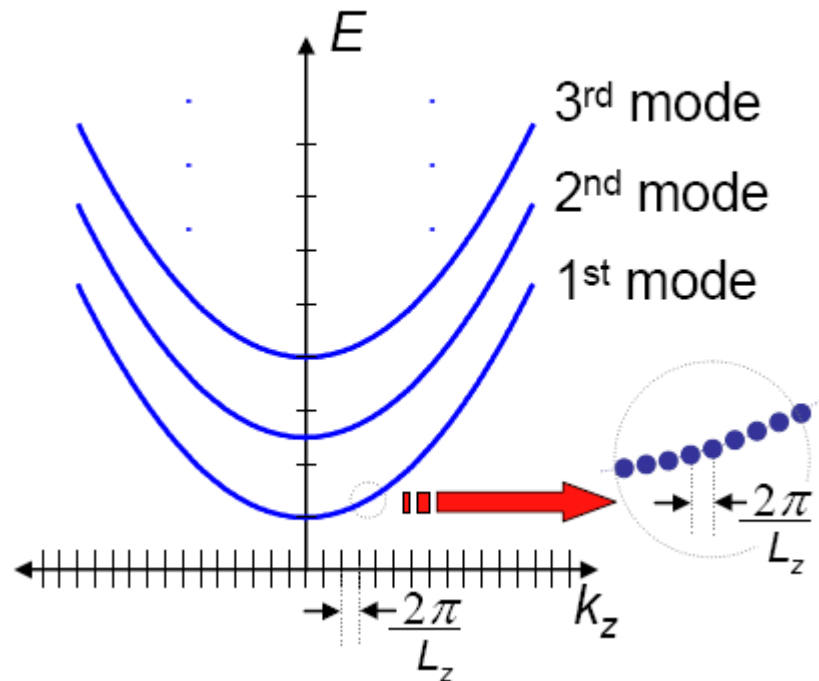


Fourier transform

$$k = 0, \pm \frac{2\pi}{L}, \pm \frac{4\pi}{L}, \pm \frac{6\pi}{L}, \dots$$



ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΟ ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ



$$E_{n_x, n_y} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m} \left(\frac{n_x^2}{L_x^2} + \frac{n_y^2}{L_y^2} \right) + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m}, \quad n_x, n_y = 1, 2, \dots$$

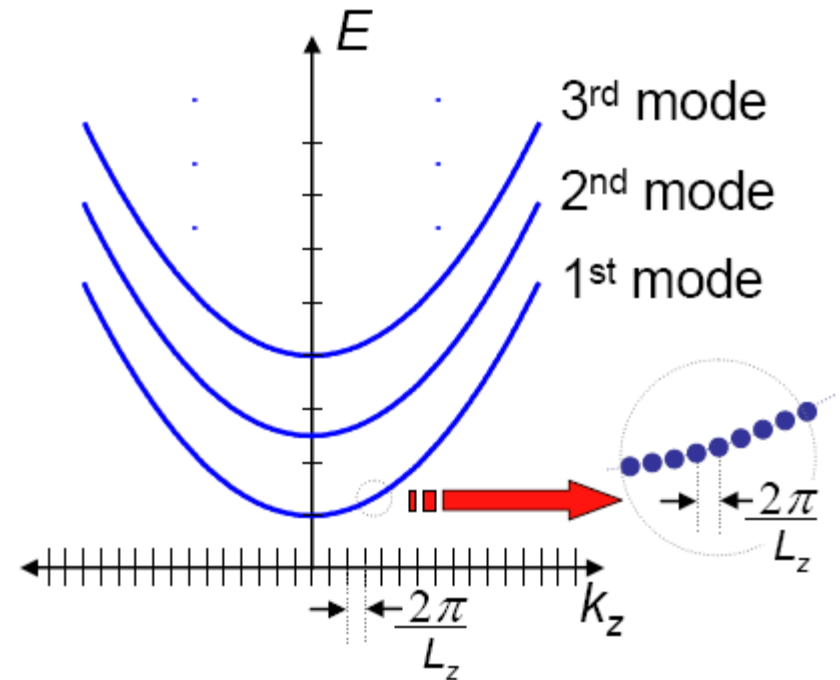
ΠΥΚΝΟΤΗΤΑ ΚΑΤΑΣΤΑΣΕΩΝ

$$n_s(|k_z|) = 2 \times 2 \times \int_0^{|k_z|} \frac{1}{2\pi/L_z} dk.$$

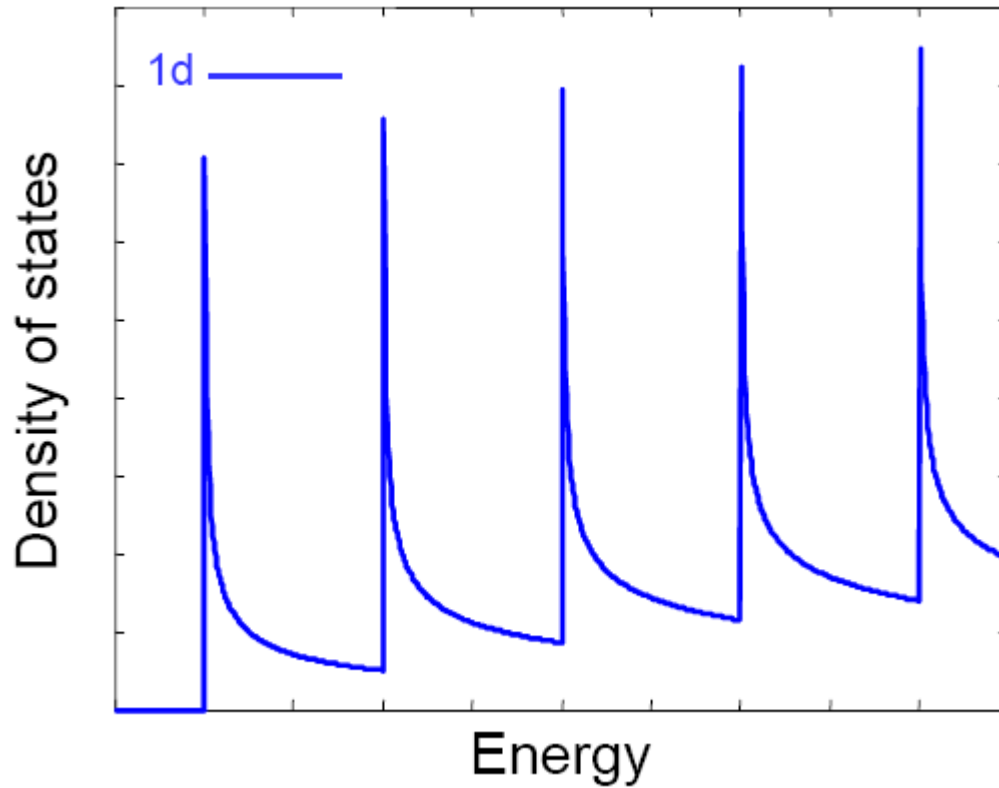
$$n_s(E_F) = \int_{-\infty}^{E_F} g(E) dE$$

$$E - E_{n_x, n_y} = \frac{\hbar^2 |k_z|^2}{2m}, \quad E \geq E_{n_x, n_y}$$

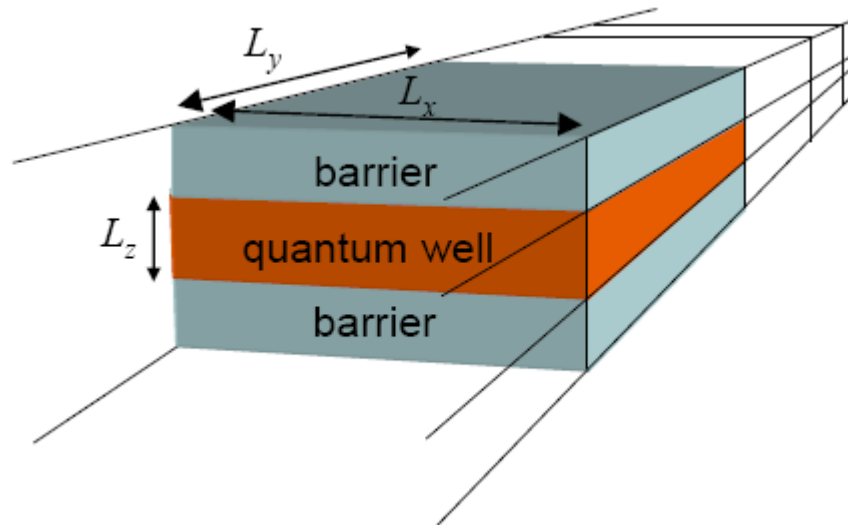
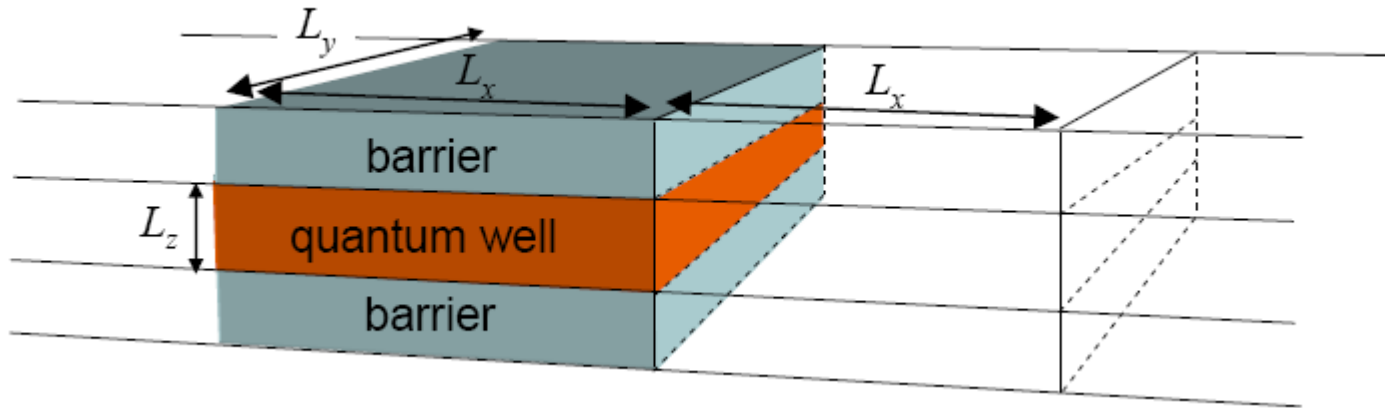
$$g(E) dE = \frac{2L}{\pi} \sqrt{\frac{m}{2\hbar^2}} \sum_{n_x, n_y} \frac{u(E - E_{n_x, n_y})}{\sqrt{E - E_{n_x, n_y}}} dE,$$



ΓΡΑΦΙΚΗ ΠΑΡΑΣΤΑΣΗ



ΠΕΡΙΟΔΙΚΟΤΗΤΑ ΣΕ ΔΥΟ ΔΙΑΣΤΑΣΕΙΣ – ΚΒΑΝΤΙΚΑ ΠΗΓΑΔΙΑ



ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ

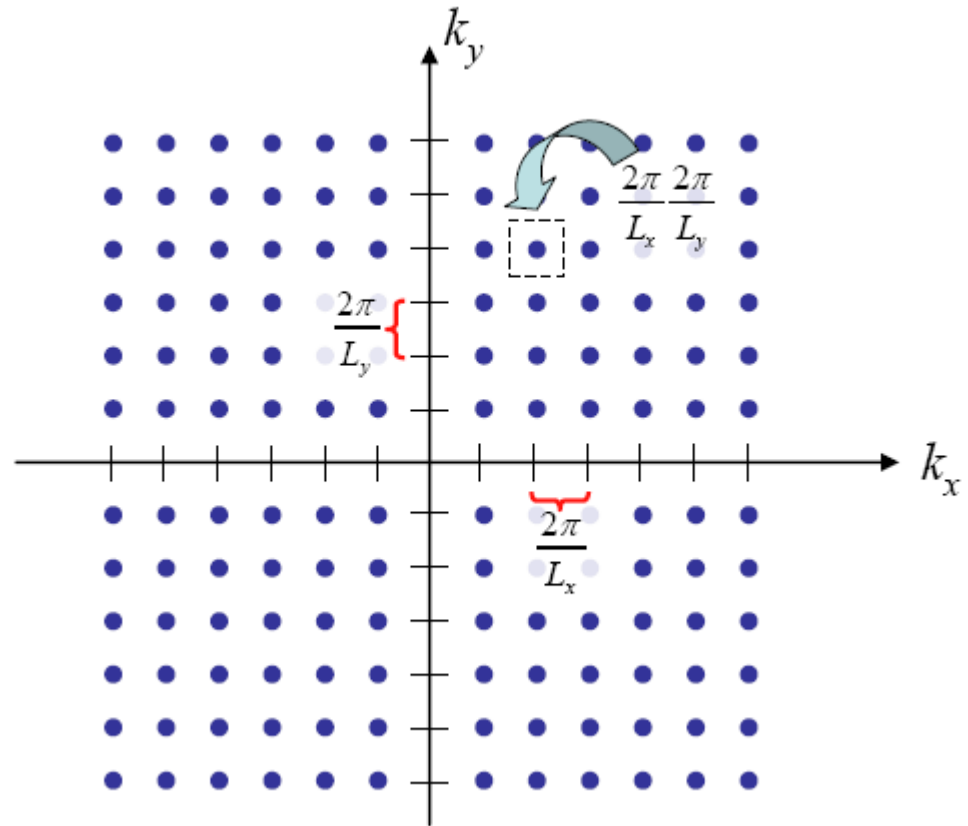
$$\psi_x(x) = \exp[ik_x x]$$

$$k_x = n_x \frac{2\pi}{L_x}$$

$$\psi_y(y) = \exp[ik_y y]$$

$$k_y = n_y \frac{2\pi}{L_y}$$

$$\Delta k_x = \frac{2\pi}{L_x}, \quad \Delta k_y = \frac{2\pi}{L_y}$$



$$\Delta k^2 = \Delta k_x \Delta k_y = \frac{2\pi}{L_x} \frac{2\pi}{L_y} = \frac{4\pi^2}{A}$$

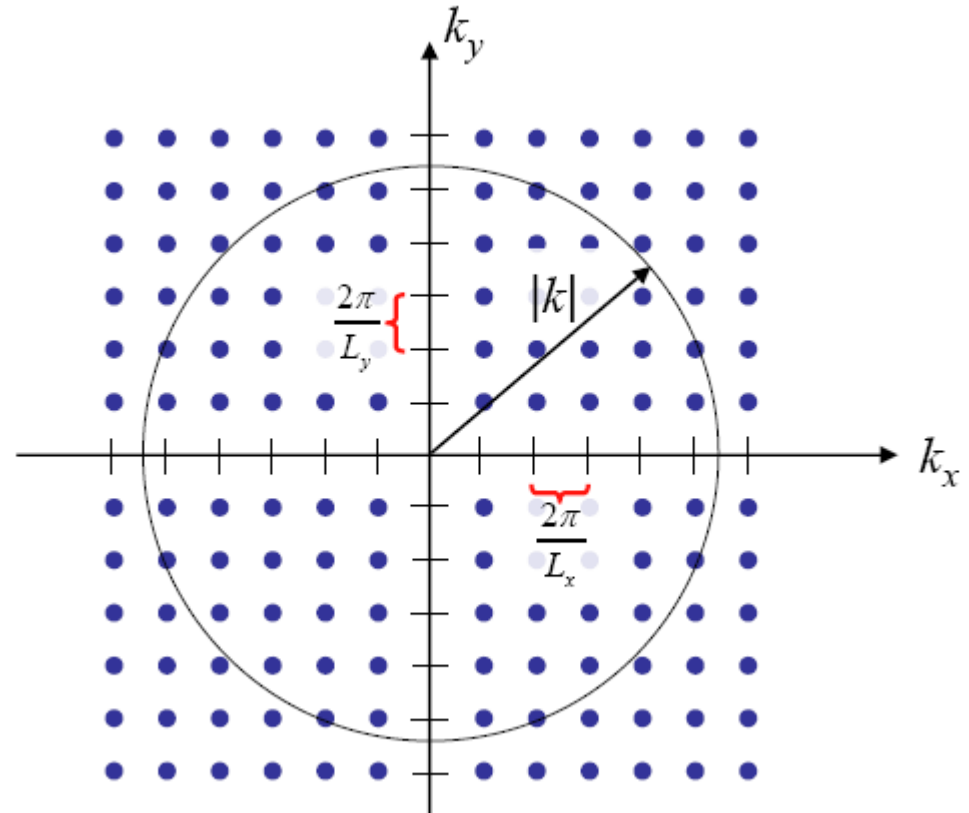
ΠΥΚΝΟΤΗΤΑ ΚΑΤΑΣΤΑΣΕΩΝ

$$E = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2mL_z^2} n^2 + \frac{\hbar^2 (k_x^2 + k_y^2)}{2m},$$

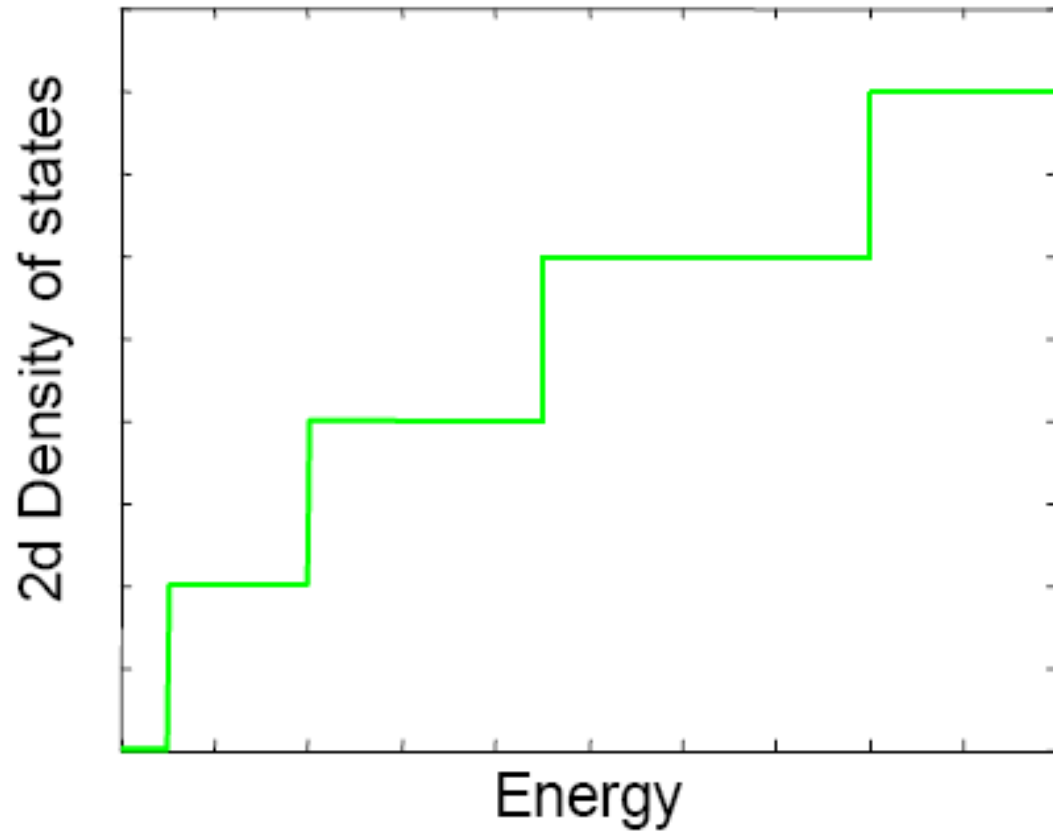
$$n_s(k) dk = 2 \times \frac{1}{4\pi^2/A} \times 2\pi k dk$$

$$E - E_n = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}, \quad E \geq E_n$$

$$g(E) dE = \frac{Am}{\pi \hbar^2} \sum_n u(E - E_n) dE$$



ΓΡΑΦΙΚΗ ΠΑΡΑΣΤΑΣΗ



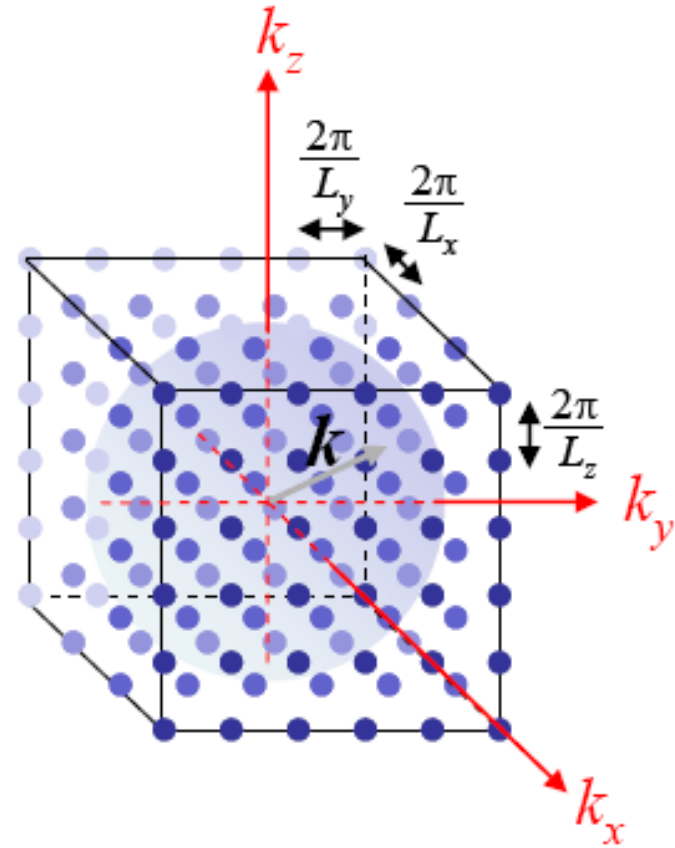
ΠΕΡΙΟΔΙΚΟΤΗΤΑ ΣΕ ΤΡΕΙΣ ΔΙΑΣΤΑΣΕΙΣ – ΔΕΝ ΥΠΑΡΧΟΥΝ ΠΕΡΙΟΡΙΣΜΟΙ

$$n_s(k) dk = 2 \times \frac{1}{8\pi^3/V} \times 4\pi k^2 dk.$$

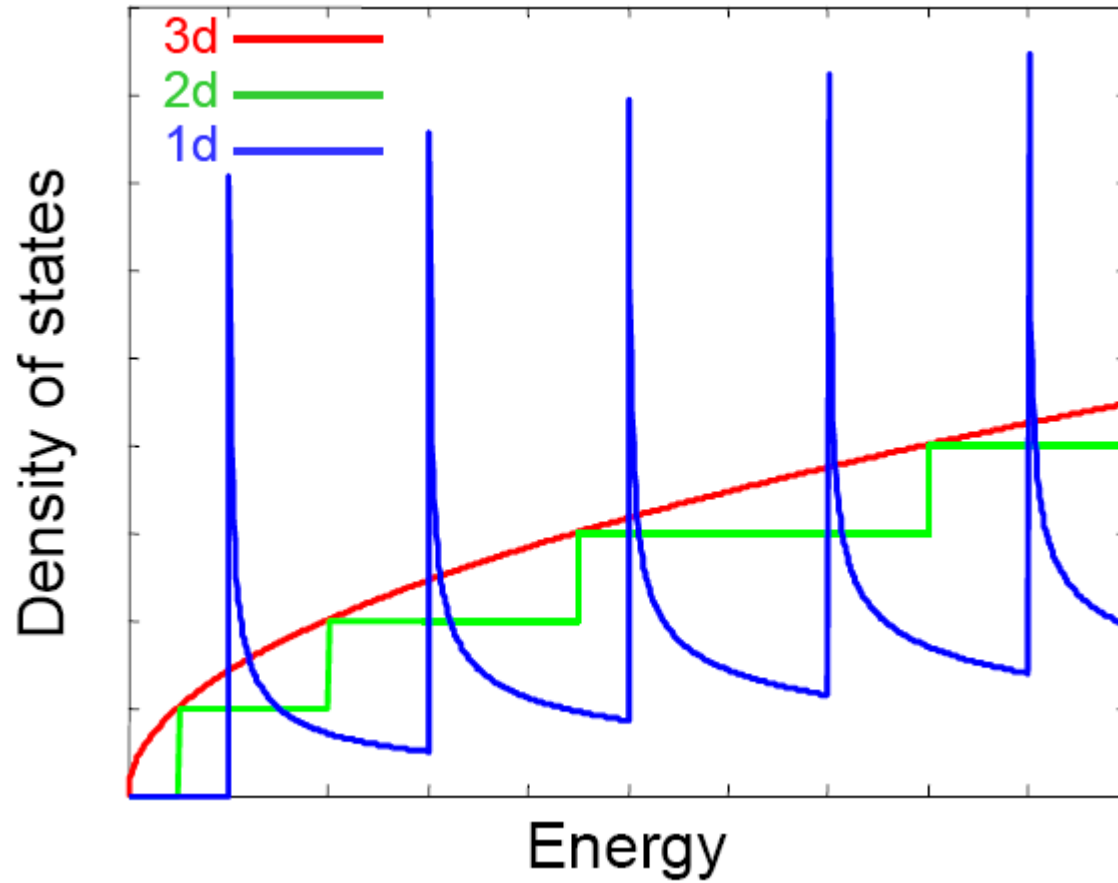
$$\frac{\hbar^2}{2m} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) = E$$

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$

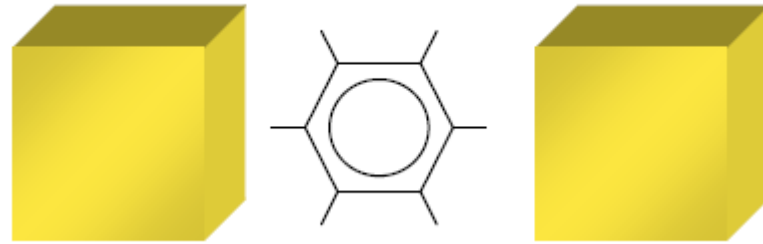
$$g(E) dE = \frac{V}{2\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{E} dE$$



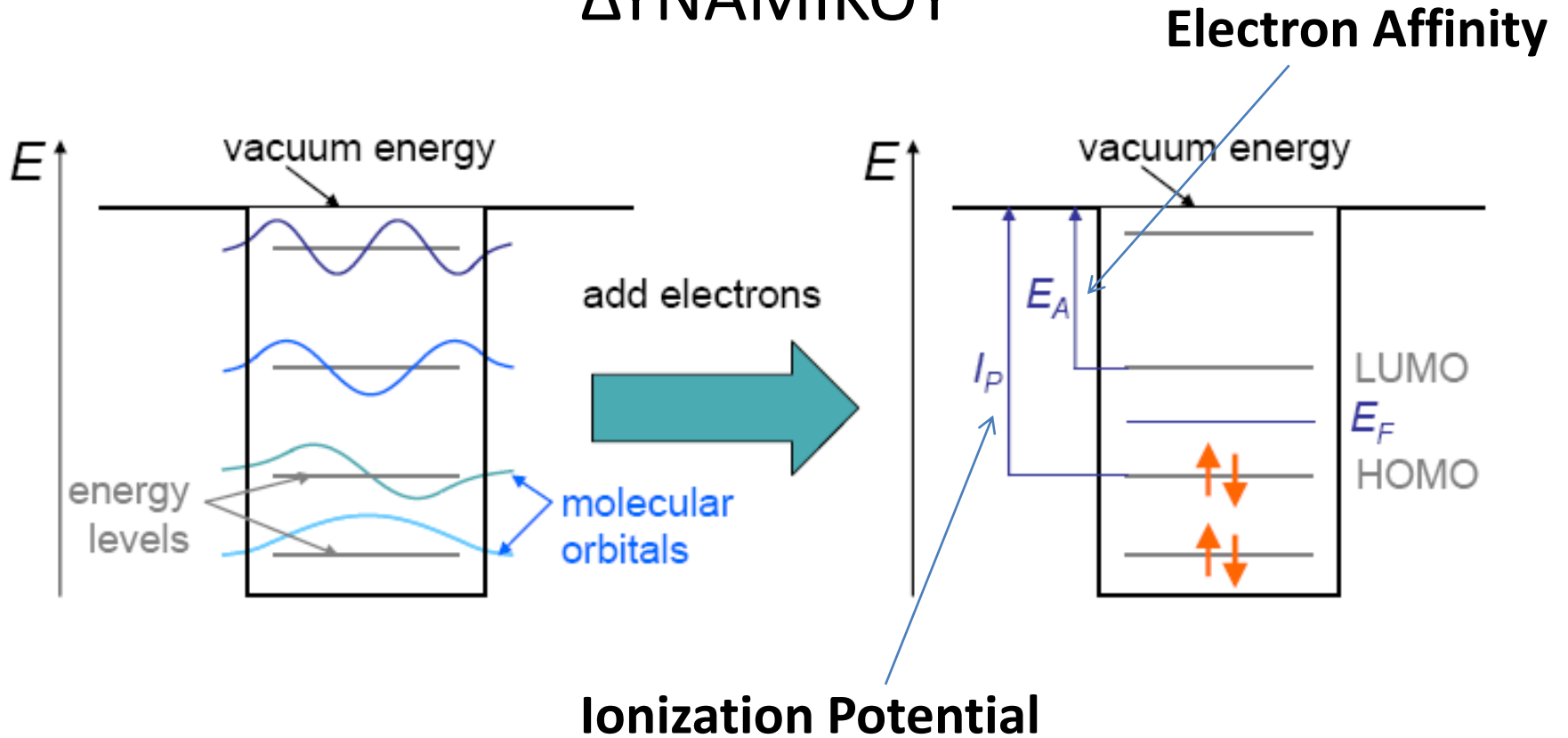
ΓΡΑΦΙΚΗ ΠΑΡΑΣΤΑΣΗ



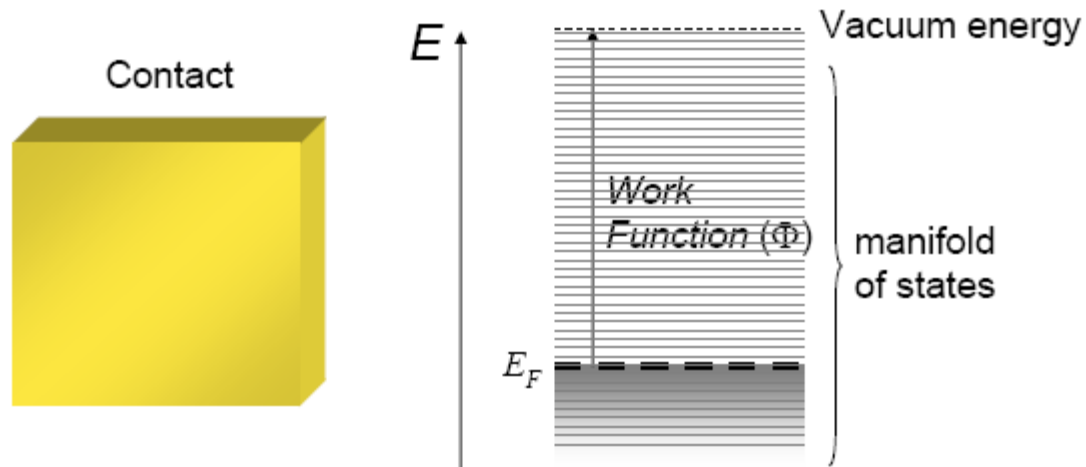
ΣΥΣΚΕΥΕΣ ΔΥΟ ΕΠΑΦΩΝ ΜΕ ΚΒΑΝΤΙΚΕΣ ΤΕΛΕΙΕΣ



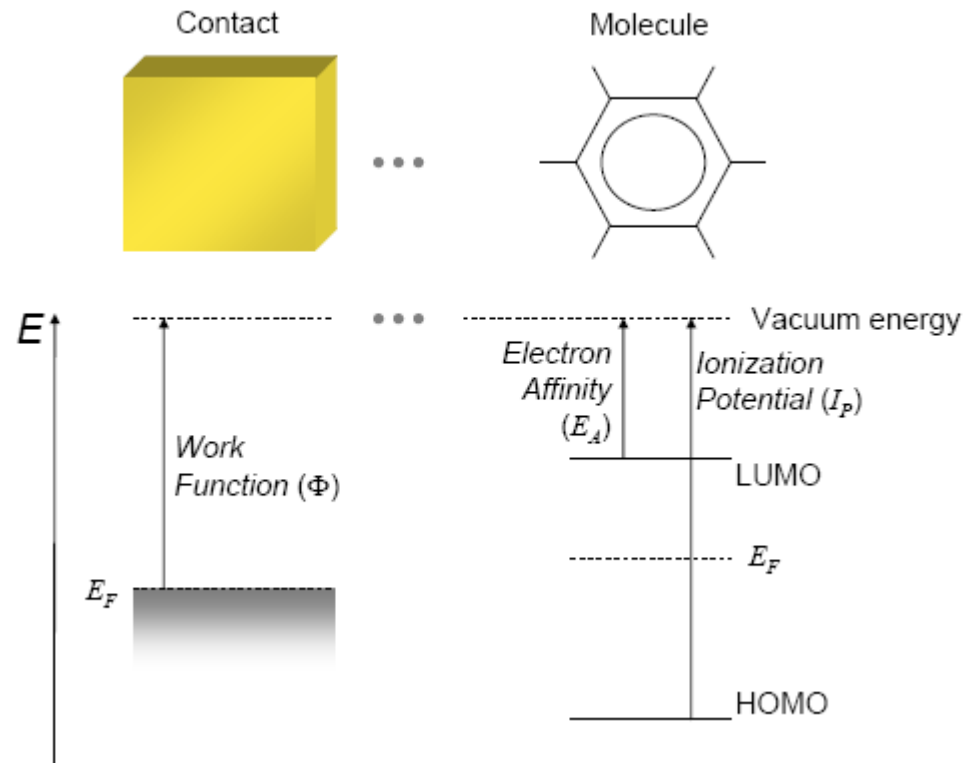
ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΟ ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ ΜΟΡΙΟΥ ΥΠΟ ΤΗΝ ΠΡΟΣΕΓΓΙΣΗ ΤΕΤΡΑΓΩΝΙΚΟΥ ΠΗΓΑΔΙΟΥ ΔΥΝΑΜΙΚΟΥ



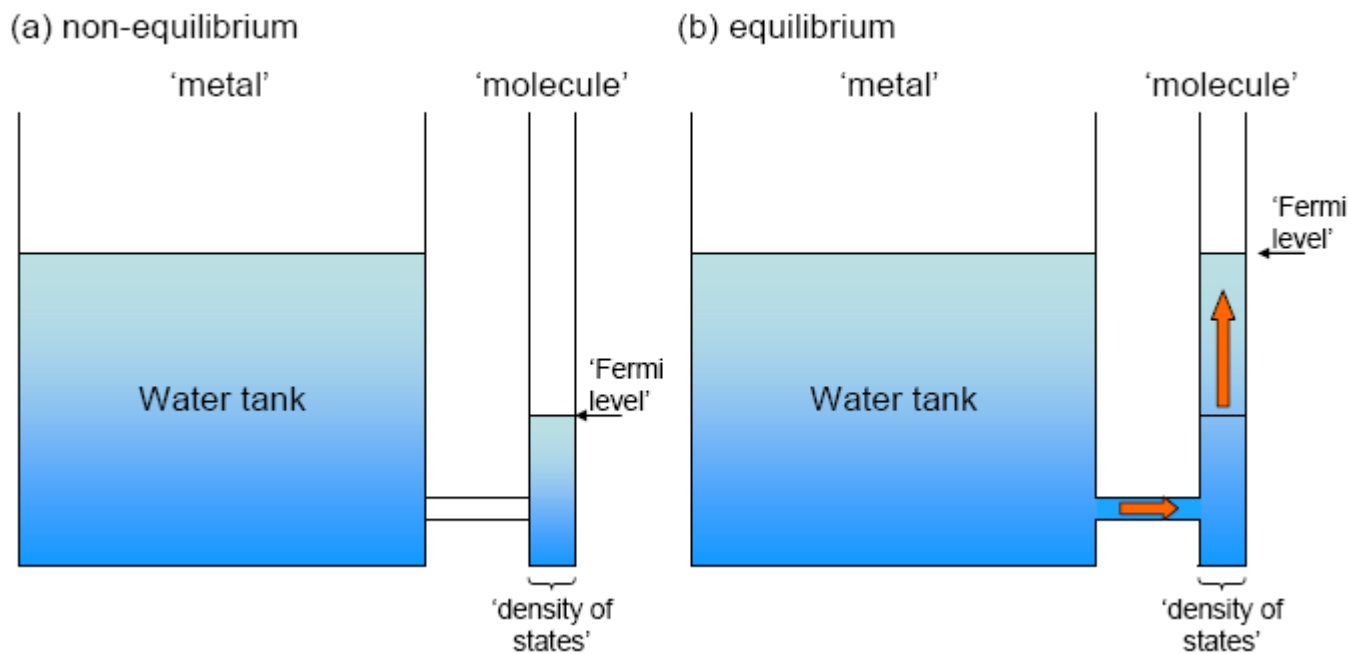
ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΟ ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ ΜΕΤΑΛΛΙΚΗΣ ΕΠΑΦΗΣ



ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΟ ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ ΑΠΟΜΟΝΩΜΕΝΗΣ ΕΠΑΦΗΣ ΚΑΙ ΑΠΟΜΟΝΩΜΕΝΟΥ ΑΤΟΜΟΥ ΑΠΟΥΣΙΑ ΕΞΩΤΕΡΙΚΟΥ ΔΥΝΑΜΙΚΟΥ



ΜΕΤΑΦΟΡΑ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ ΣΤΗ ΔΙΕΠΑΦΗ ΜΕΤΑΛΛΟΥ-ΜΟΡΙΟΥ – Η ΦΟΡΤΙΣΗ ΔΕΝ ΛΑΜΒΑΝΕΤΑΙ ΥΠΟΨΗ



Όμως η μεταφορά ηλεκτρονίων μεταβάλλει την ενέργεια Fermi του αγωγού...

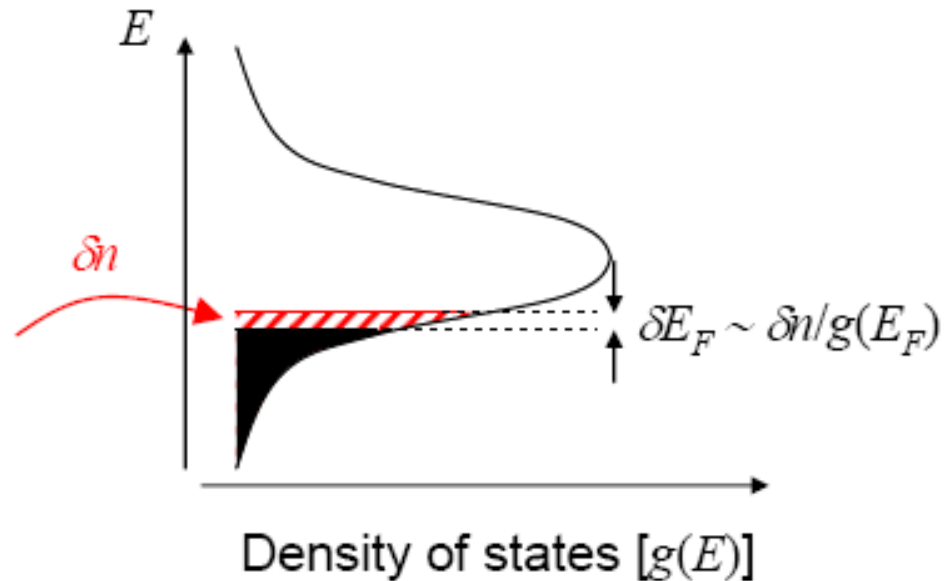
$$n = \int_{-\infty}^{E_F} g(E) dE$$

$$\frac{dn}{dE_F} = g(E_F)$$

$$\delta E_F = \frac{\delta n}{g(E_F)}$$

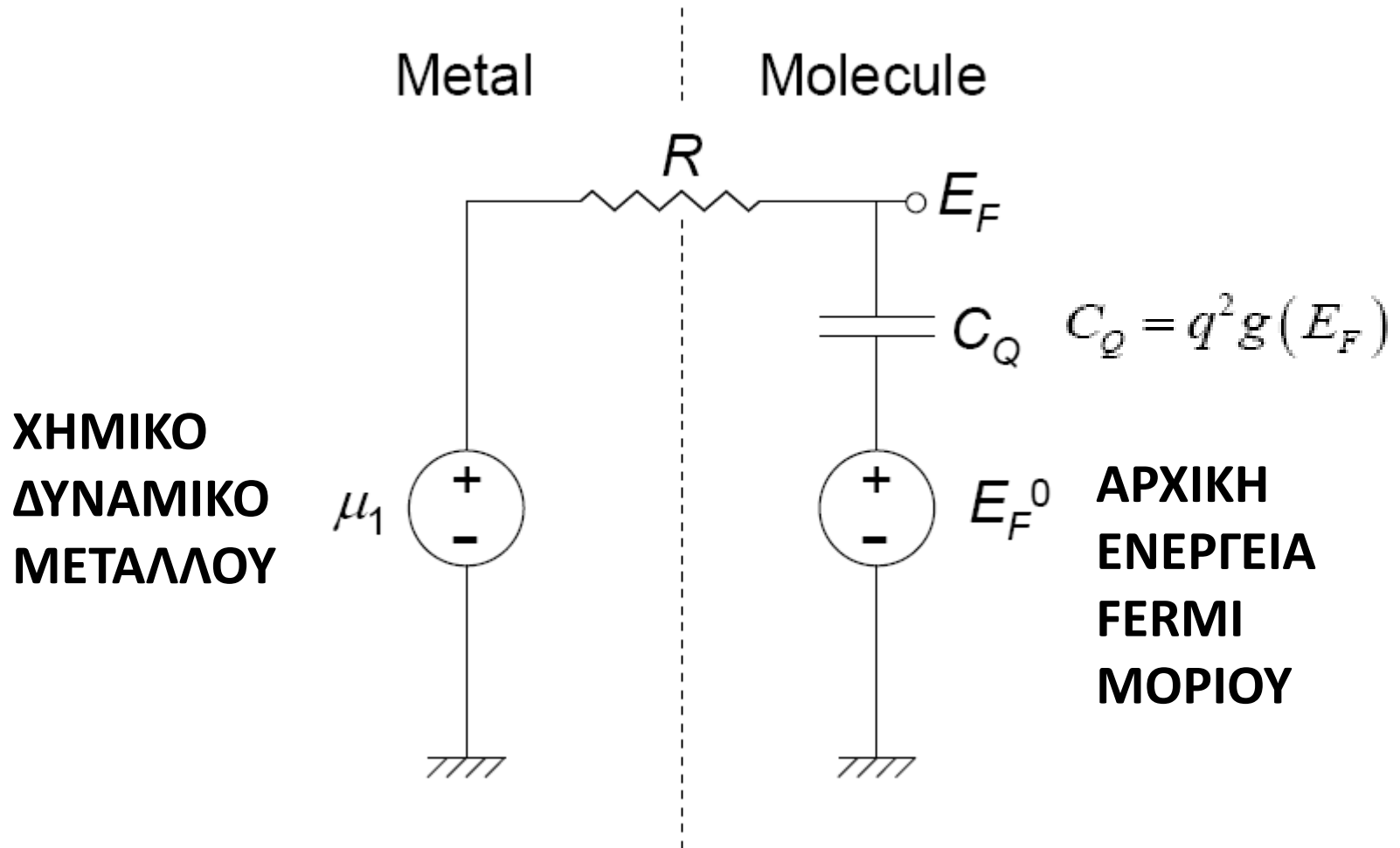
$$C_Q = q^2 g(E_F)$$

$$\delta E_F = \frac{q^2}{C_Q} \delta n$$

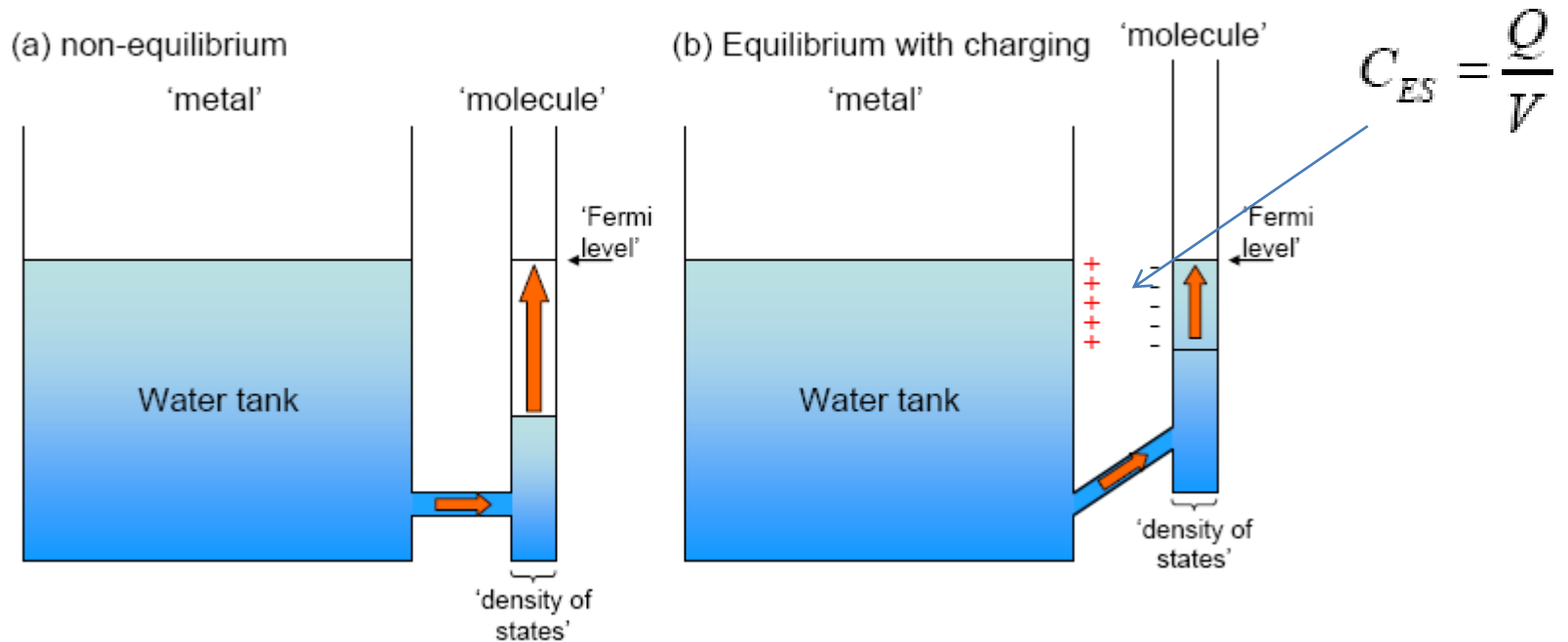


Κβαντική χωρητικότητα

ΜΟΝΤΕΛΟ ΜΙΚΡΩΝ ΣΗΜΑΤΩΝ ΤΗΣ ΕΠΑΦΗΣ ΜΕΤΑΛΛΟΥ-ΜΟΡΙΟΥ ΧΩΡΙΣ ΝΑ ΛΑΜΒΑΝΕΤΑΙ ΥΠΟΨΗ Η ΦΟΡΤΙΣΗ



ΜΕΤΑΦΟΡΑ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ ΣΤΗ ΔΙΕΠΑΦΗ ΜΕΤΑΛΛΟΥ-ΜΟΡΙΟΥ – Η ΦΟΡΤΙΣΗ ΛΑΜΒΑΝΕΤΑΙ ΥΠΟΨΗ



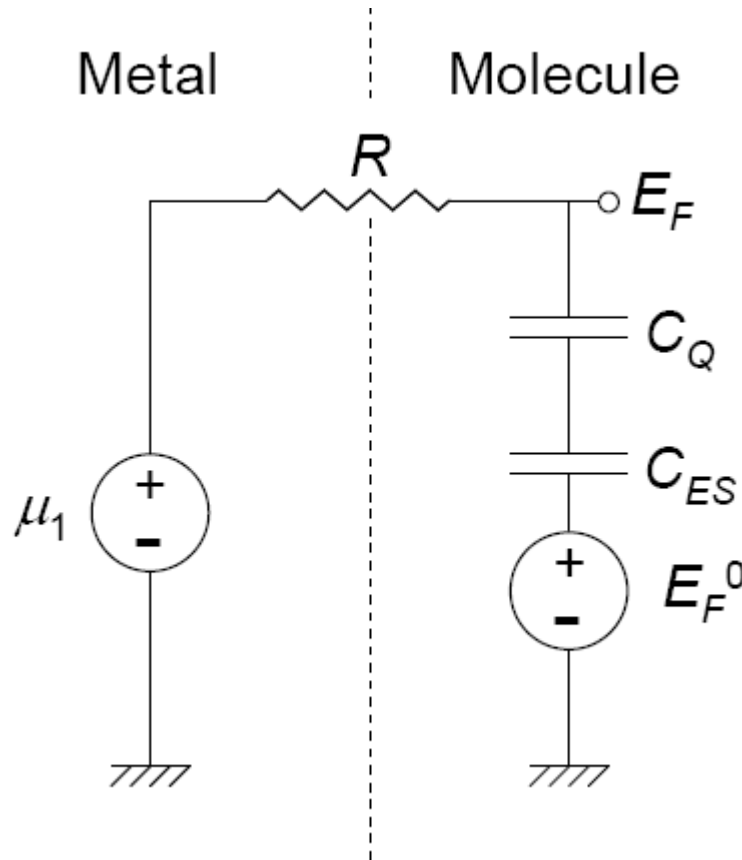
ΜΕΤΑΒΟΛΗ ΔΥΝΑΜΙΚΟΥ

$$U_C = qV = \frac{q^2}{C_{ES}} \delta n .$$

ΜΕΤΑΒΟΛΗ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ FERMI

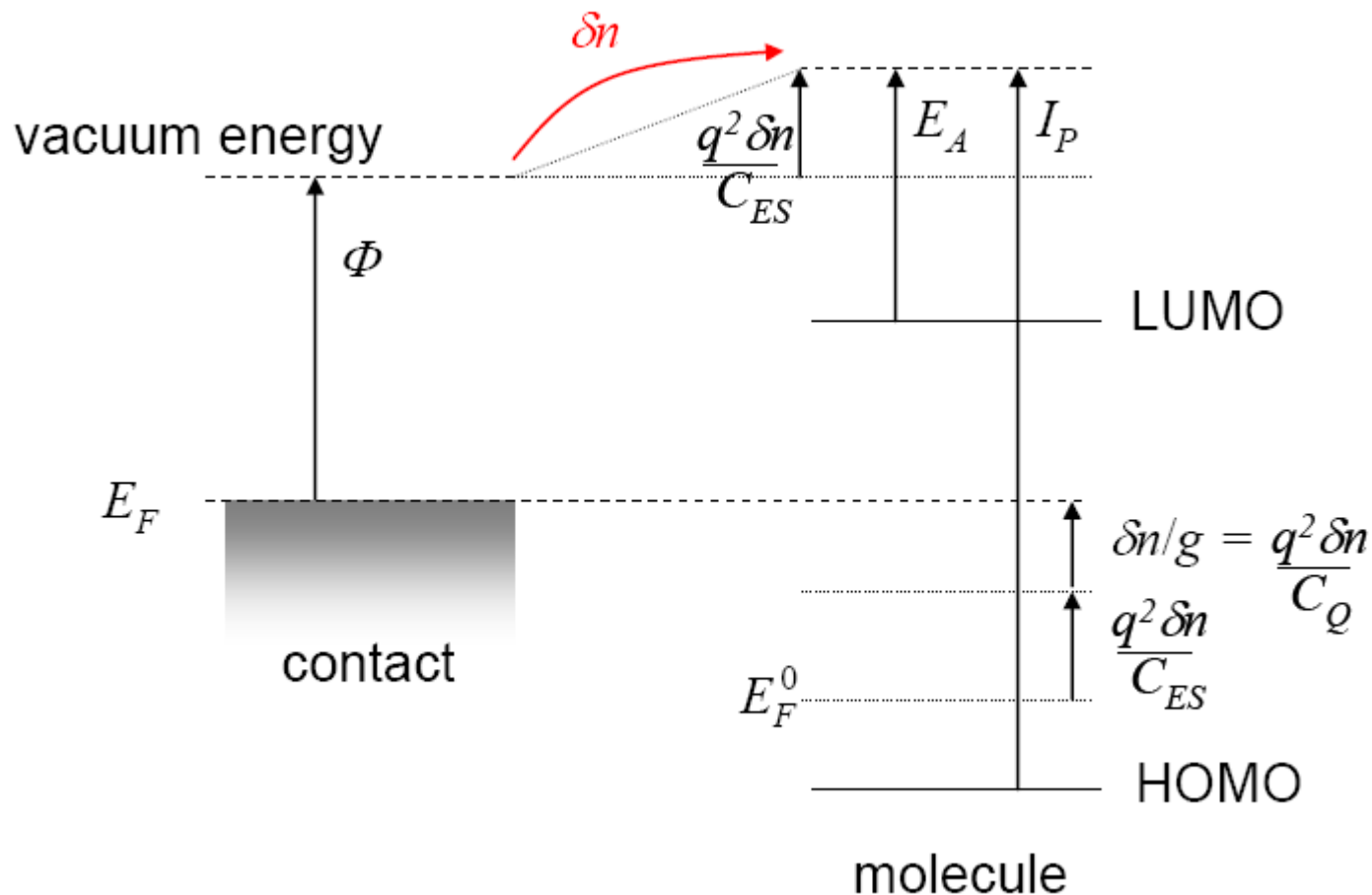
$$E_F = \delta n / g + \frac{q^2}{C_{ES}} \delta n + E_F^0$$

ΜΟΝΤΕΛΟ ΜΙΚΡΩΝ ΣΗΜΑΤΩΝ ΤΗΣ ΕΠΑΦΗΣ ΜΕΤΑΛΛΟΥ-ΜΟΡΙΟΥ ΛΑΜΒΑΝΟΜΕΝΗΣ ΥΠΟΨΗ ΤΗΣ ΦΟΡΤΙΣΗΣ



$$E_F = \frac{q^2}{C_Q} \delta n + \frac{q^2}{C_{ES}} \delta n + E_F^0$$

ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΦΟΡΤΙΣΗΣ ΣΤΟ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΟ ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ ΤΟΥ ΜΟΡΙΟΥ



ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΗΛΕΚΤΟΣΤΑΤΙΚΗΣ ΧΩΡΗΤΙΚΟΤΗΤΑΣ C_{ES}

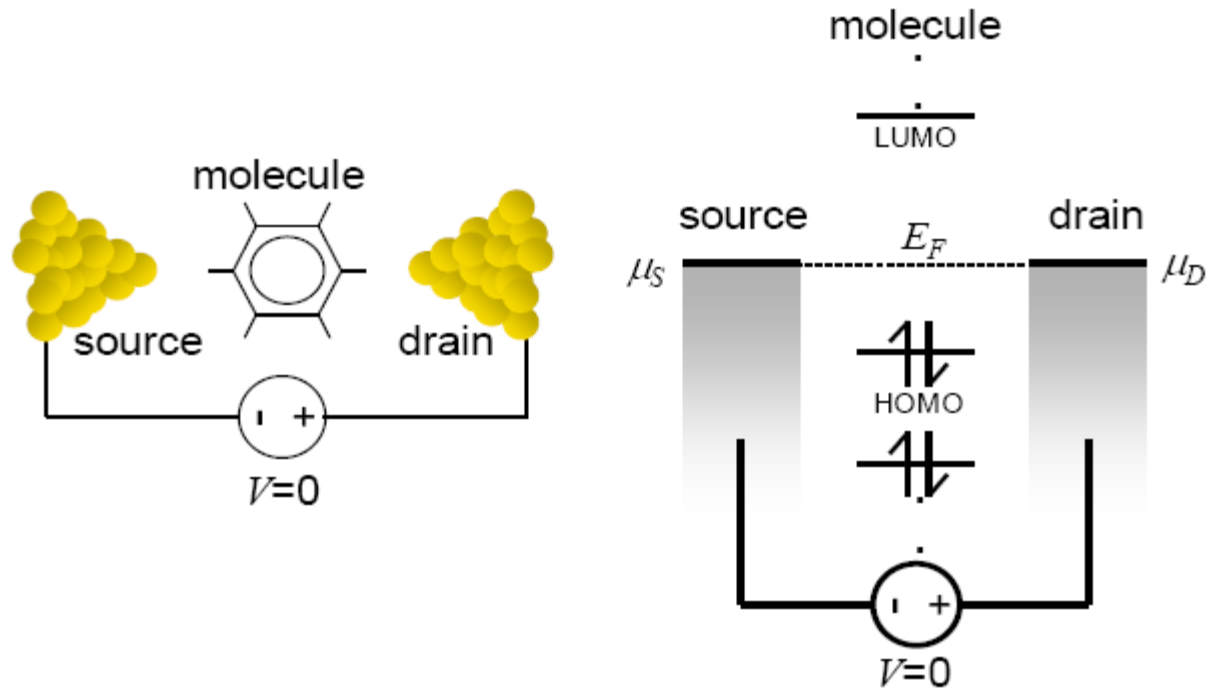
- ΚΒΑΝΤΙΚΕΣ ΤΕΛΕΙΕΣ Ή ΜΟΡΙΑ – ΠΡΟΣΕΓΓΙΣΗ ΣΦΑΙΡΙΚΟΥ ΠΥΚΝΩΤΗ

$$V = Q/4\pi\epsilon R \quad C_{ES} = \frac{Q}{V} = 4\pi\epsilon R$$

- ΑΓΩΓΟΙ ΜΕΤΑΞΥ ΗΛΕΚΤΡΟΔΙΩΝ – ΠΡΟΣΕΓΓΙΣΗ ΠΑΡΑΛΛΗΛΩΝ ΠΛΑΚΩΝ

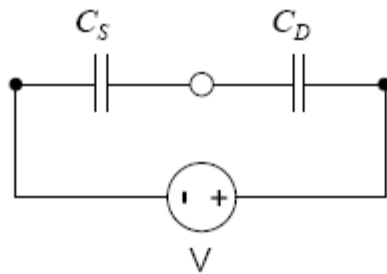
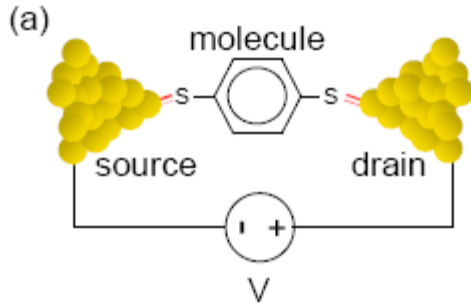
$$C = \frac{\epsilon A}{d}$$

ΡΟΗ ΡΕΥΜΑΤΟΣ ΣΕ ΔΙΑΤΑΞΕΙΣ ΜΕΤΑΛΛΟΥ – ΜΟΡΙΟΥ (ΚΒΑΝΤΙΚΗΣ ΤΕΛΕΙΑΣ) - ΜΕΤΑΛΛΟΥ



ΔΥΝΑΜΙΚΟ ΕΠΑΦΗΣ

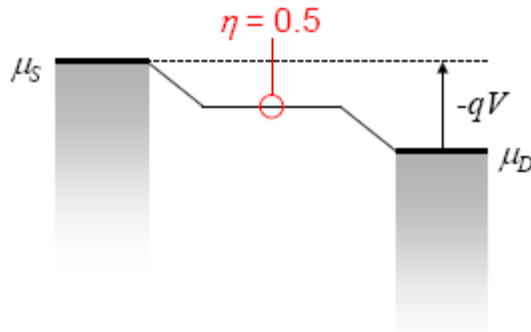
ΣΥΜΜΕΤΡΙΚΗ ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ



$$C_S \sim C_D$$

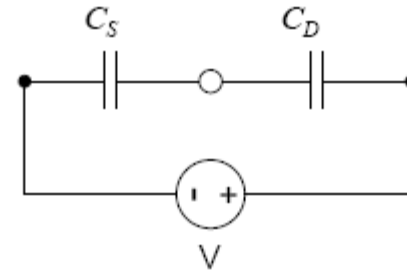
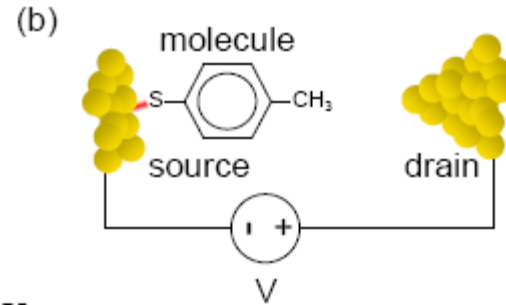
$$\mu_S = + \frac{C_D}{C_S + C_D} qV_{DS}$$

$$\mu_D = - \frac{C_S}{C_S + C_D} qV_{DS}$$

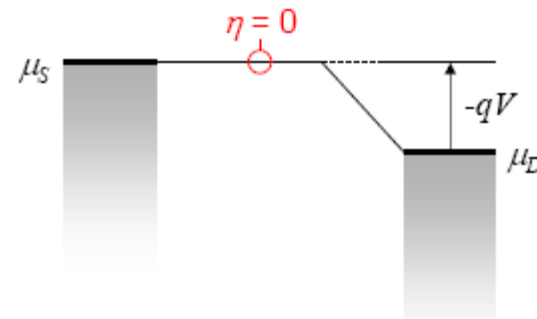


$$\eta = \frac{C_D}{C_S + C_D}$$

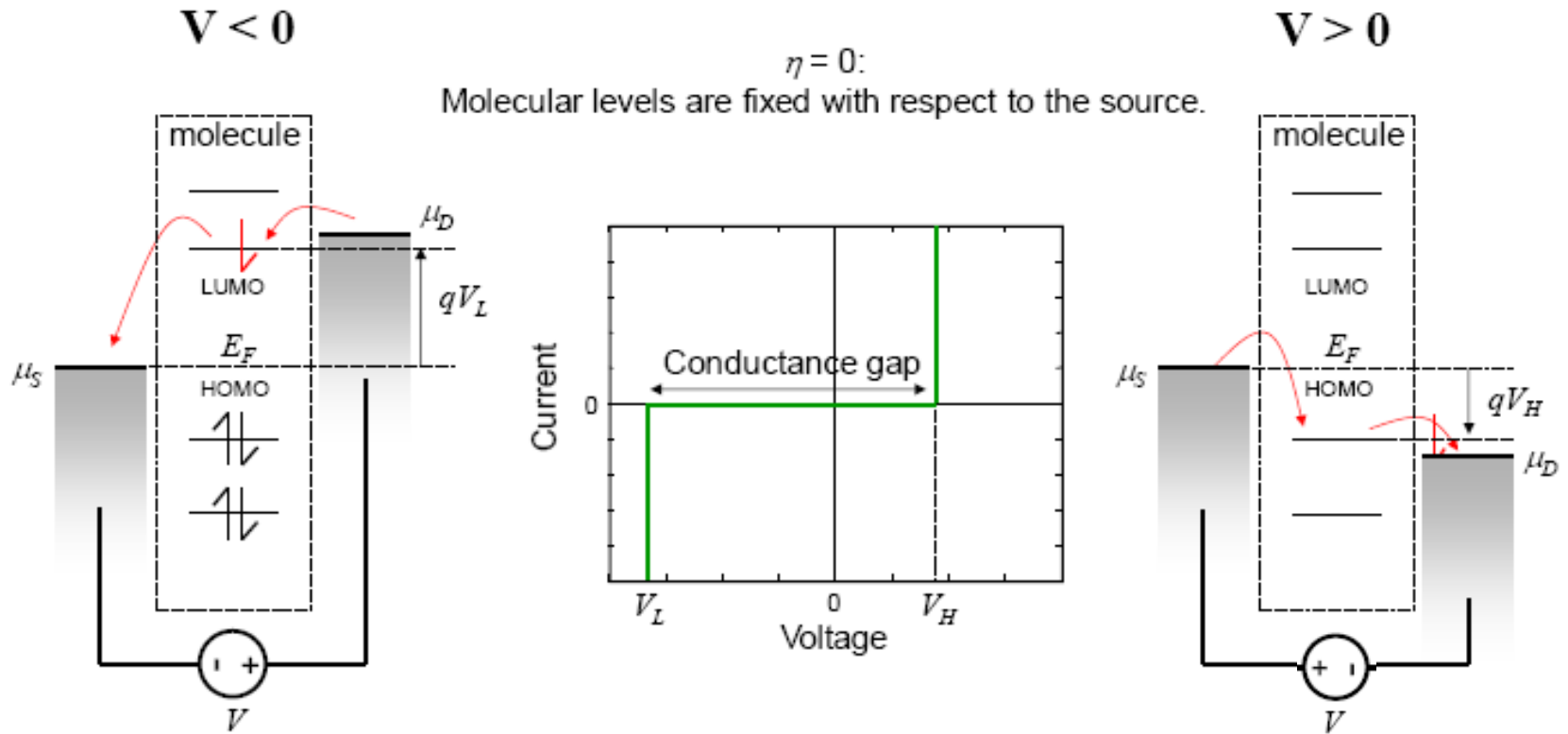
ΜΗ ΣΥΜΜΕΤΡΙΚΗ ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ



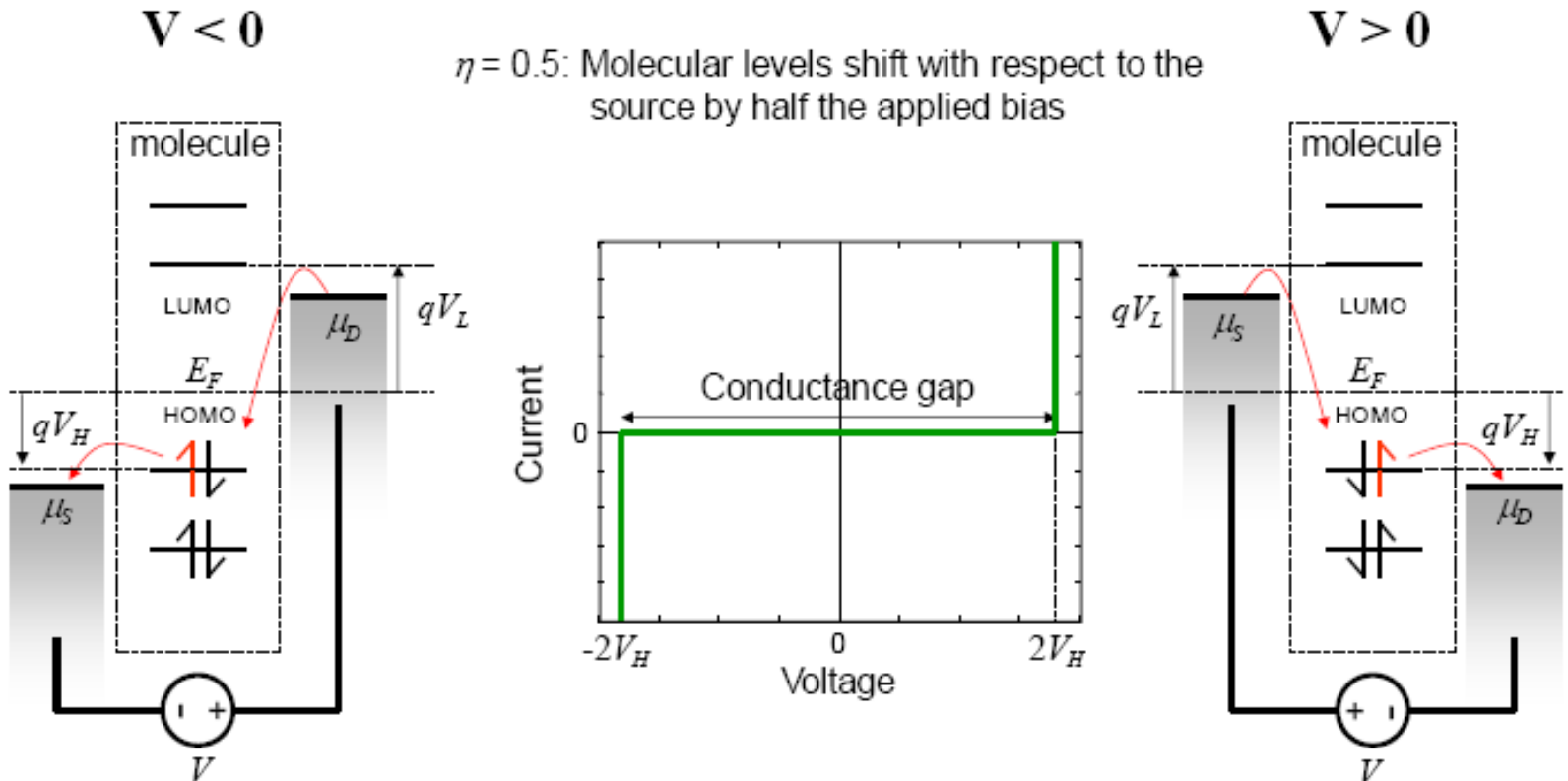
$$C_S \gg C_D$$



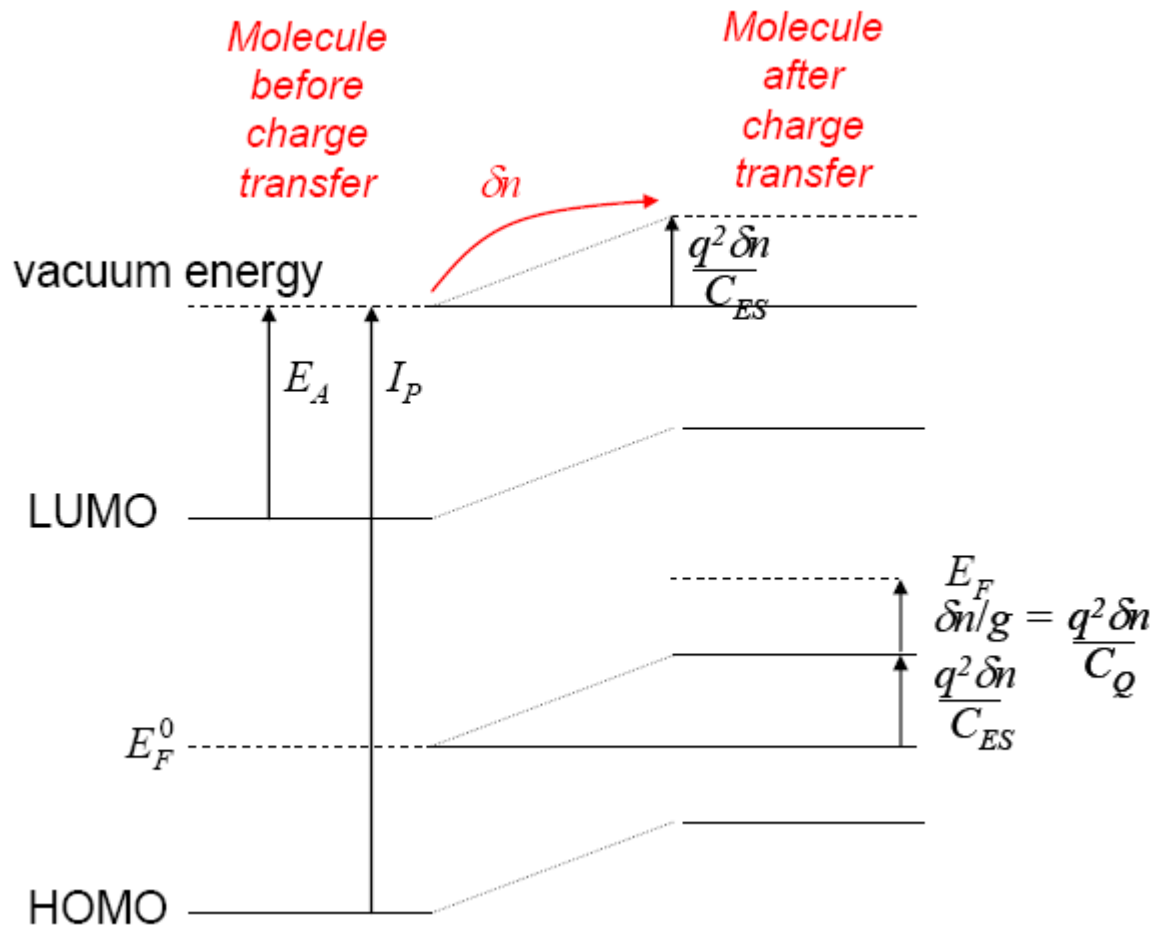
ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΟ ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ ΣΕ ΔΙΑΤΑΞΗ ΜΕΤΑΛΛΟΥ – ΜΟΡΙΟΥ (ΚΒΑΝΤΙΚΗΣ ΤΕΛΕΙΑΣ) – ΜΕΤΑΛΛΟΥ ΥΠΟ ΤΗΝ ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΕΞΩΤΕΡΙΚΟΥ ΠΕΔΙΟΥ ($\eta=0$)



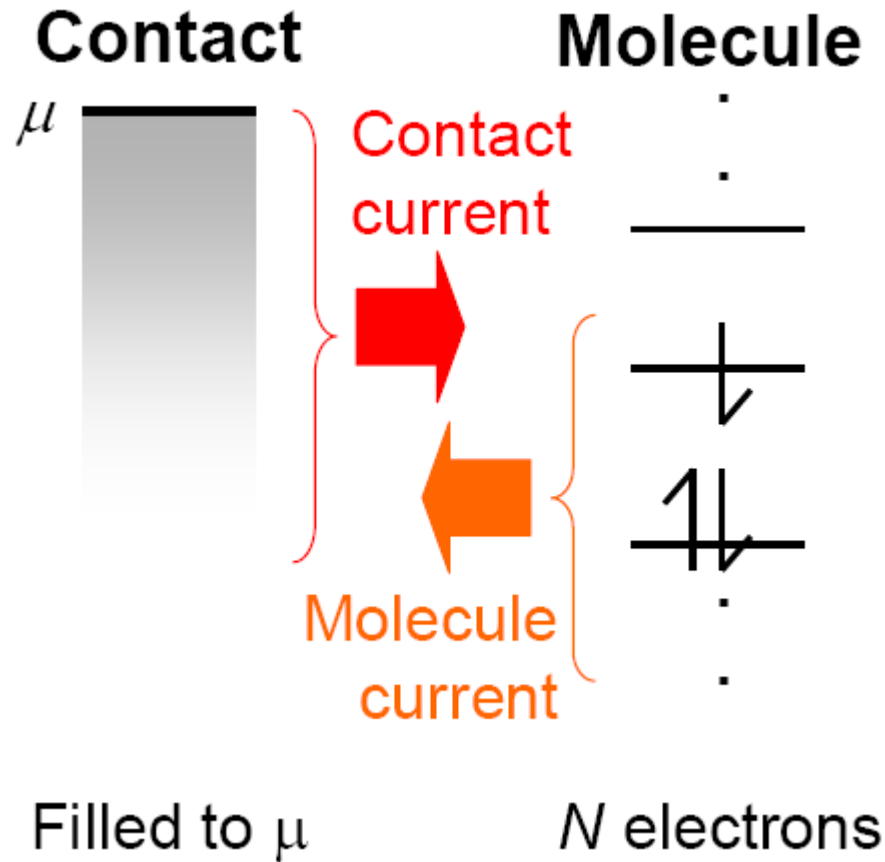
ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΟ ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ ΣΕ ΔΙΑΤΑΞΗ ΜΕΤΑΛΛΟΥ – ΜΟΡΙΟΥ (ΚΒΑΝΤΙΚΗΣ ΤΕΛΕΙΑΣ) – ΜΕΤΑΛΛΟΥ ΥΠΟ ΤΗΝ ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΕΞΩΤΕΡΙΚΟΥ ΠΕΔΙΟΥ ($\eta=0.5$)



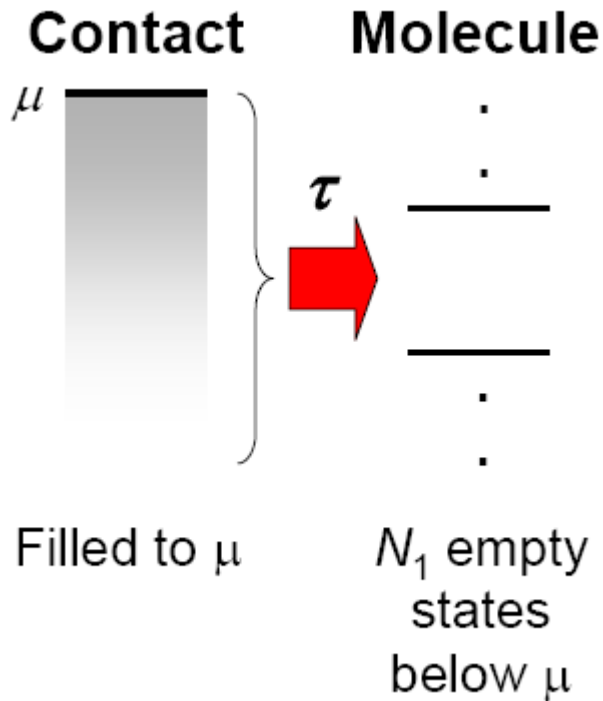
ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΦΟΡΤΙΣΗΣ ΣΤΑ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΑ ΕΠΙΠΕΔΑ



ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΟΥ ΡΕΥΜΑΤΟΣ



ΡΕΥΜΑ ΜΕΤΑΛΛΟΥ

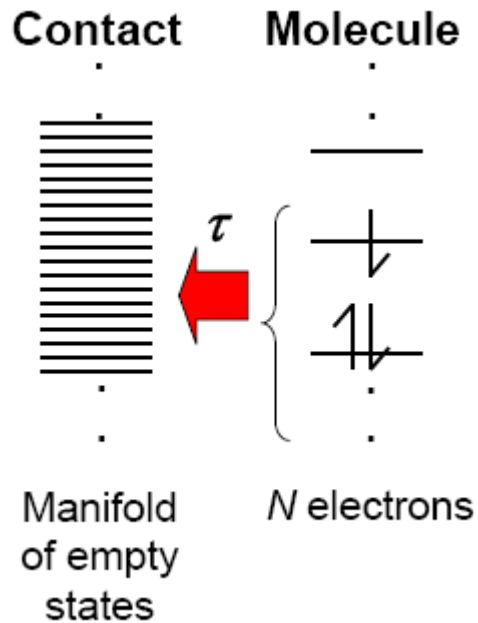


$$I_S^C = q \frac{N_S}{\tau_S}, \quad I_D^C = -q \frac{N_D}{\tau_D}$$

$$N_S = \int_{-\infty}^{\infty} g(E-U) f(E, \mu_S) dE$$

$$N_D = \int_{-\infty}^{\infty} g(E-U) f(E, \mu_D) dE$$

ΡΕΥΜΑ ΜΟΡΙΟΥ



$$I_S^M = -q \frac{N}{\tau_S}, \quad I_D^M = q \frac{N}{\tau_D}$$

**ΟΛΙΚΟ ΡΕΥΜΑ = ΡΕΥΜΑ
ΜΕΤΑΛΛΟΥ + ΡΕΥΜΑ ΜΟΡΙΟΥ**

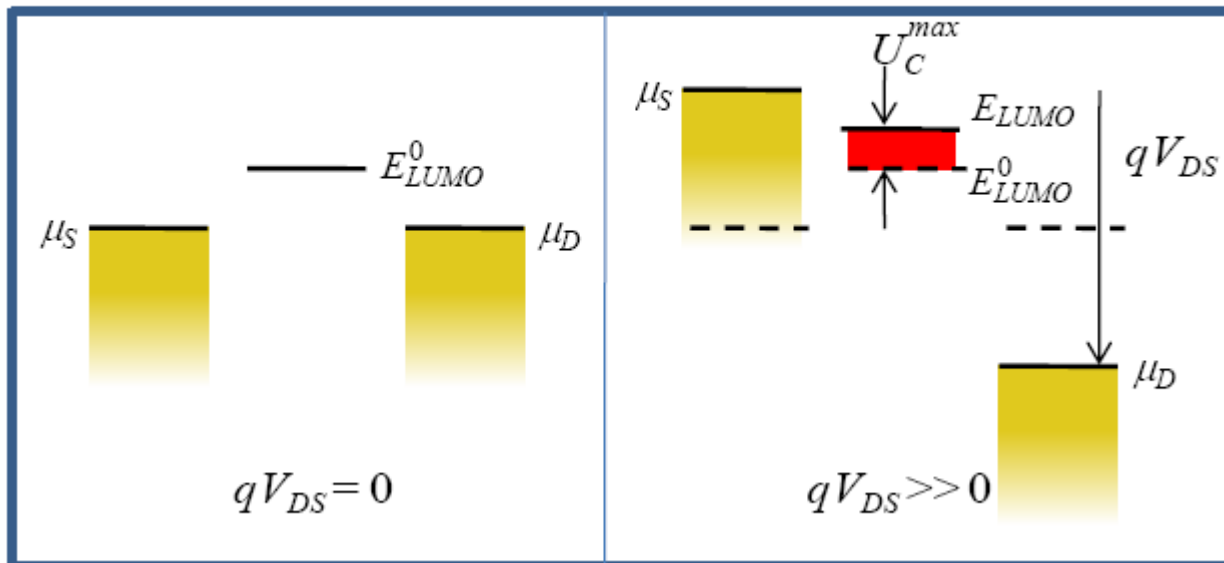
$$I_S = \frac{q}{\tau_S} (N_S - N)$$

$$I_D = \frac{q}{\tau_D} (N - N_D)$$

ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΦΟΡΤΙΣΗΣ

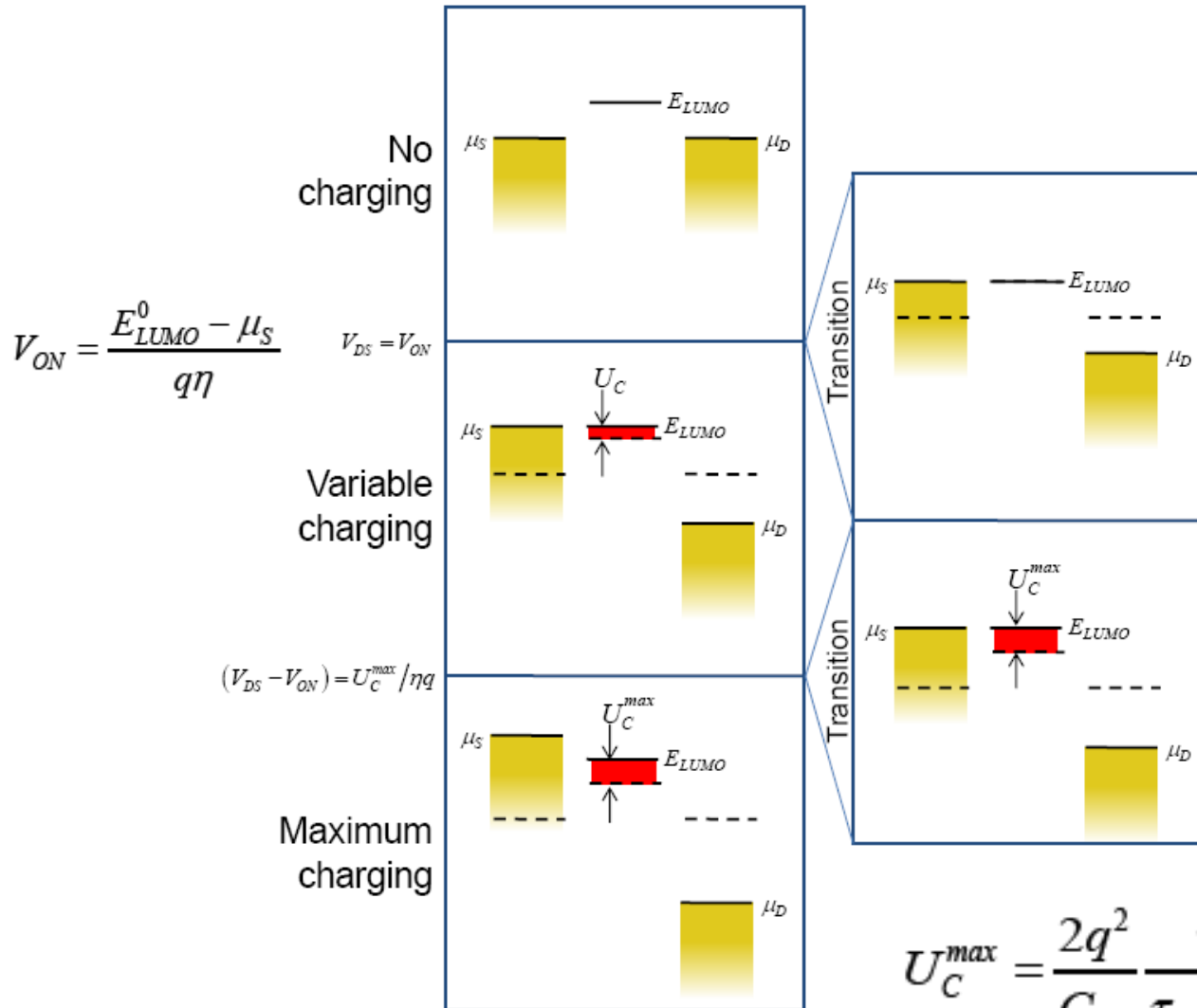
No charging

Charging



$$N_{\max} = \frac{2\tau_D}{\tau_S + \tau_D} \quad U_c^{\max} = \frac{q^2}{C_{ES}} N_{\max} = \frac{2q^2}{C_{ES}} \frac{\tau_D}{\tau_S + \tau_D}$$

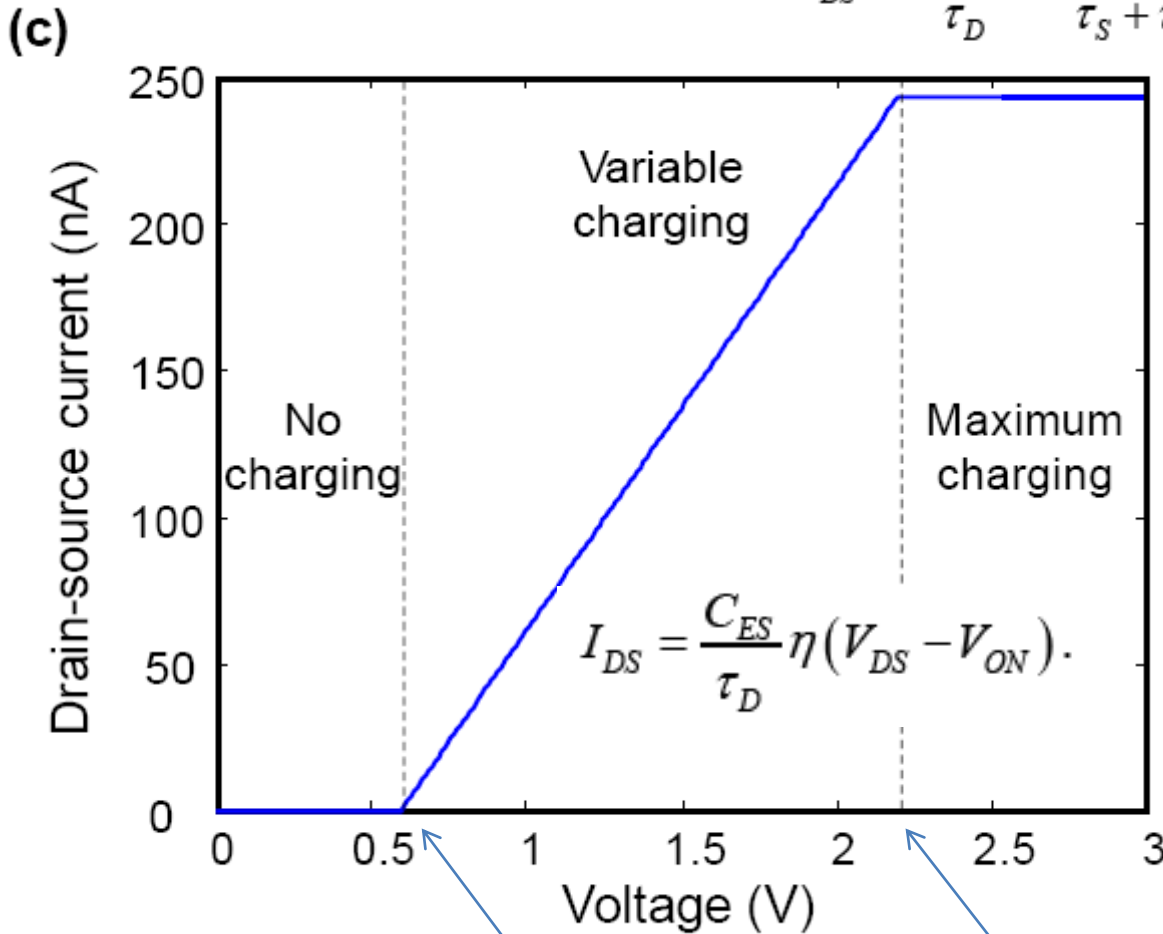
ΠΕΡΙΟΧΕΣ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑΣ ΤΗΣ ΔΙΑΤΑΞΗΣ



$$U_C^{max} = \frac{2q^2}{C_{ES}} \frac{\tau_D}{\tau_S + \tau_D}$$

ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ ΡΕΥΜΑΤΟΣ - ΤΑΣΗΣ

$$I_{DS} = \frac{qN^{max}}{\tau_D} = \frac{2q}{\tau_S + \tau_D}$$

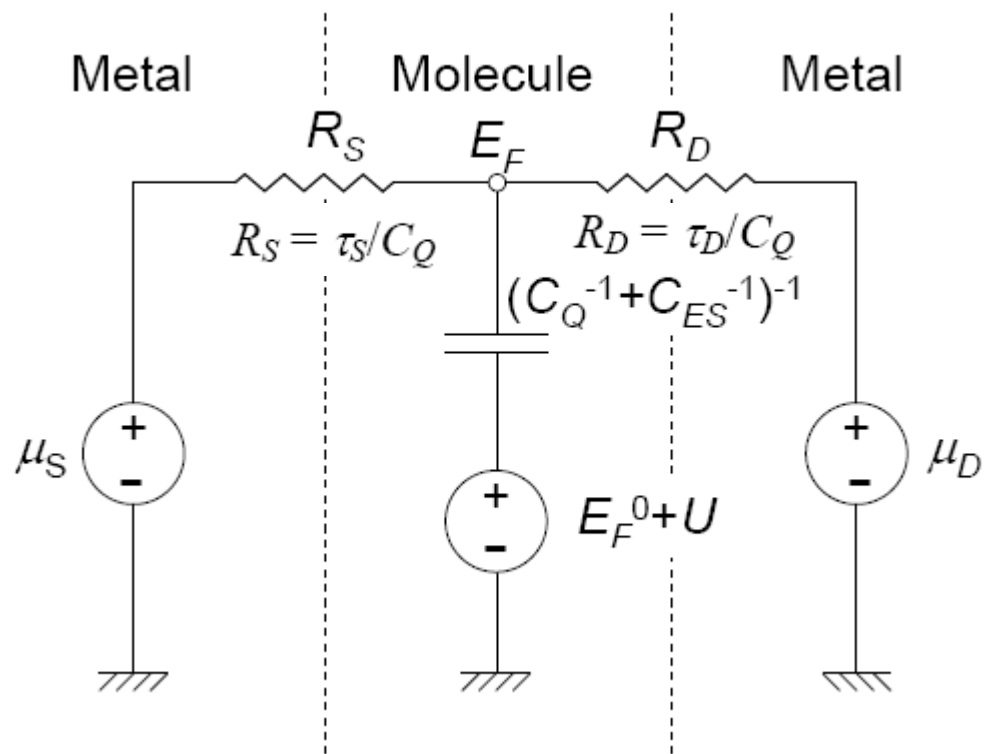


$$U_c^{max} = \frac{q^2}{C_{ES}} N_{max} = \frac{2q^2}{C_{ES}} \frac{\tau_D}{\tau_S + \tau_D}$$

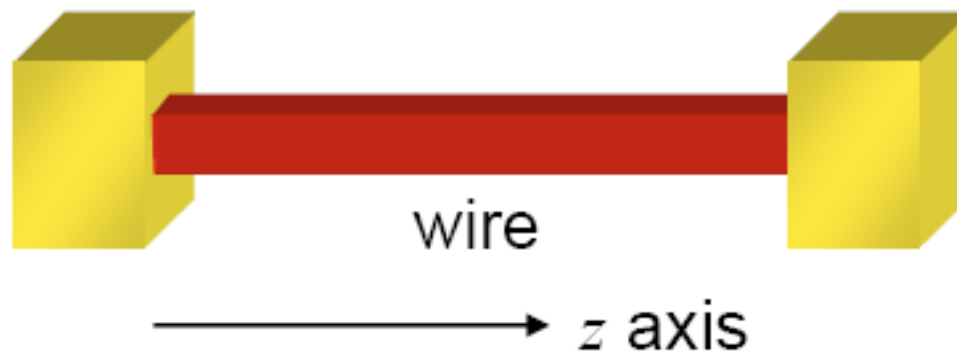
$$V_{ON} = \frac{E_{LUMO}^0 - \mu_S}{q\eta}$$

$$(V_{DS} - V_{ON}) = U_c^{max} / \eta q$$

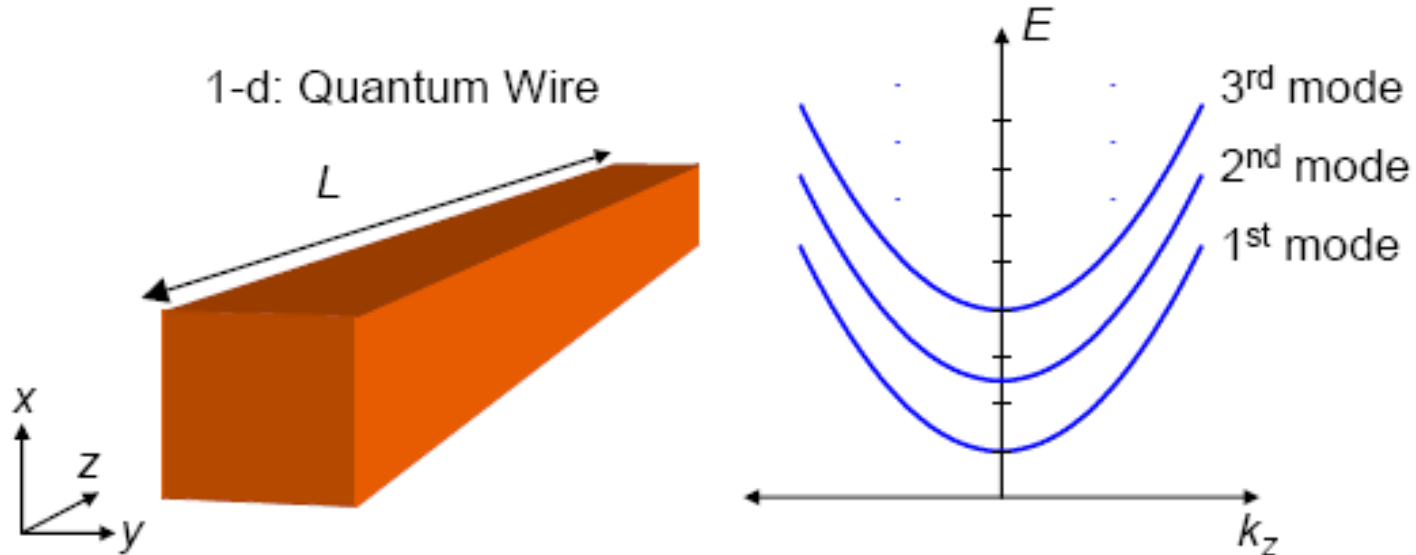
ΜΟΝΤΕΛΟ ΜΙΚΡΩΝ ΣΗΜΑΤΩΝ ΤΗΣ ΔΙΑΤΑΞΗΣ



ΣΥΣΚΕΥΕΣ ΔΥΟ ΕΠΑΦΩΝ ΜΕ ΚΒΑΝΤΙΚΑ ΣΥΡΜΑΤΑ

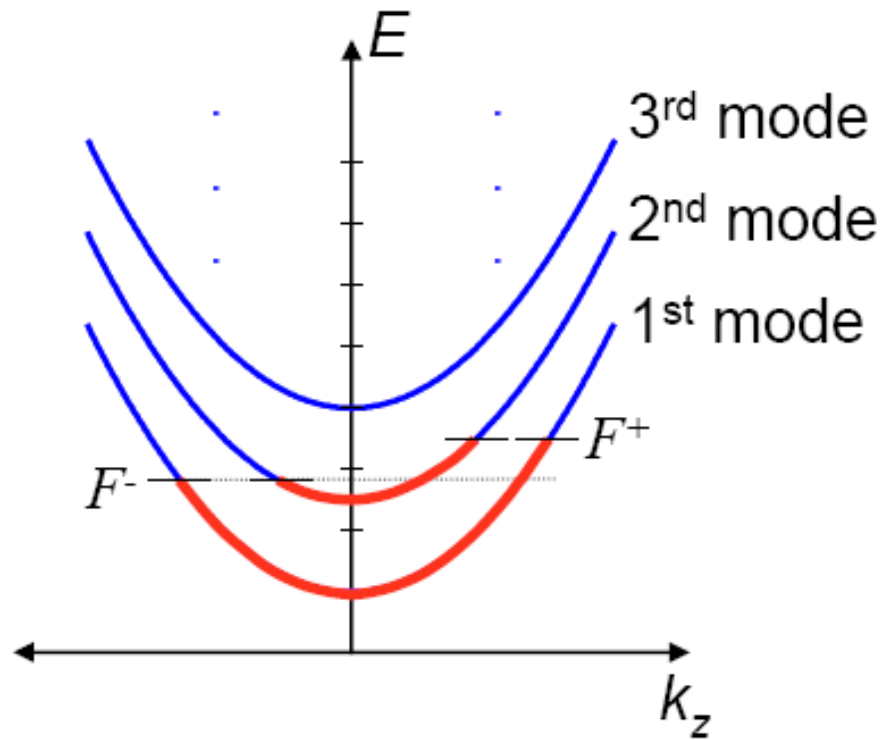


ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΟ ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ



$$E = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m} \left(\frac{n_x^2}{L_x^2} + \frac{n_y^2}{L_y^2} \right) + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m}, \quad n_x, n_y = 1, 2, \dots$$

ΡΟΗ ΠΕΥΜΑΤΟΣ



ΣΚΕΔΑΣΗ ΚΑΙ ΒΑΛΙΣΤΙΚΗ ΜΕΤΑΦΟΡΑ

(a) Ballistic transport

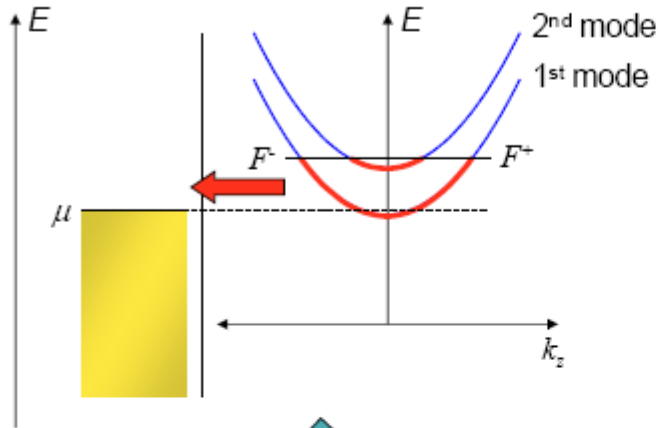


(b) Scattering

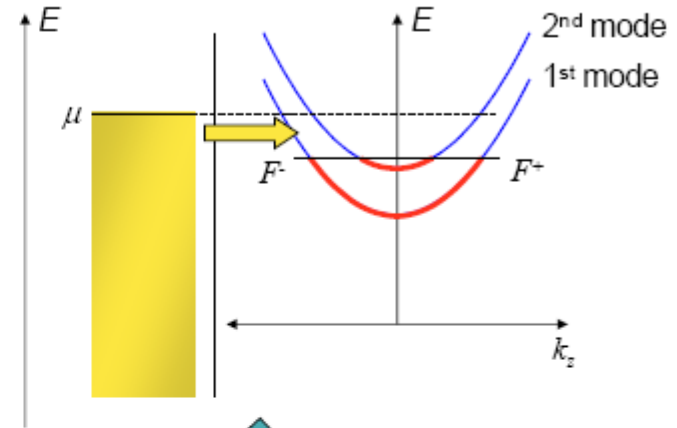


ΣΥΝΘΗΚΗ ΙΣΟΡΡΟΠΙΑΣ

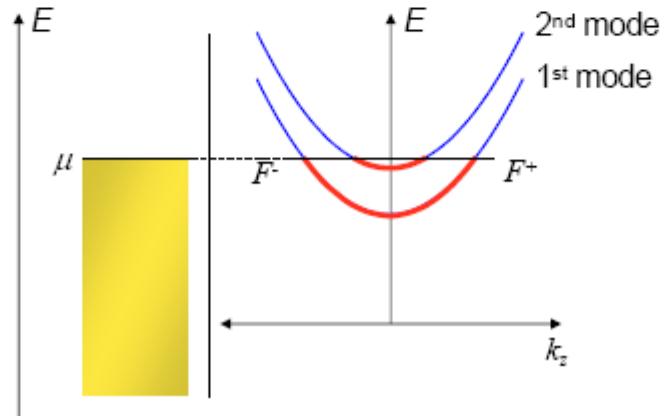
(a) Diffusion from wire to contact



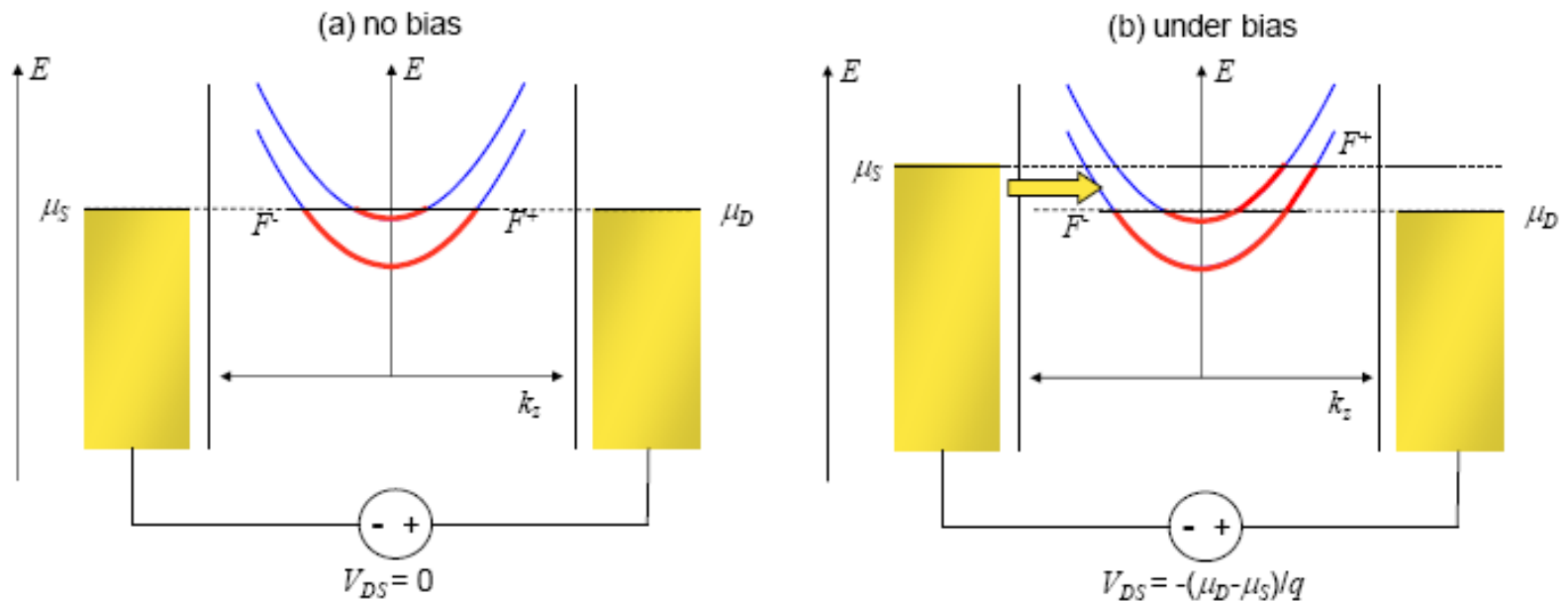
(b) Diffusion from contact to wire



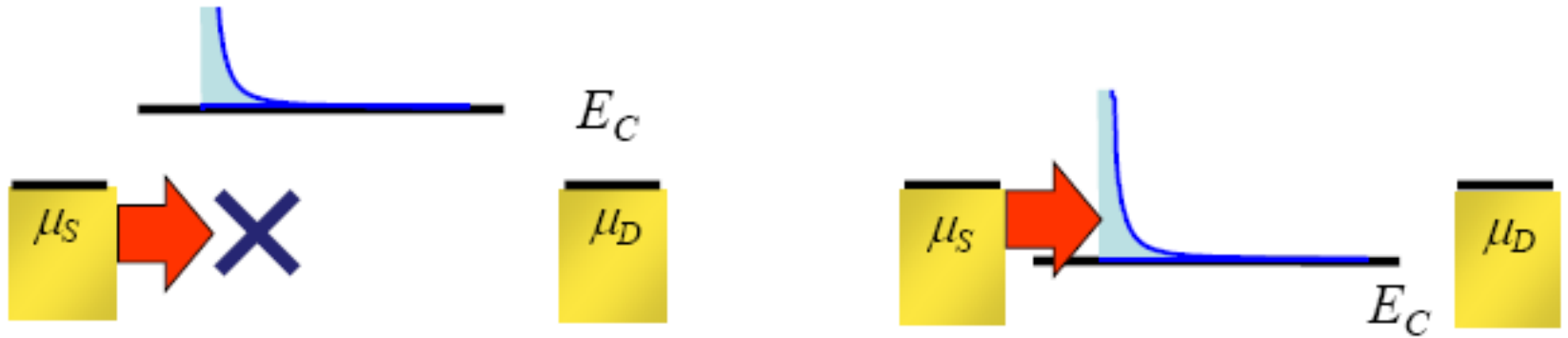
(c) Equilibrium



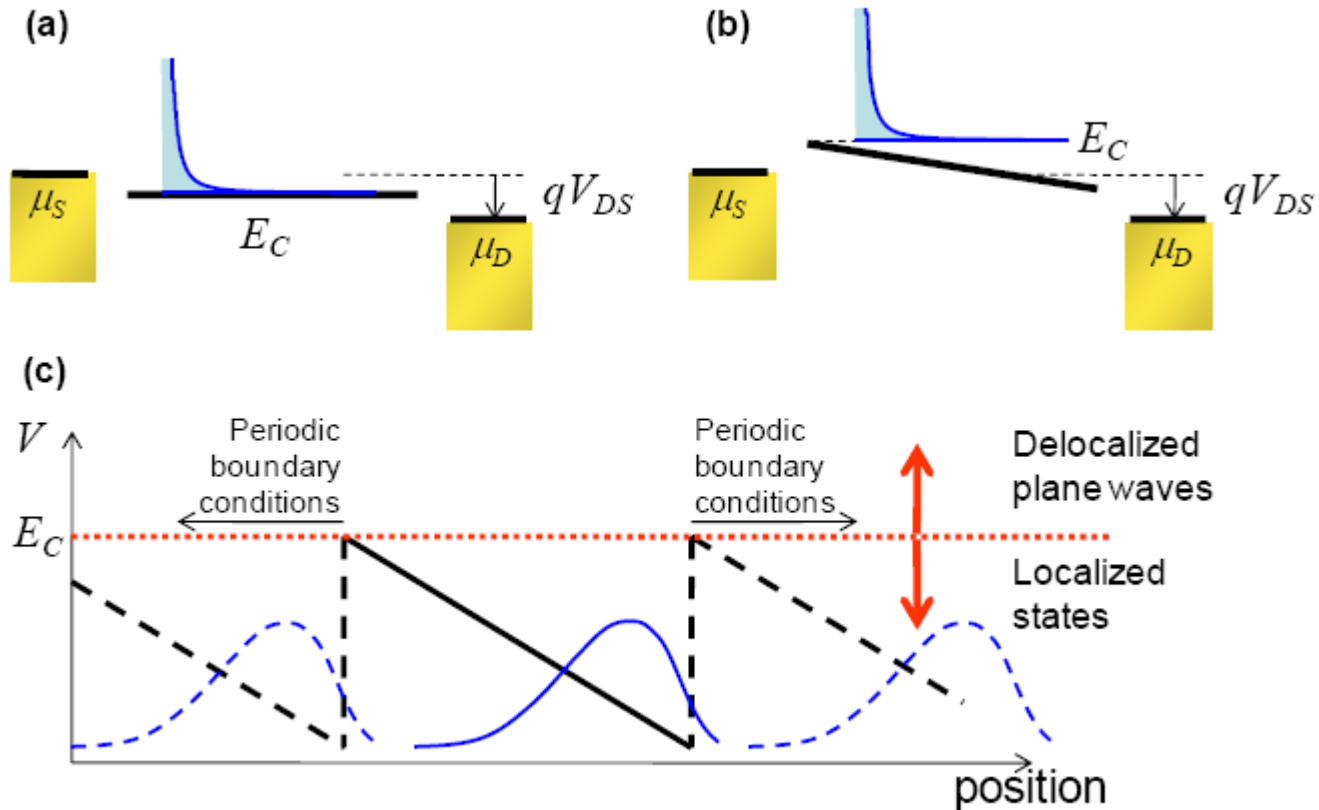
ΡΟΗ ΡΕΥΜΑΤΟΣ ΥΠΟ ΤΗΝ ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΕΞΩΤΕΡΙΚΟΥ ΠΕΔΙΟΥ



Η θέση της ζώνης αγωγιμότητας καθορίζει εάν θα υπάρξει ροή ρεύματος μεταξύ των δύο επαφών



ΜΕΤΑΛΛΙΚΟ ΣΥΡΜΑ ΚΑΙ ΝΑΝΟΣΥΡΜΑ ΥΠΟ ΤΗΝ ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΕΞΩΤΕΡΙΚΟΥ ΔΥΝΑΜΙΚΟΥ



ΔΥΝΑΜΙΚΟ ΚΑΤΆ ΜΗΚΟΣ ΤΟΥ ΝΑΝΟΣΥΡΜΑΤΟΣ

$$U(z) = -qV_{DS} \frac{C_D(z)}{C_{ES}(z)}$$

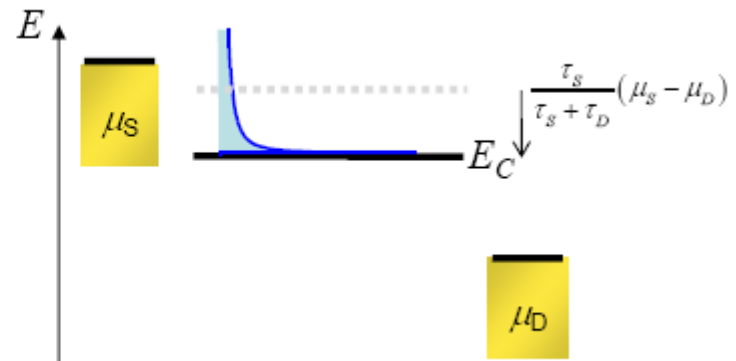
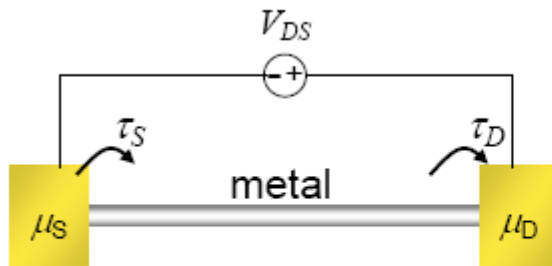
ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΜΕΤΑΒΟΛΗ

$$C_{ES}(z) = C_S(z) + C_D(z).$$

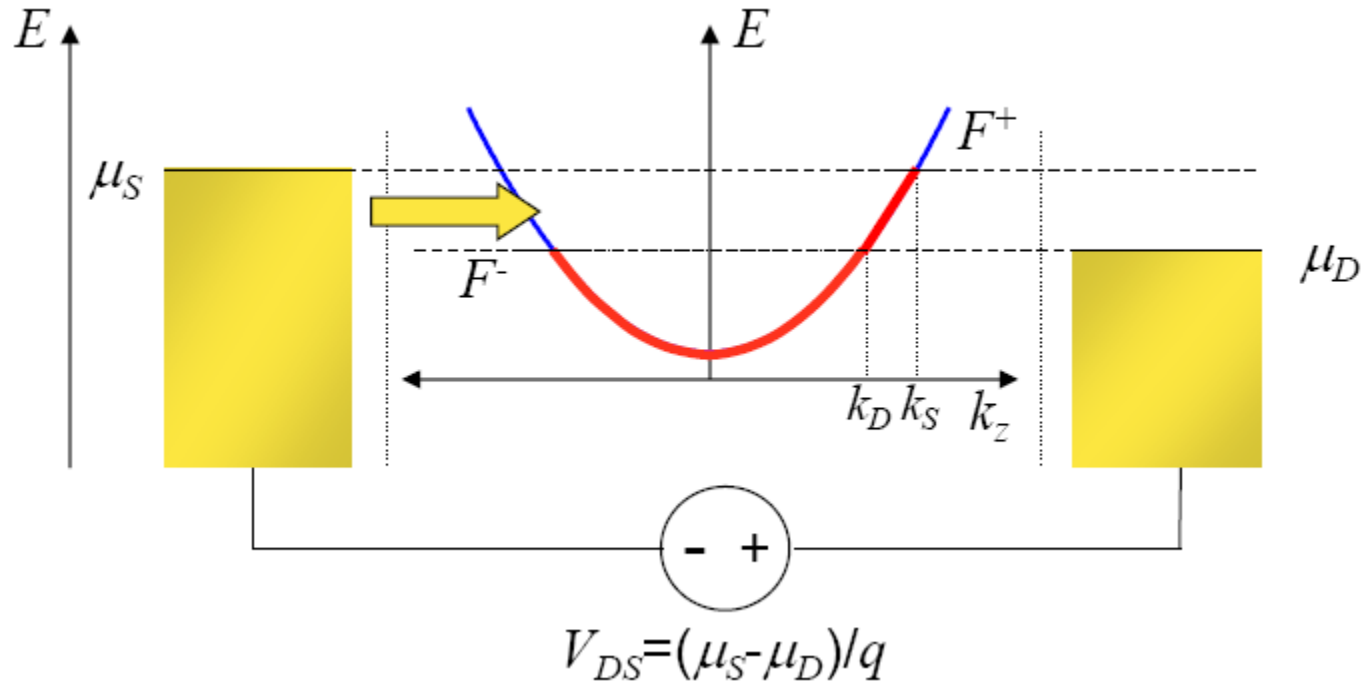
ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΦΟΡΤΙΣΗΣ

$$U = -qV_{DS} \frac{C_D}{C_{ES}} + \frac{q^2(N - N_0)}{C_{ES}}$$

ΜΕΤΑΛΛΙΚΑ ΣΥΡΜΑΤΑ



ΚΒΑΝΤΙΚΑ ΣΥΡΜΑΤΑ



ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ

ΡΕΥΜΑ

$$I = qN/\tau$$

ΑΡΙΘΜΟΣ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ
ΠΟΥ ΜΕΤΑΚΙΝΟΥΝΤΑΙ

$$N = 2 \int_{k_D}^{k_S} \frac{dk}{2\pi/L}$$

ΤΑΧΥΤΗΤΑ

$$v = \frac{1}{\hbar} \frac{dE}{dk}$$

ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΡΕΥΜΑΤΟΣ

$$v_F = \left. \frac{1}{\hbar} \frac{dE}{dk} \right|_{E_F}$$

$$I = 2q \int_{k_D}^{k_S} \frac{dk}{2\pi/L} \frac{1}{\hbar L} \frac{dE}{dk}$$

$$I = \frac{2q}{h} \int_{k_D}^{k_S} dk \frac{dE}{dk}$$

$$I = \frac{2q}{h} \int_{\mu_D}^{\mu_S} dE$$

ΧΡΟΝΟΣ
ΔΙΕΛΕΥΣΗΣ

$$\tau = \frac{L}{v} = L / \left(\frac{1}{\hbar} \frac{dE}{dk} \right)$$

$$= \frac{2q}{h} (\mu_S - \mu_D)$$

$$V_{DS} = -(\mu_D - \mu_S)/q,$$

$$I = \frac{2q^2}{h} V_{DS}$$

ΚΒΑΝΤΙΚΟ ΟΡΙΟ ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΤΑΣ ΣΤΗ ΒΑΛΙΣΤΙΚΗ ΜΕΤΑΦΟΡΑ

$$R = \frac{V_{DS}}{I} = \frac{h}{2q^2} = 12.9 \text{ K}\Omega$$

$$G = \frac{2q^2}{h} = 0.0775 \text{ mS}$$

**Αυτά ισχύουν για λεπτά
κβαντικά σύρματα ενός
ρυθμού**

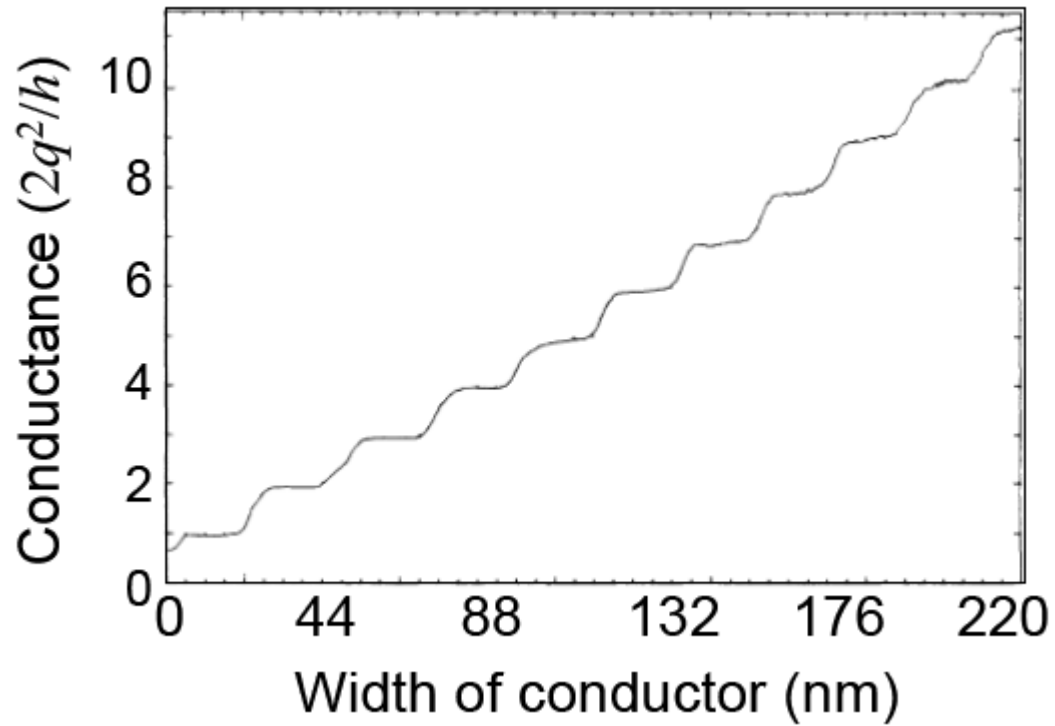
**Στην περίπτωση πολλών
ρυθμών**

$$R = \frac{h}{2q^2} \frac{1}{M}$$

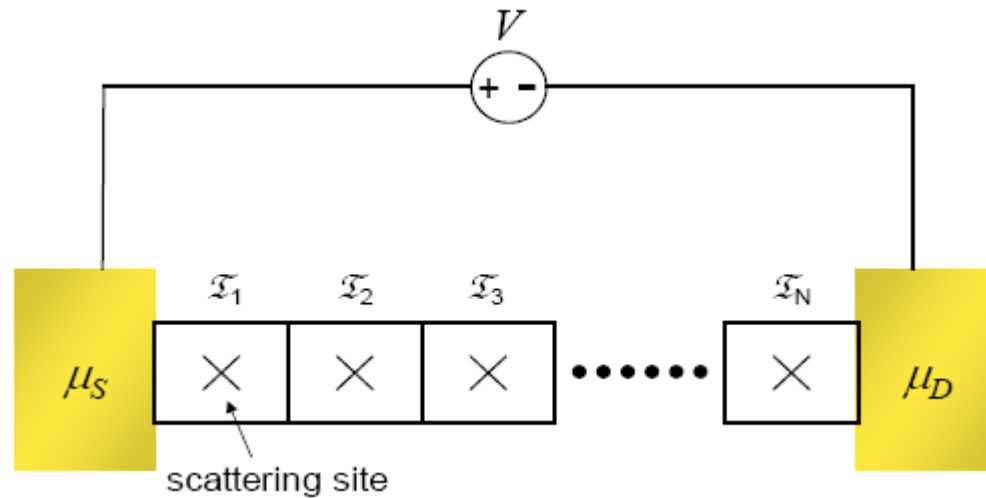
$$G = M \frac{2q^2}{h}$$

$$M \approx \frac{k_F^2}{4\pi} A,$$

ΓΡΑΦΙΚΗ ΠΑΡΑΣΤΑΣΗ

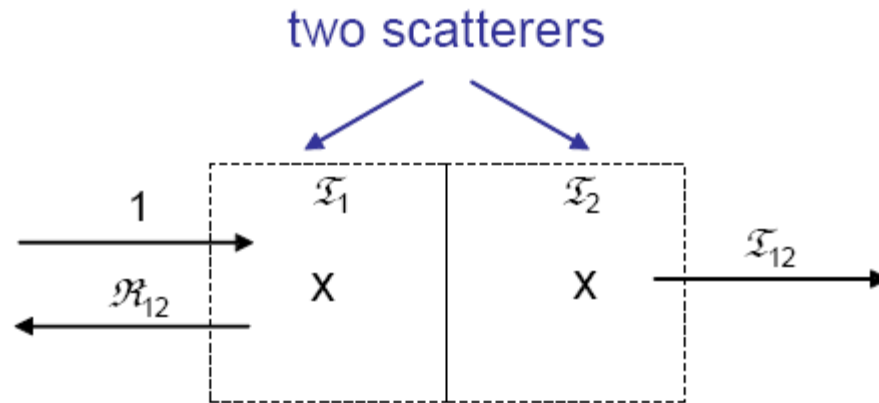


ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΤΑ ΥΠΟ ΤΗΝ ΠΑΡΟΥΣΙΑ ΣΚΕΔΑΣΤΩΝ



$$R = \frac{h}{2q^2} \frac{1}{M\mathcal{T}} \quad G = \frac{2q^2}{h} M\mathcal{T},$$

ΔΥΟ ΣΚΕΔΑΣΤΕΣ



$$\mathcal{T}_{12} = \frac{\mathcal{T}_1 \mathcal{T}_2}{1 - \mathcal{R}_1 \mathcal{R}_2}, \quad \frac{\mathcal{R}_{12}}{\mathcal{T}_{12}} = \frac{\mathcal{R}_1}{\mathcal{T}_1} + \frac{\mathcal{R}_2}{\mathcal{T}_2}$$

N-ΣΚΕΔΑΣΤΕΣ

$$\frac{\mathcal{R}}{\mathcal{T}} = N \frac{\mathcal{R}_i}{\mathcal{T}_i} \quad \mathcal{T} = (1 - \mathcal{R}) \quad \mathcal{T} = \frac{\mathcal{T}_i}{N(1 - \mathcal{T}_i) + \mathcal{T}_i}$$

Εάν έχουμε λ σκεδαστές ανά μονάδα μήκους

$$\mathcal{T} = \frac{\mathcal{T}_i}{\lambda L (1 - \mathcal{T}_i) + \mathcal{T}_i} = \frac{L_0}{L + L_0} \quad L_0 = \mathcal{T} / \lambda (1 - \mathcal{T})$$

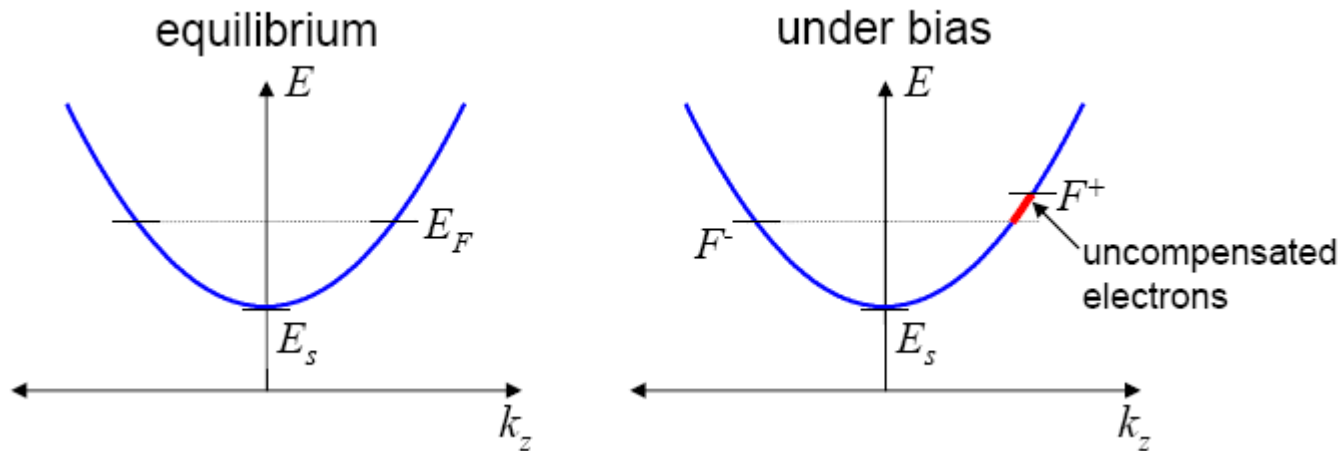
$$R = \frac{h}{2q^2} \frac{1}{M} \left(1 + \frac{L}{L_0} \right)$$

$$R = R_C + R_B = \frac{\rho L_0}{A} + \frac{\rho L}{A}$$

$$M \approx \frac{k_F^2}{4\pi} A,$$

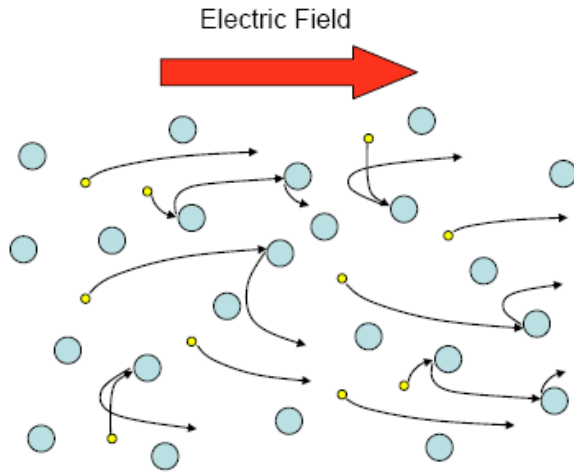
$$\rho = \frac{2\pi h}{q^2 k_F^2} \frac{1}{L_0}$$

ΗΜΙΚΛΑΣΣΙΚΟ ΜΟΝΤΕΛΟ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ ΦΟΡΤΙΟΥ (ΜΟΝΤΕΛΟ DRUDE)



$$\mathbf{J} = qn\mathbf{v}_d$$

ΚΙΝΗΣΗ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ ΥΠΟ ΤΗΝ ΠΑΡΟΥΣΙΑ ΣΚΕΔΑΣΤΩΝ



Ο ΡΥΘΜΟΣ ΑΥΞΗΣΗΣ ΤΗΣ ΟΡΜΗΣ ΛΟΓΩ ΤΟΥ ΠΕΔΙΟΥ ΠΡΕΠΕΙ ΝΑ ΙΣΟΥΤΑΙ ΜΕ ΤΟΝ ΡΥΘΜΟ ΜΕΙΩΣΗΣ ΛΟΓΩ ΤΩΝ ΣΚΕΔΑΣΕΩΝ

$$\mathbf{J} = qn\mathbf{v}_d$$

$$\mathbf{J} = \frac{nq^2\tau_m}{m}\boldsymbol{\varepsilon}$$

$$\mathbf{J} = \boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{\varepsilon}$$

$$\boldsymbol{\sigma} = \frac{nq^2\tau_m}{m}$$

$$\left. \frac{d\mathbf{p}}{dt} \right|_{\text{scattering}} = \left. \frac{d\mathbf{p}}{dt} \right|_{\text{field}}$$

$$\frac{m\mathbf{v}_d}{\tau_m} = q\boldsymbol{\varepsilon},$$

ΚΙΝΗΤΙΚΟΤΗΤΑ ΤΩΝ ΦΟΡΕΩΝ ΚΑΙ ΕΝΕΡΓΟΣ ΜΑΖΑ

$$v_d = \mu \mathcal{E}$$

$$E(k) = E(0) + k \left. \frac{dE}{dk} \right|_{k=0} + \frac{1}{2} k^2 \left. \frac{d^2 E}{dk^2} \right|_{k=0} + \dots$$

$$\frac{m v_d}{\tau_m} = q \mathcal{E} ,$$

$$E(k) = E_0 + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}$$

$$\mu = \frac{q \tau_m}{m}$$

$$m^* = \hbar^2 \left(\frac{d^2 E}{dk^2} \right)^{-1}$$

ΜΕΣΗ ΕΛΕΥΘΕΡΗ ΔΙΑΔΡΟΜΗ

$$J = qn v_d = qn' v_F$$

$$n' = n \frac{v_d}{v_F}$$

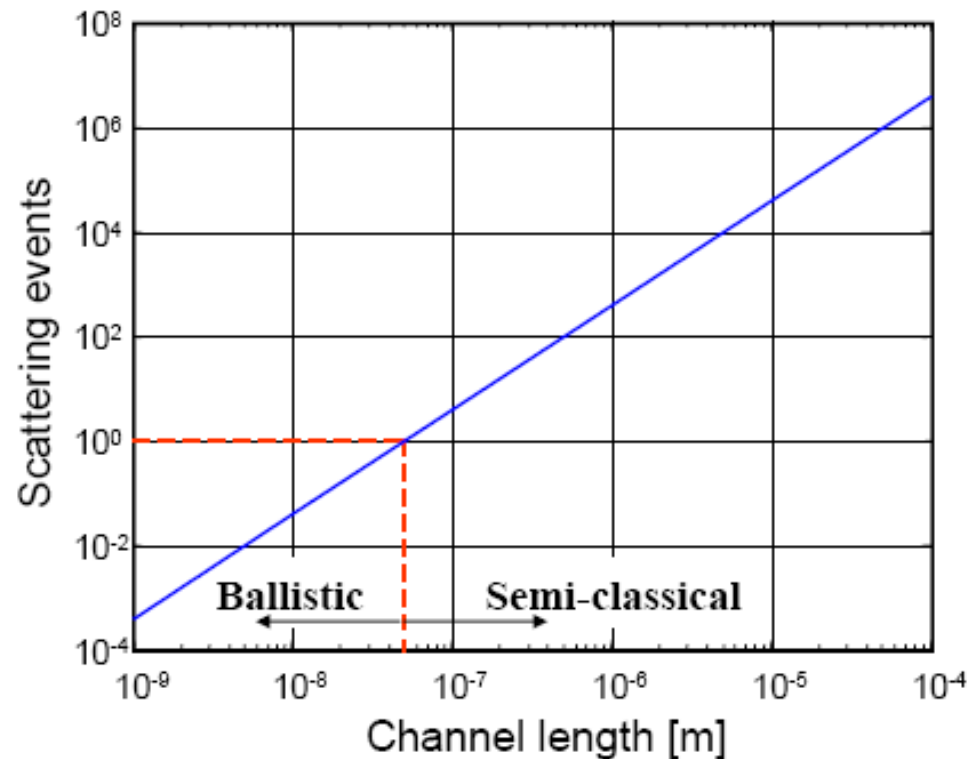
$$v_F = \frac{\hbar k_F}{m} = \sqrt{\frac{2E_F}{m}}$$

$$L_m = v_F \tau_m = v_F \mu \frac{m^*}{q}$$

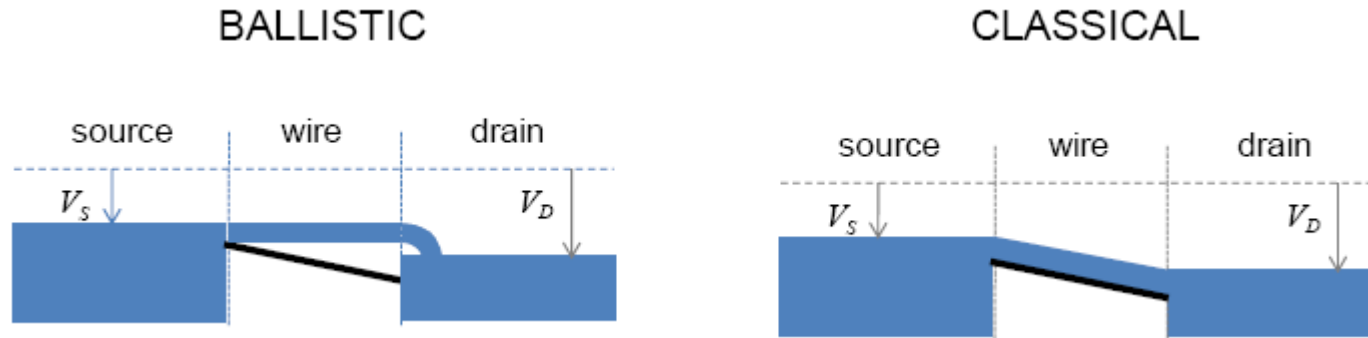
ΜΗΚΟΣ ΒΑΛΙΣΤΙΚΗΣ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ

ΑΡΙΘΜΟΣ ΣΥΜΒΑΝΤΩΝ ΣΚΕΔΑΣΗΣ

$$\frac{\tau}{\tau_m} = \frac{l/v}{m_{\text{eff}}\mu/q} = \frac{l^2/\mu V_{SD}}{m_{\text{eff}}\mu/q} = \frac{ql^2}{m_{\text{eff}}V_{SD}\mu^2}$$



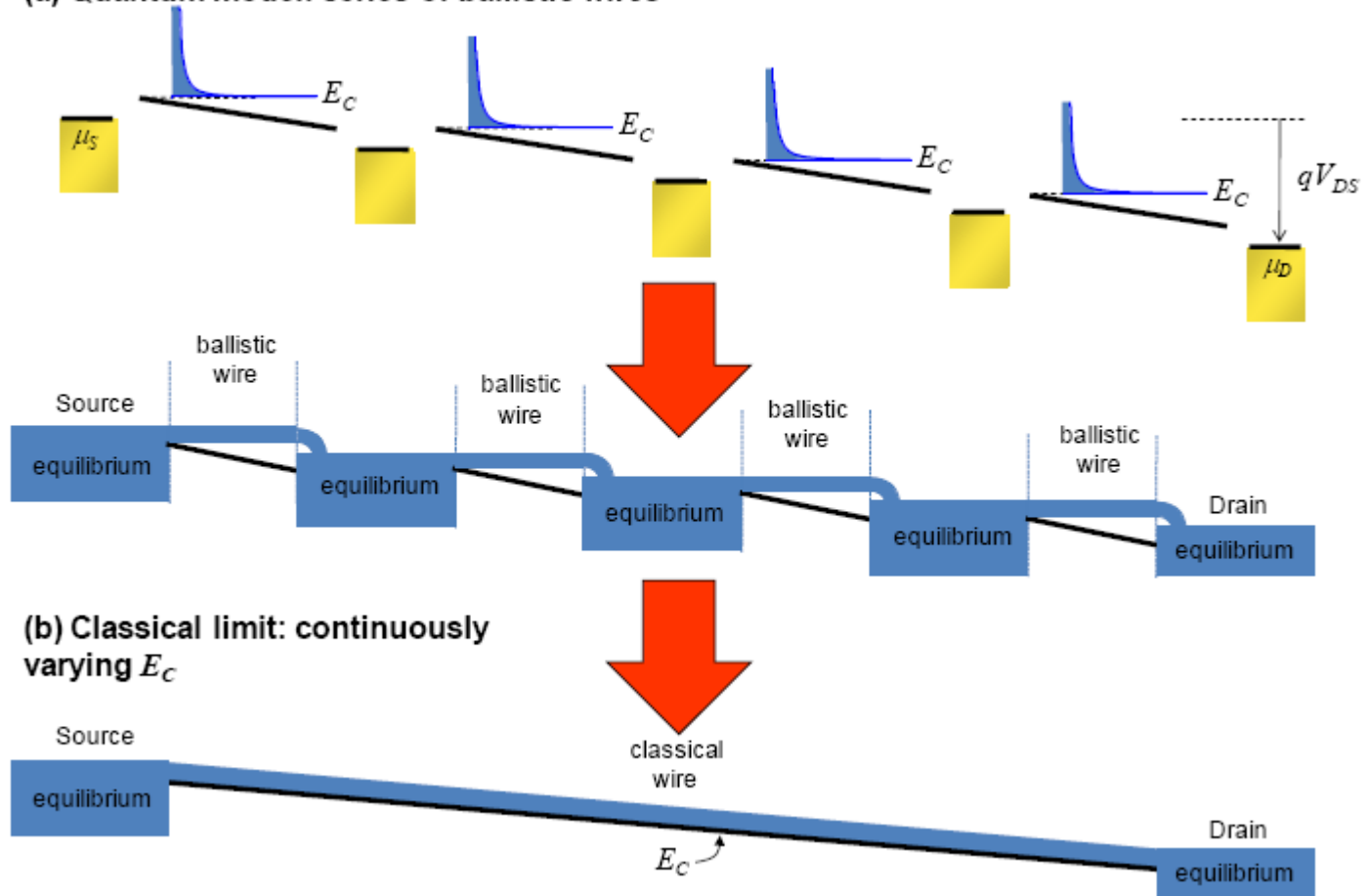
ΚΛΑΣΣΙΚΗ ΚΑΙ ΒΑΛΙΣΤΙΚΗ ΜΕΤΑΦΟΡΑ ΦΟΡΤΙΟΥ



ΣΤΗΝ ΚΛΑΣΣΙΚΗ ΜΕΤΑΦΟΡΑ ΤΑ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΑ ΒΡΙΣΚΟΝΤΑΙ ΠΑΝΤΑ ΣΕ ΚΑΤΑΣΤΑΣΗ ΙΣΟΡΡΟΠΙΑΣ ΜΕ ΤΟ ΚΑΝΑΛΙ

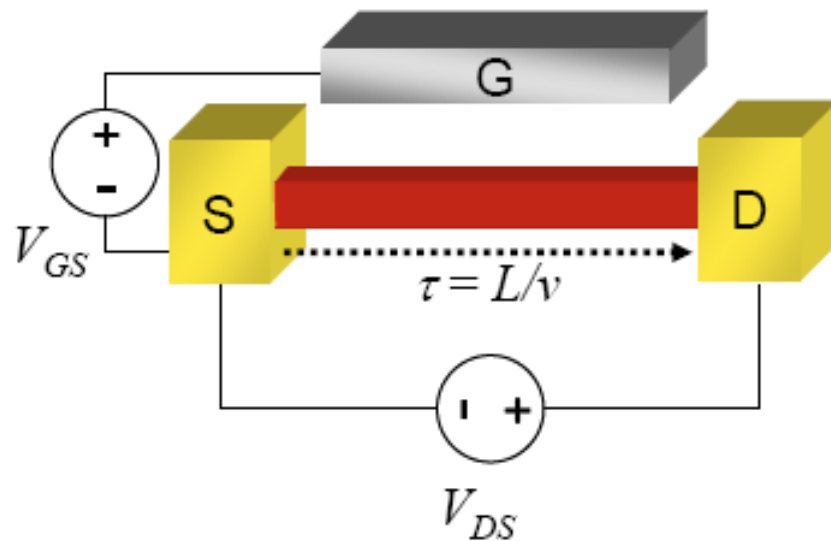
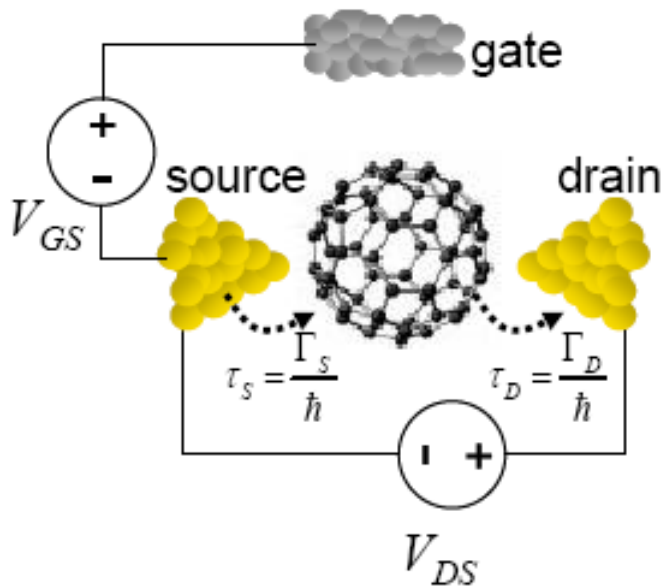
ΟΡΙΟ ΚΛΑΣΣΙΚΗΣ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ

(a) Quantum model: series of ballistic wires

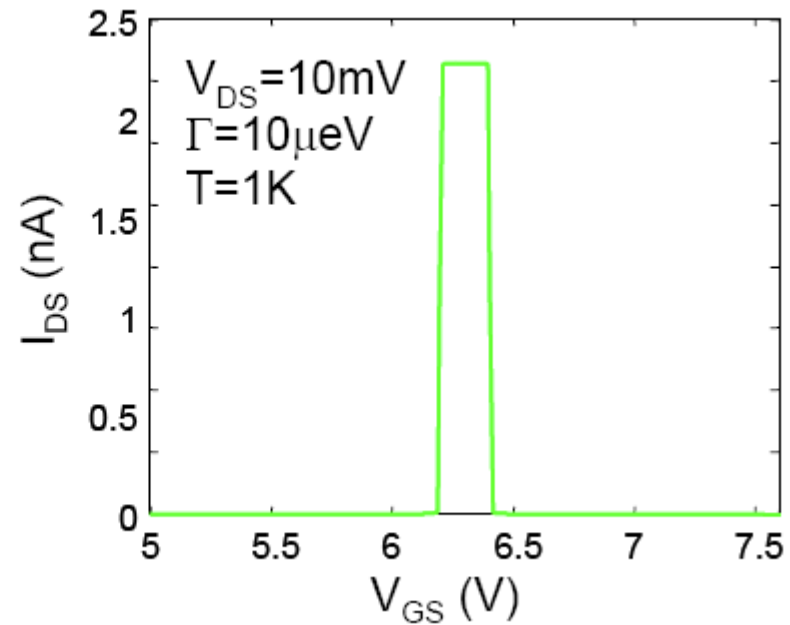
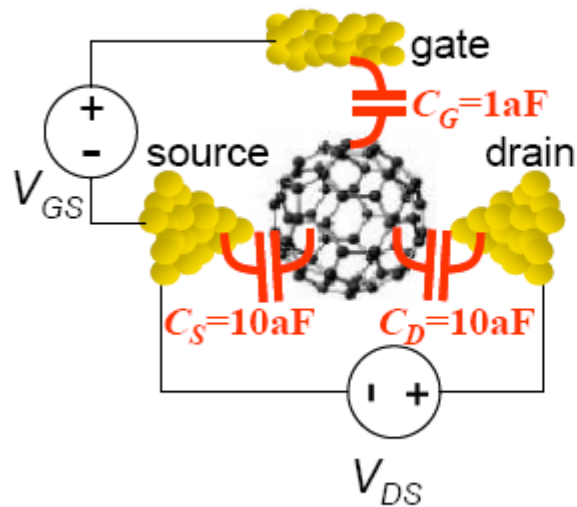


Η ΚΛΑΣΣΙΚΗ ΜΕΤΑΦΟΡΑ ΜΠΟΡΕΙ ΝΑ ΘΕΩΡΗΘΕΙ ΩΣ ΟΡΙΑΚΗ ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ ΠΟΛΛΩΝ ΔΙΑΤΑΞΕΩΝ ΒΑΛΙΣΤΙΚΗΣ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ ΣΤΗ ΣΕΙΡΑ

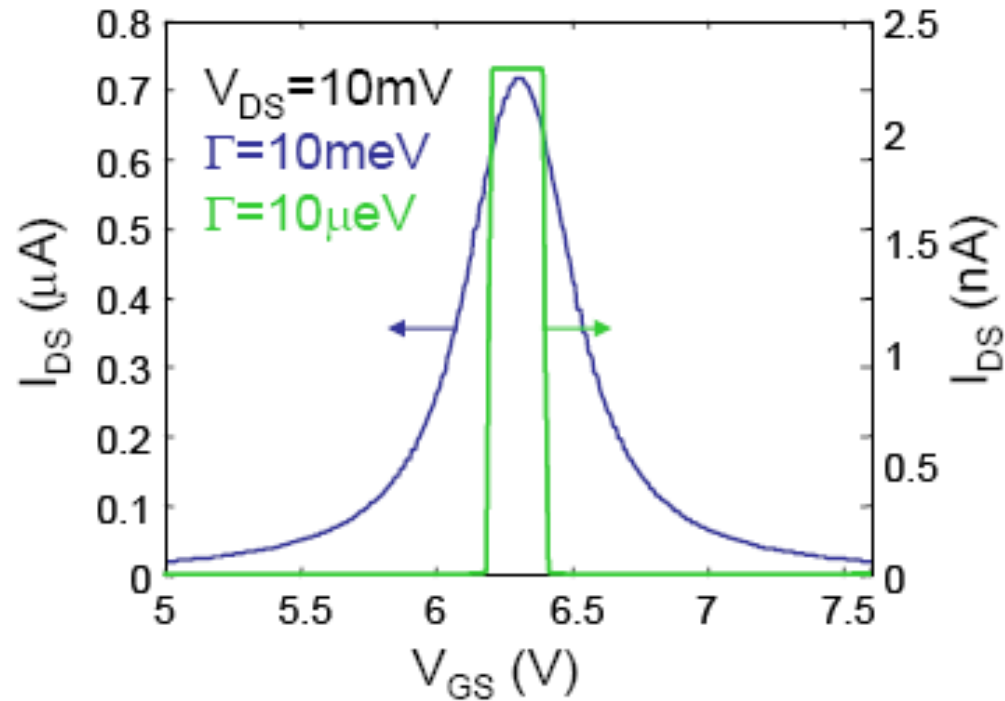
NANO-ΤΡΑΝΖΙΣΤΟΡ ΕΠΙΔΡΑΣΗΣ ΠΕΔΙΟΥ (FET NANO-TRANSISTORS)



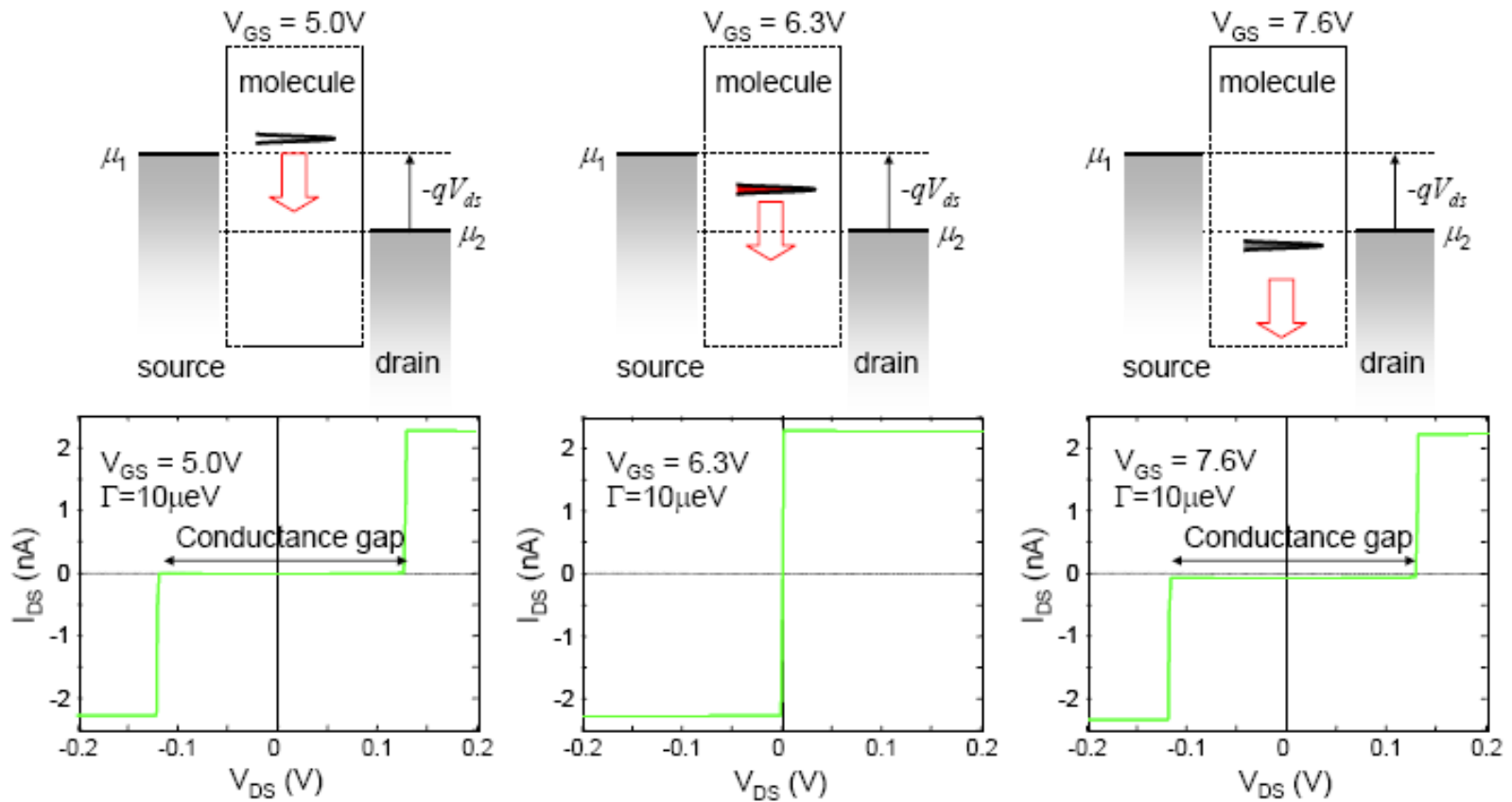
ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΕΣ ΚΑΜΠΥΛΕΣ ΤΟΥ ΤΡΑΝΖΙΣΤΟΡ



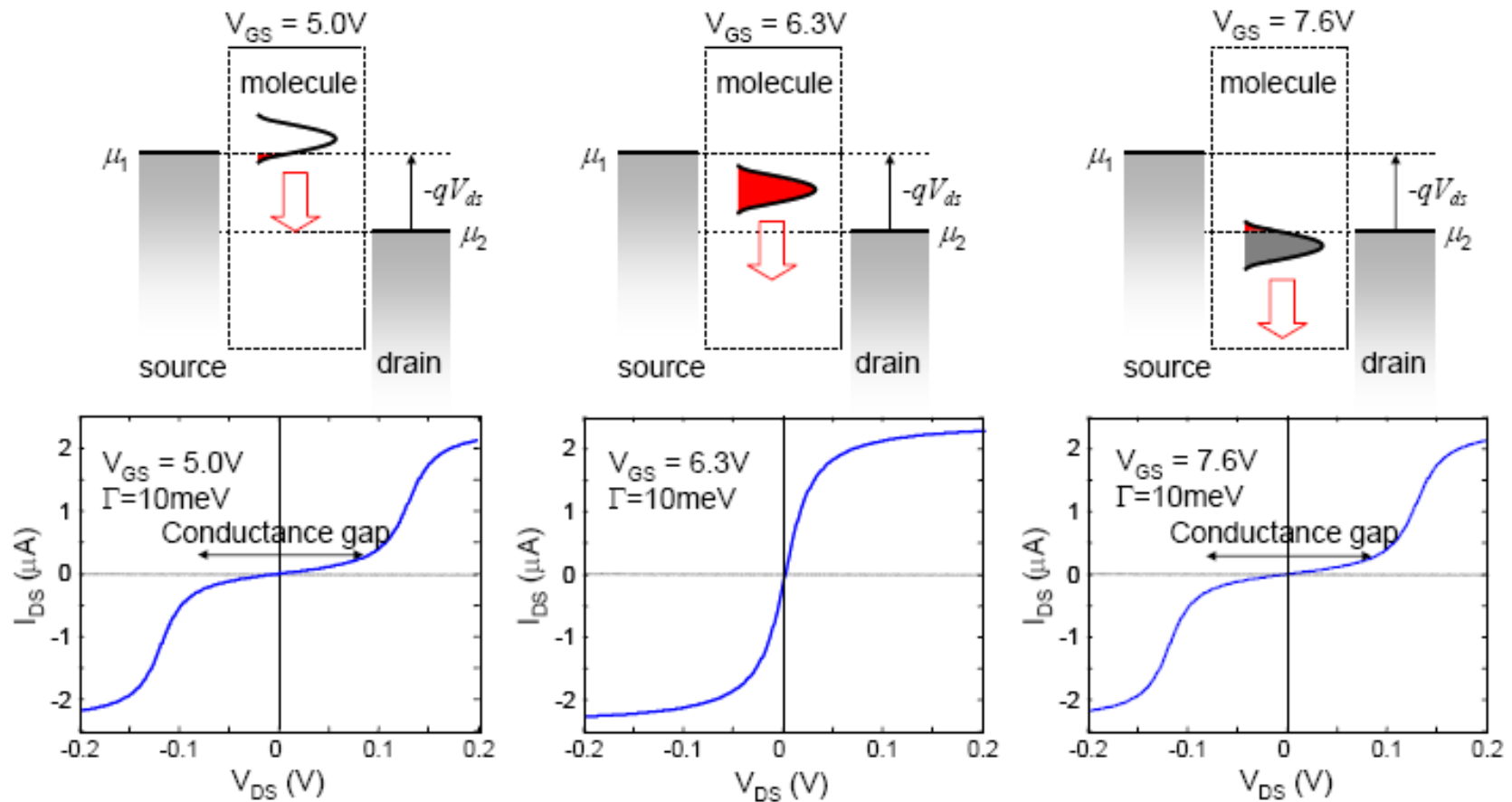
ΕΞΑΡΤΗΣΗ ΑΠΟ ΤΟ ΕΥΡΟΣ ΤΩΝ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΩΝ ΕΠΙΠΕΔΩΝ



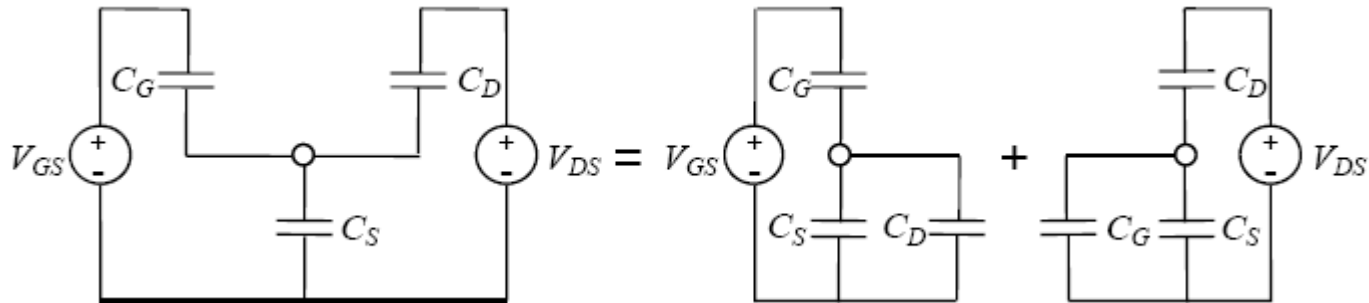
ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΕΣ ΣΤΑΘΜΕΣ ΤΟΥ ΤΡΑΝΖΙΣΤΟΡ ΓΙΑ ΕΥΡΟΣ $\Gamma=10\ \mu\text{eV}$



ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΕΣ ΣΤΑΘΜΕΣ ΤΟΥ ΤΡΑΝΖΙΣΤΟΡ ΓΙΑ ΕΥΡΟΣ $\Gamma=10$ meV



ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ

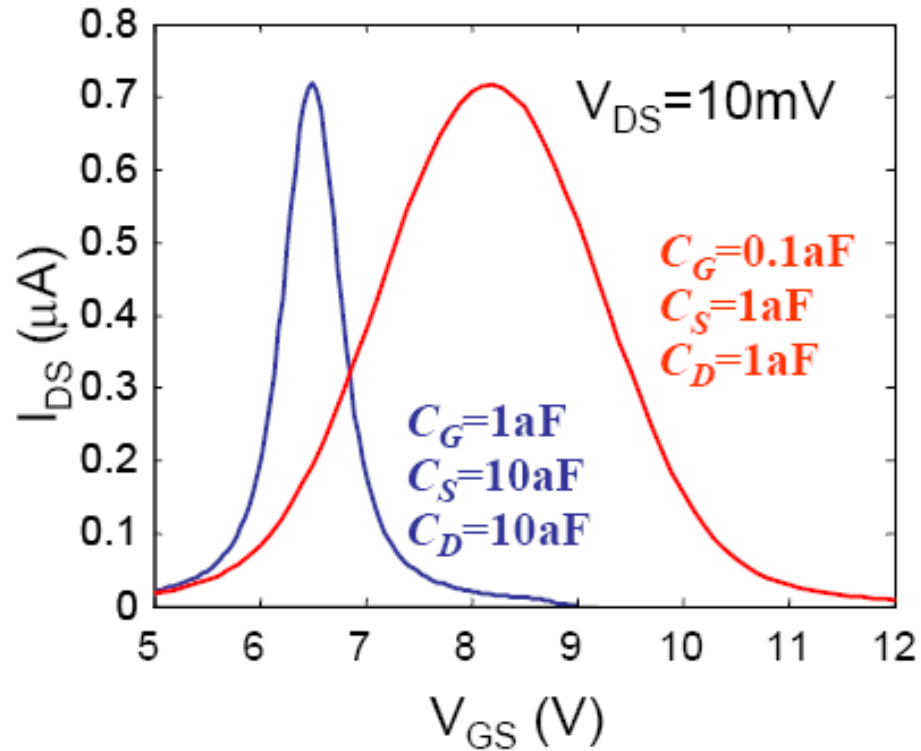


$$U_{ES} = -qV_{GS} \frac{1/(C_D + C_S)}{1/(C_D + C_S) + 1/C_G} - qV_{DS} \frac{1/(C_G + C_S)}{1/(C_G + C_S) + 1/C_D}$$

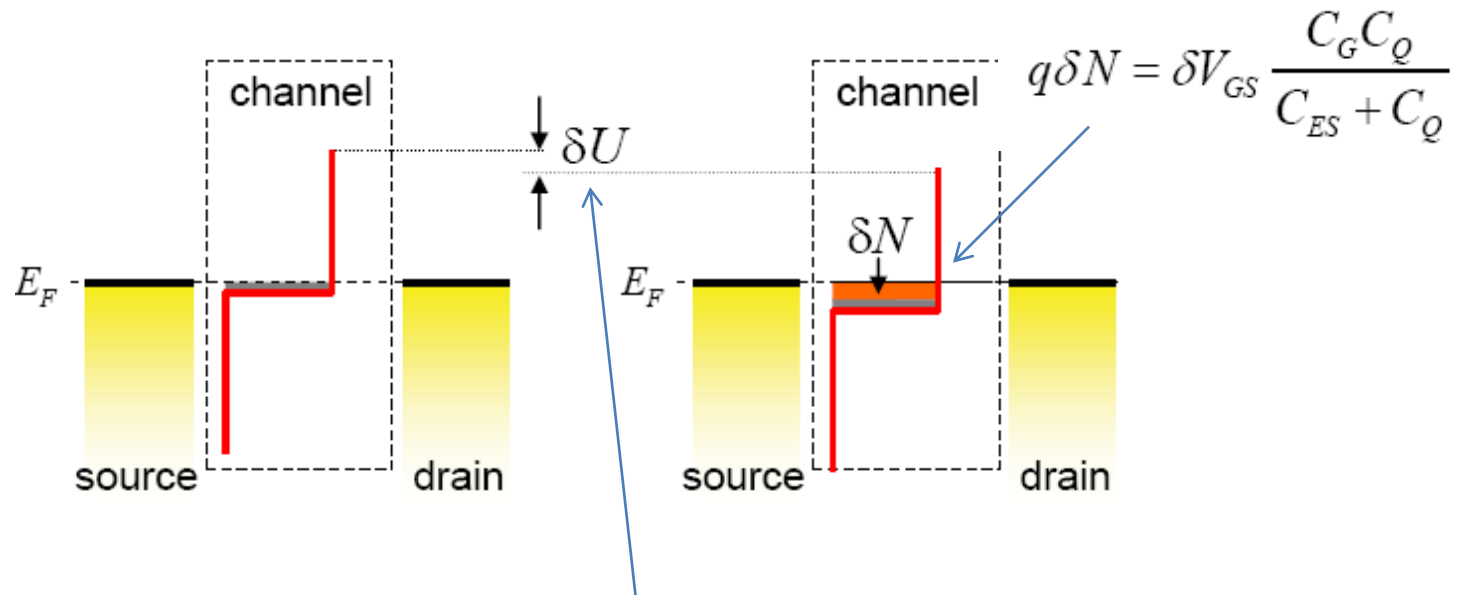
$$U_{ES} = -qV_{GS} \frac{C_G}{C_{ES}} - qV_{DS} \frac{C_D}{C_{ES}} \quad C_{ES} = C_S + C_D + C_G:$$

$$U_C = \frac{q^2}{C_{ES}} (N - N_0) \quad U = -qV_{GS} \frac{C_G}{C_{ES}} - qV_{DS} \frac{C_D}{C_{ES}} + \frac{q^2}{C_{ES}} (N - N_0)$$

ΓΡΑΦΙΚΕΣ ΠΑΡΑΣΤΑΣΕΙΣ



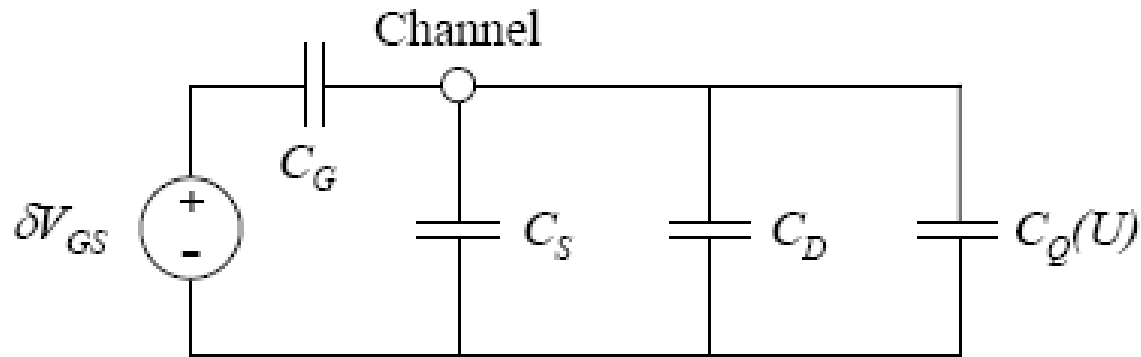
ΚΒΑΝΤΙΚΗ ΧΩΡΗΤΙΚΟΤΗΤΑ ΣΤΑ FET



$$\delta U = -q\delta V_{GS} \frac{C_G}{C_{ES} + C_Q} - q\delta V_{DS} \frac{C_D}{C_{ES} + C_Q}$$

$$C_Q = q^2 \tilde{g}(E_F)$$

ΜΟΝΤΕΛΟ ΜΙΚΡΩΝ ΣΗΜΑΤΩΝ ΤΟΥ ΔΥΝΑΜΙΚΟΥ



ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑ ΤΟΥ FET ΩΣ ΔΙΑΚΟΠΤΗΣ

$$C_G \gg C_S, C_D, \quad \tau_S = \tau_D = \frac{\tau}{2}$$

$$U = -qV_{GS} + \frac{q^2}{C_G}(N - N_0)$$

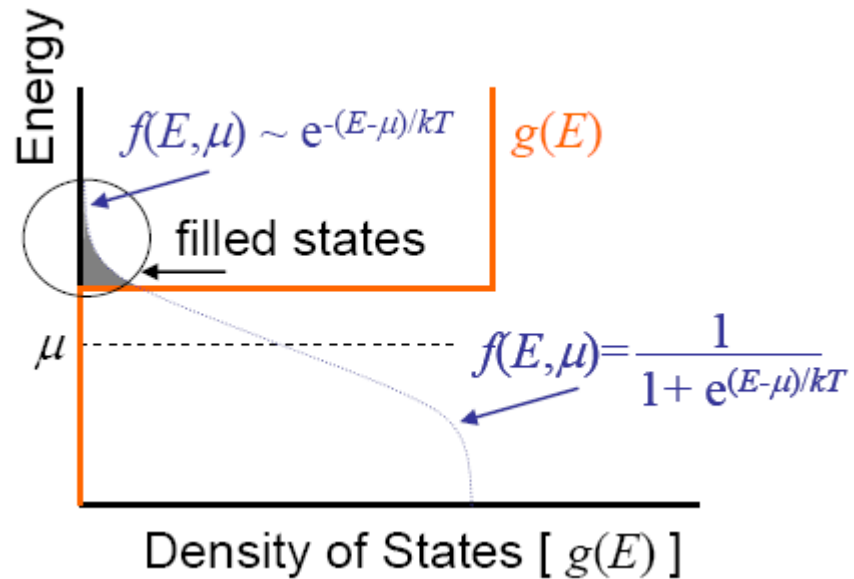
$$N = \frac{N_S + N_D}{2}$$

$$I = \frac{q}{\tau}(N_S - N_D)$$

$$N_S = \int_{-\infty}^{\infty} g(E - U) f(E, \mu_S) dE$$

$$N_D = \int_{-\infty}^{+\infty} g(E - U) f(E, \mu_D) dE$$

ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΟ ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ



ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ

$$N_S = \int_{-\infty}^{\infty} g(E-U) e^{-(E-\mu_S)/kT} dE \quad E' = E - U \quad N_S = \int_{-\infty}^{\infty} g(E') e^{-(E'+U-\mu_S)/kT} dE'$$

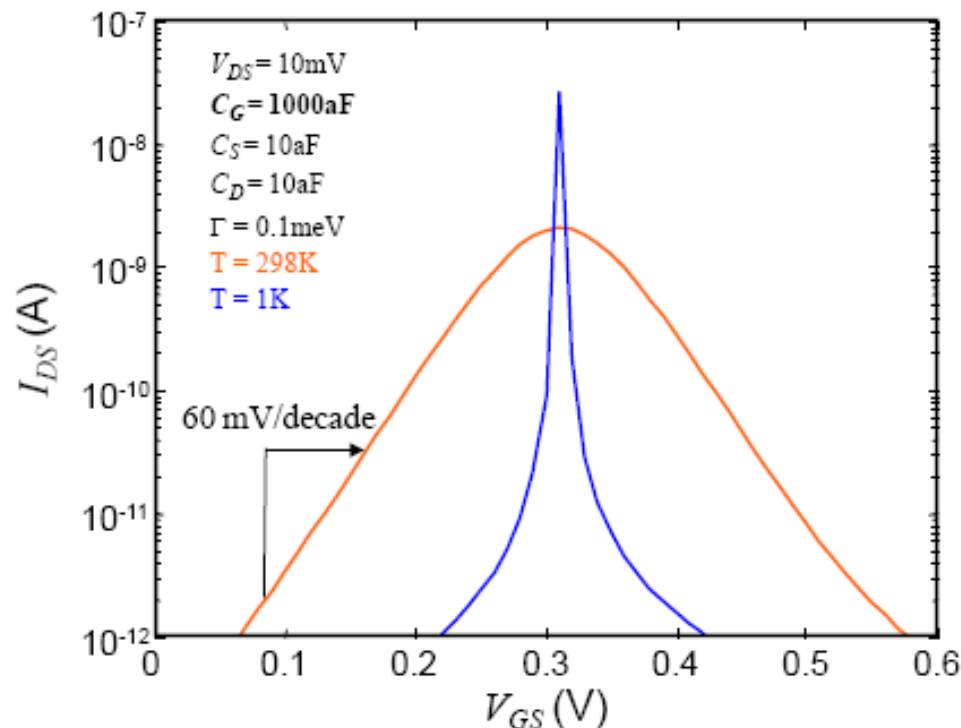
$$N_S = e^{-U/kT} \int_{-\infty}^{\infty} g(E') e^{-(E'-\mu_S)/kT} dE' \quad N_D = e^{-U/kT} \int_{-\infty}^{\infty} g(E') e^{-(E'-\mu_D)/kT} dE'$$

$$I = \frac{q}{\tau} \exp\left[\frac{qV_{GS}}{kT}\right] \cdot \int_{-\infty}^{\infty} g(E') \left(e^{-(E'-\mu_S)/kT} - e^{-(E'-\mu_D)/kT} \right) dE'$$

$$I = I_0 \exp\left[\frac{qV_{GS}}{kT} \frac{C_G}{C_{ES}}\right] \quad \log_{10} I = \frac{q}{kT} \frac{C_G}{C_{ES}} (\log_{10} e) V_{GS} + \log_{10} I_0$$

ΚΛΙΣΗ ΚΑΜΠΥΛΗΣ

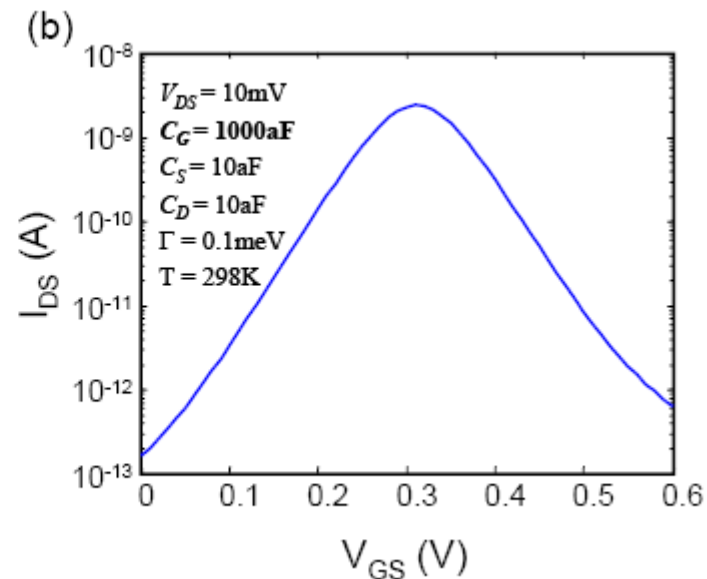
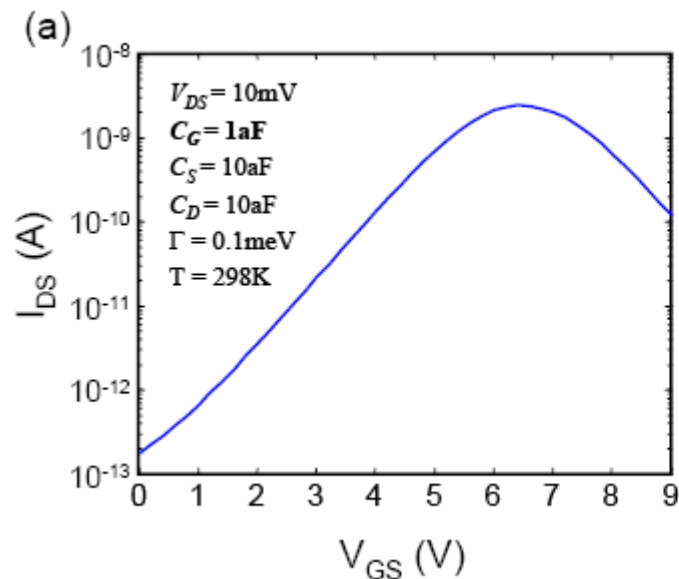
$$C_G \gg C_S, C_D. \quad S = \frac{kT}{q} \frac{1}{\log_{10} e} \approx 60 \text{ mV/decade}$$



$$I = I_0 \exp \left[\frac{qV_{GS}}{kT} \frac{C_G}{C_{ES}} \right] \quad \log_{10} I = \frac{q}{kT} \frac{C_G}{C_{ES}} (\log_{10} e) V_{GS} + \log_{10} I_0$$

ΔΙΑΓΩΓΙΜΟΤΗΤΑ

$$g_m = \frac{dI_{ds}}{dV_{gs}} \quad C_G \gg C_S, C_D \quad \frac{g_m}{I_{ds}} = \frac{1}{I_{ds}} \frac{dI_{ds}}{dV_{gs}} = \frac{q}{kT}$$



ΚΑΤΑΣΚΕΥΑΣΤΙΚΕΣ ΔΥΣΚΟΛΙΕΣ

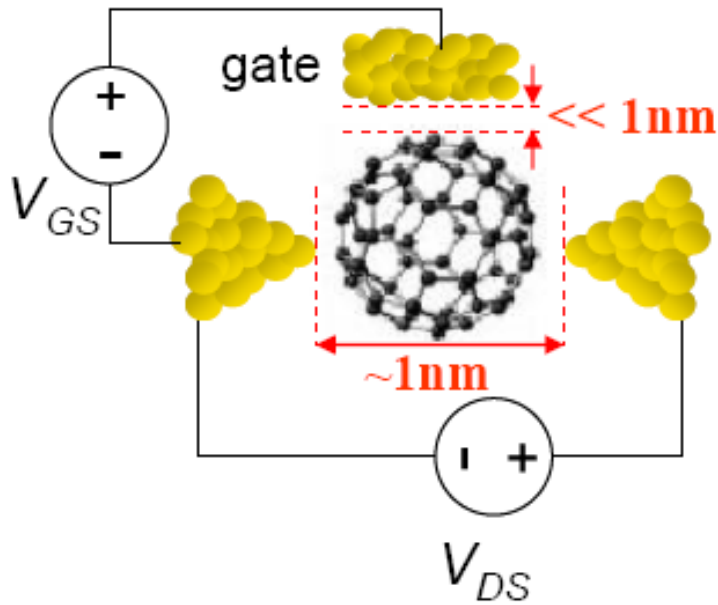
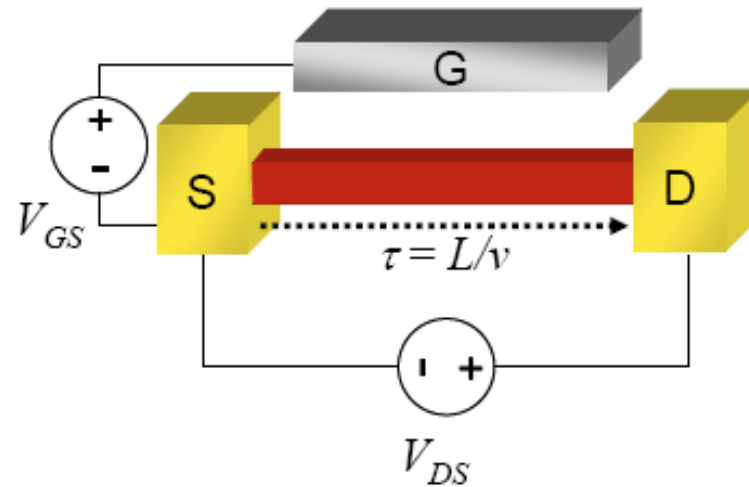
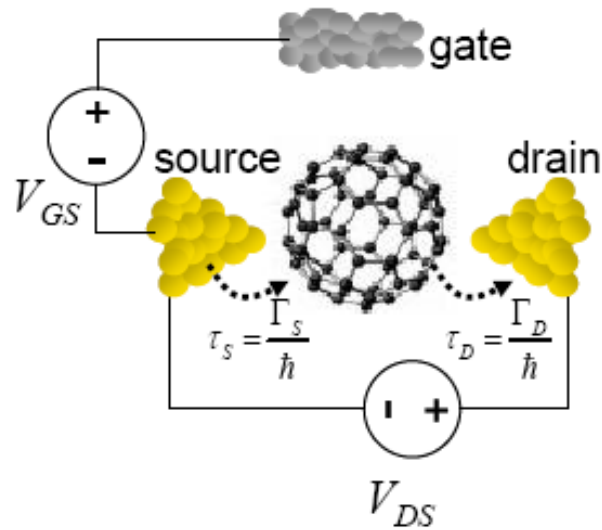


Fig. 5.15. For high transconductance, the gate capacitance must be much higher than the source or drain channel capacitances. This forces impractically small gate-channel separations in molecular transistors.

ΦΕΤ ΚΒΑΝΤΙΚΗΣ ΤΕΛΕΙΑΣ ΚΑΙ ΚΒΑΝΤΙΚΟΥ ΣΥΡΜΑΤΟΣ



ΒΑΣΙΚΕΣ ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ

$$U_{ES} = -qV_{GS} \frac{C_G}{C_{ES}} - qV_{DS} \frac{C_D}{C_{ES}} + \frac{q^2}{C_{ES}} (N - N_0)$$

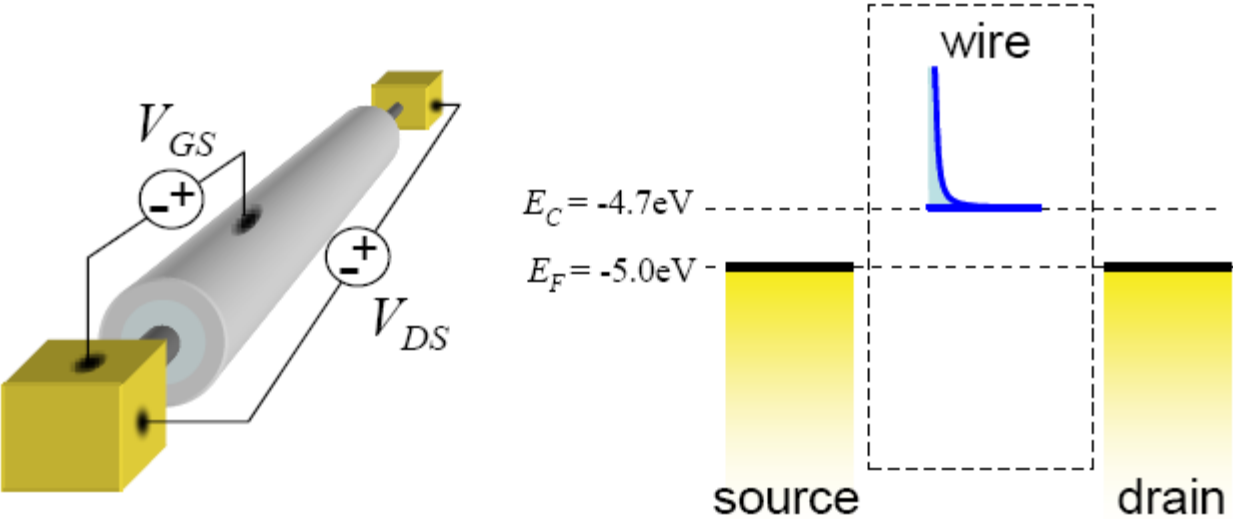
$$N = N_S + N_D$$

$$I = \frac{q}{\tau} (N_S - N_D)$$

$$N_S = \int_{-\infty}^{\infty} g^+(E - U) f(E, \mu_S) dE$$

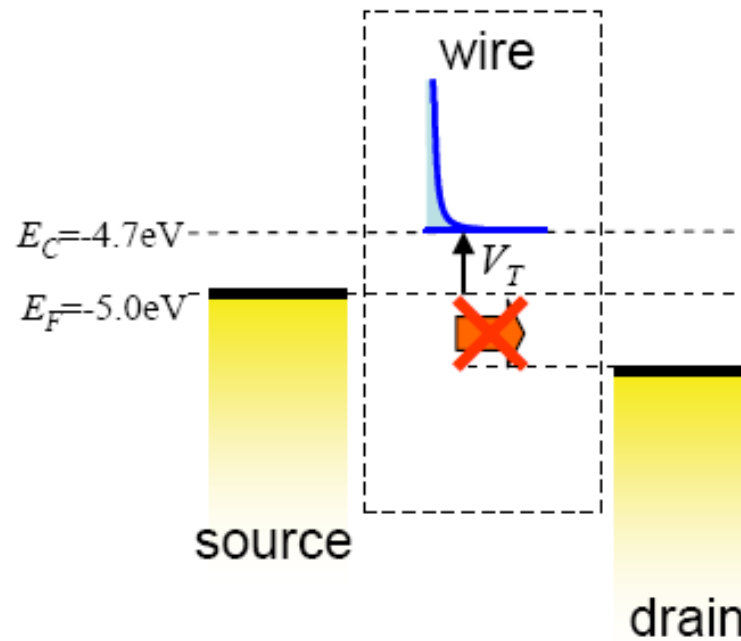
$$N_D = \int_{-\infty}^{+\infty} g^-(E - U) f(E, \mu_D) dE$$

ΒΑΛΙΣΤΙΚΟ FET ΚΒΑΝΤΙΚΟΥ ΣΥΡΜΑΤΟΣ



ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΕΣ ΚΑΜΠΥΛΕΣ ΡΕΥΜΑΤΟΣ – ΤΑΣΗΣ ΒΑΛΙΣΤΙΚΟΥ ΤΡΑΝΖΙΣΤΟΡ ΚΒΑΝΤΙΚΟΥ ΣΥΡΜΑΤΟΣ ΓΙΑ $T=0$ K

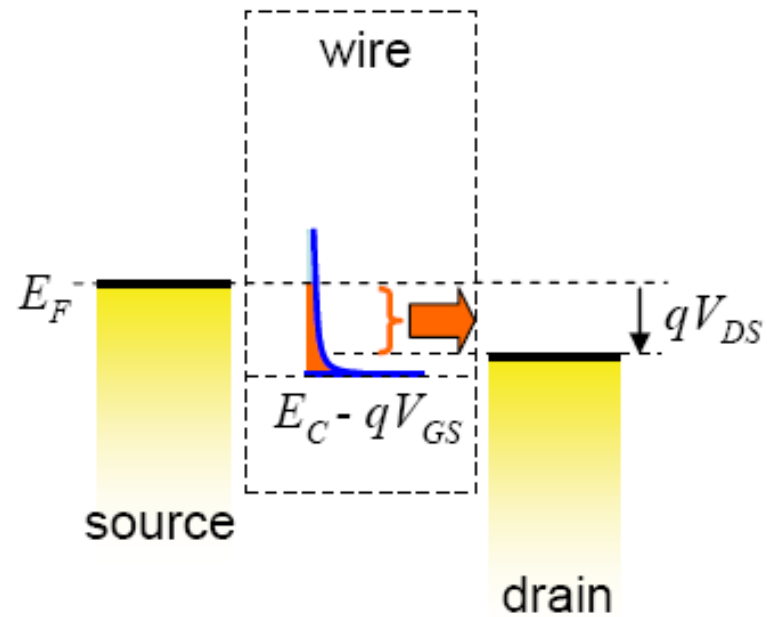
(a) OFF: $V_{GS} < V_T$



ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΠΕΡΙΟΧΗ

(b) The linear regime: $V_{GS} > V_T$, $V_{DS} < V_{GS} - V_T$

$$I_{DS} = \frac{2q^2}{h} V_{DS}$$

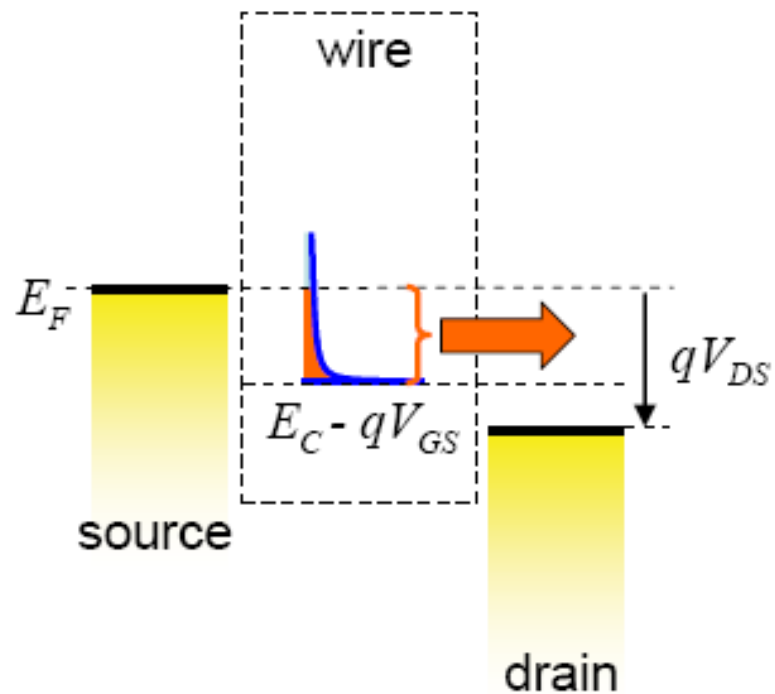


ΠΕΡΙΟΧΗ ΚΟΡΟΥ

(c) Saturation: $V_{GS} > V_T$, $V_{DS} > V_{GS} - V_T$

$$I_{DS} = \frac{2q^2}{h}(V_{GS} - V_T)$$

$$g_m = \frac{2q^2}{h}$$



ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΕΣ ΚΑΜΠΥΛΕΣ ΡΕΥΜΑΤΟΣ – ΤΑΣΗΣ ΓΙΑ FET ΚΒΑΝΤΙΚΟΥ ΣΥΡΜΑΤΟΣ

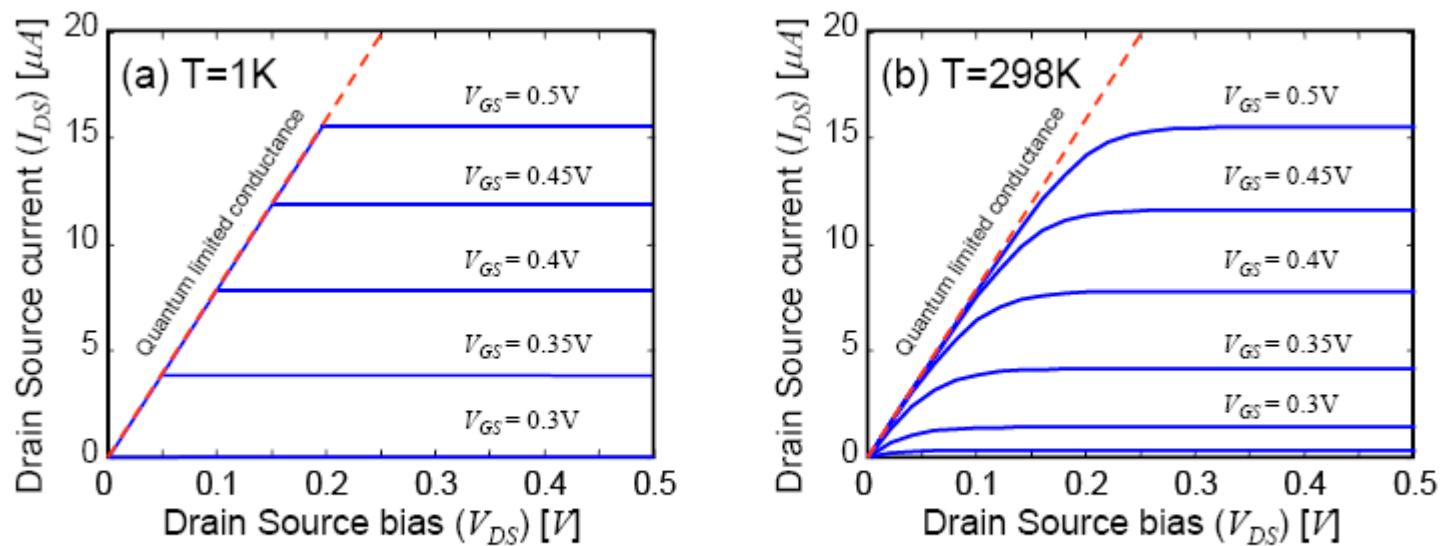


Fig. 5.25. Forward bias characteristics for a quantum wire FET at (a) $T = 0K$, and (b) room temperature.

ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΕΣ ΚΑΜΠΥΛΕΣ ΡΕΥΜΑΤΟΣ – ΤΑΣΗΣ ΓΙΑ FET ΚΒΑΝΤΙΚΗΣ ΤΕΛΕΙΑΣ

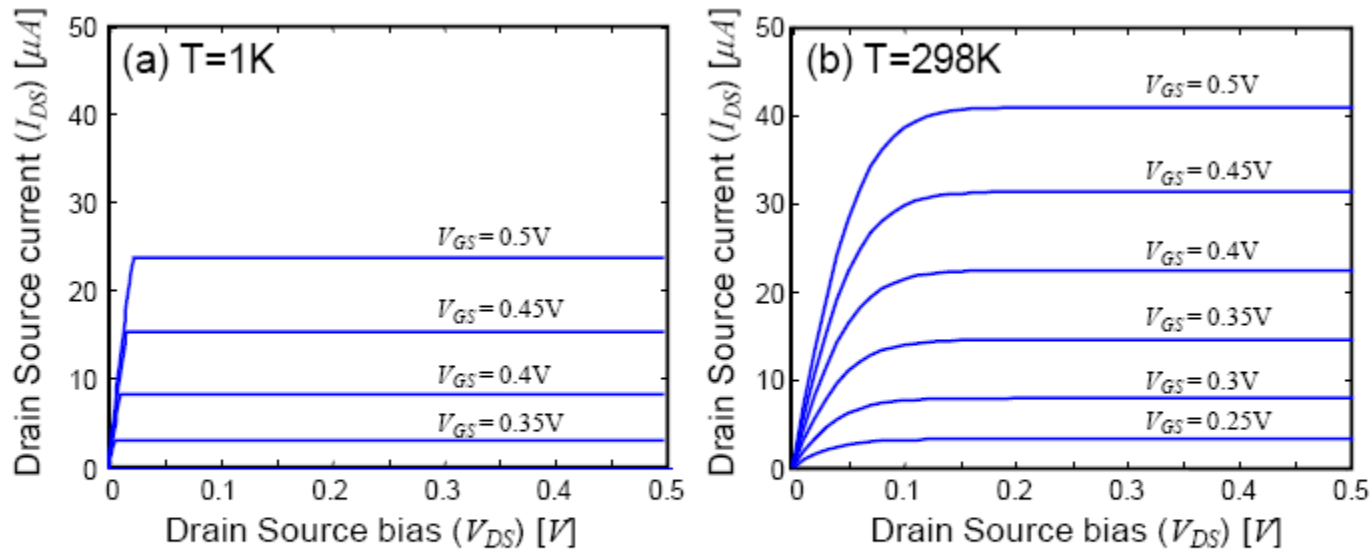
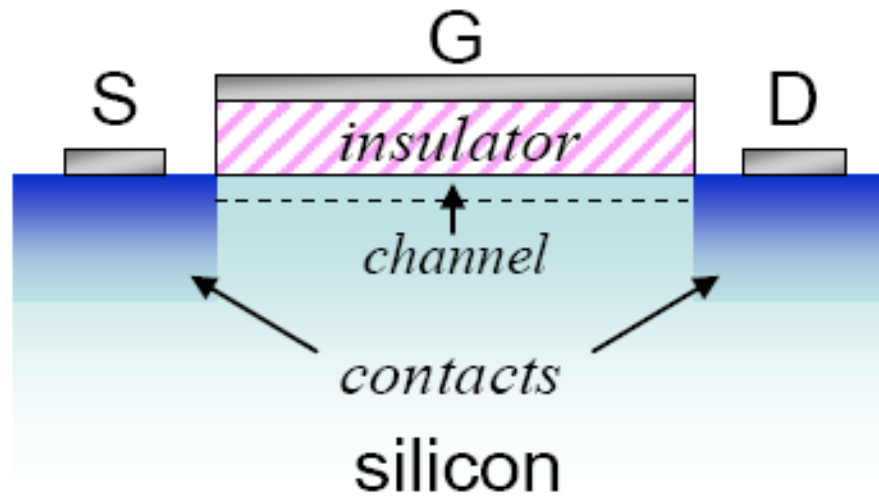


Fig. 5.26. Forward bias characteristics for a quantum well FET at (a) $T = 1K$, and (b) room temperature. The channel width is $W = 120nm$, and the electrostatic control over the channel is assumed to be ideal. Also, take $m = 0.5 \times m_0$.

ΣΥΜΒΑΤΙΚΑ MOSFETs



ΠΕΡΙΟΧΗ ΑΠΟΚΟΠΗΣ

(a) OFF: Subthreshold $V_{GS} < V_T$

$$I = I_0 \exp \left[\frac{qV_{GS}}{kT} \frac{C_G}{C_{ES}} \right]$$

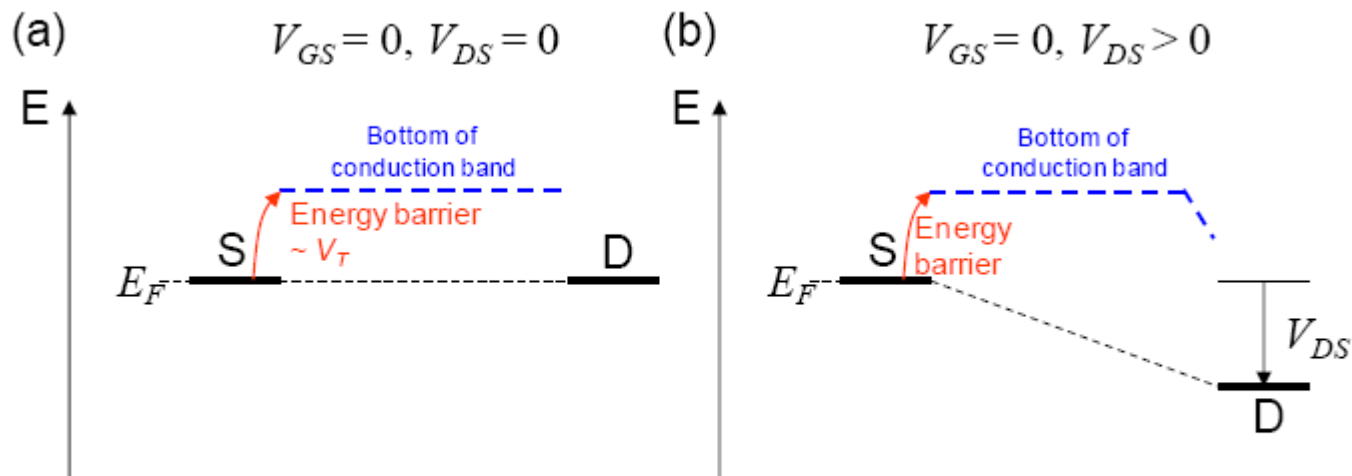
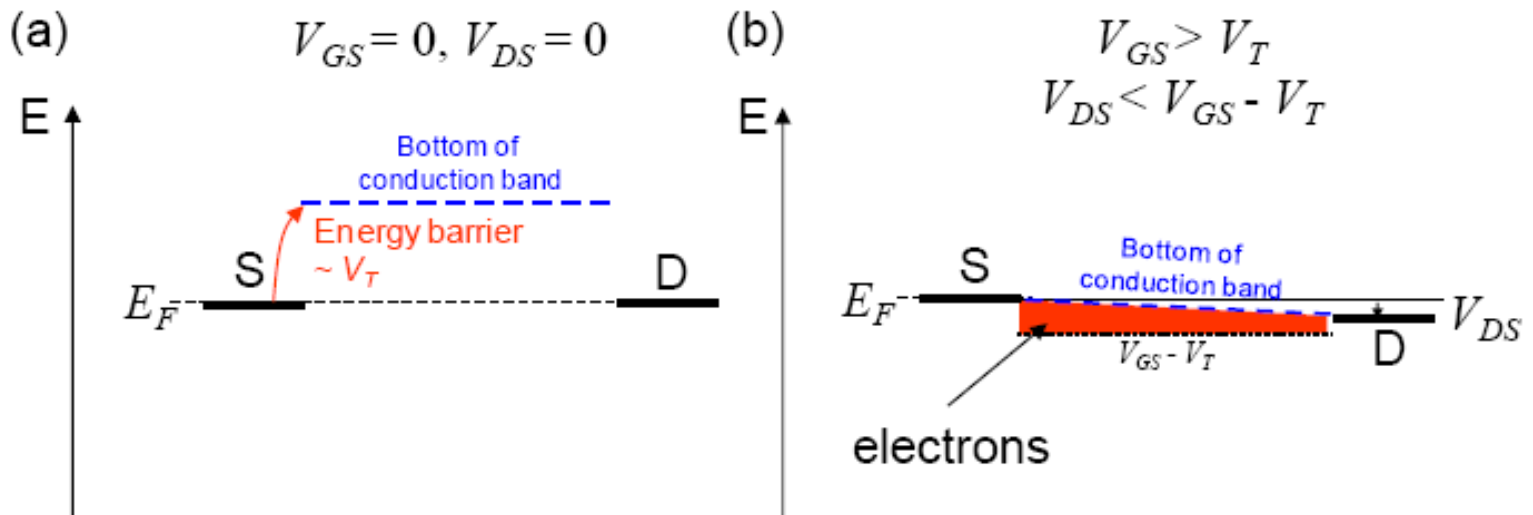


Fig. 5.28. Below threshold few electrons can be injected from the source into the conduction band, irrespective of the drain source potential.

ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΠΕΡΙΟΧΗ

$$I = \mu \frac{C_G}{L^2} \left((V_{GS} - V_T) V_{DS} - \frac{1}{2} V_{DS}^2 \right) \quad I = \mu \frac{W}{L} C_{OX} \left((V_{GS} - V_T) V_{DS} - \frac{1}{2} V_{DS}^2 \right)$$

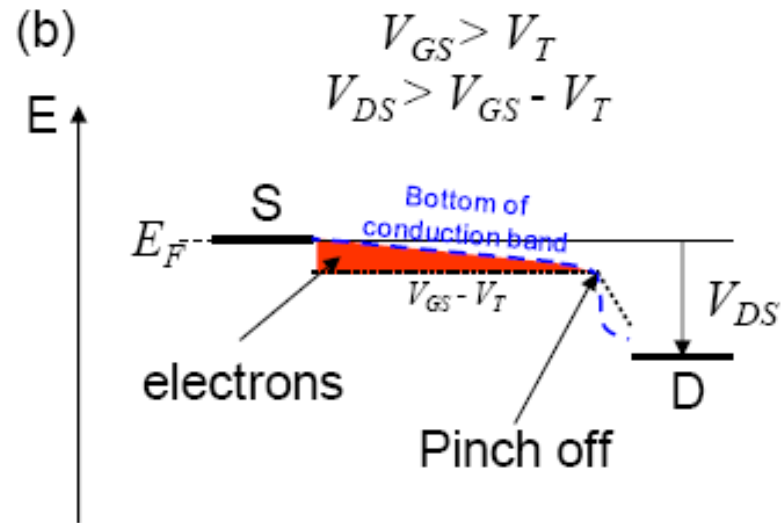
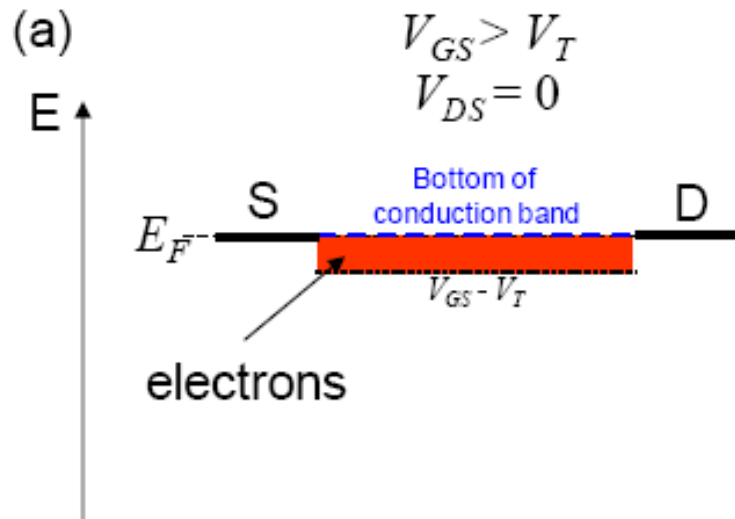
gate capacitance *per unit channel area*, C_{OX} :



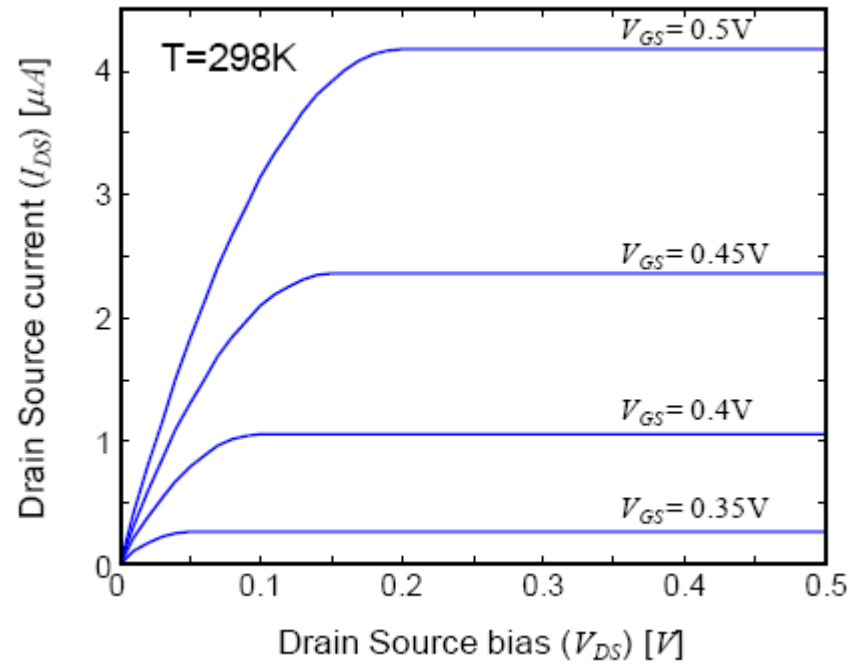
ΠΕΡΙΟΧΗ ΚΟΡΟΥ

$$I = \int_0^{V_{GS}-V_T} \mu \frac{W}{L} C_{OX} (V_{GS} - V - V_T) dV$$

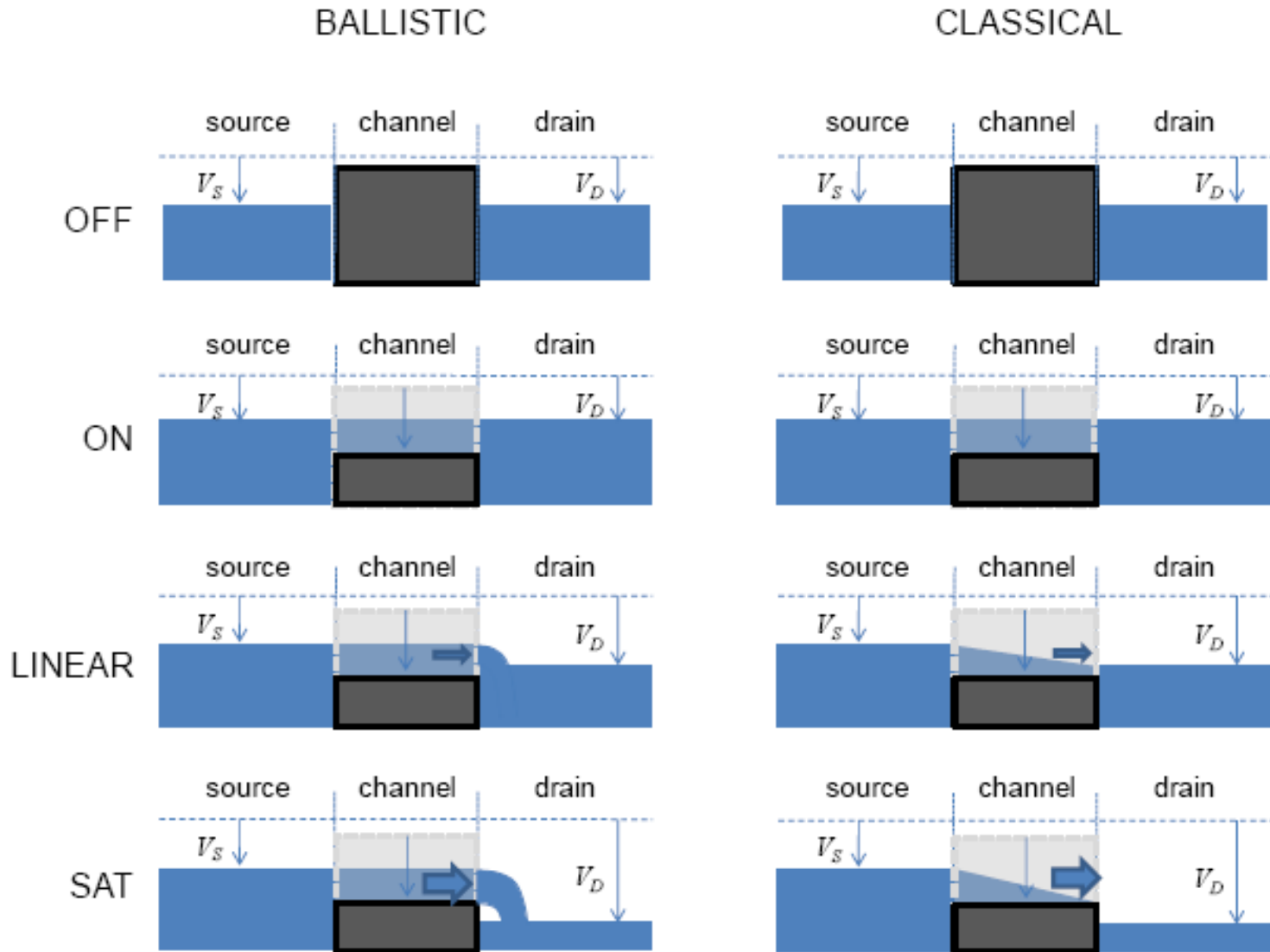
$$I = \mu \frac{W}{L} \frac{C_{OX}}{2} (V_{GS} - V_T)^2$$



ΓΡΑΦΙΚΗ ΠΑΡΑΣΤΑΣΗ



ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΒΑΛΙΣΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΚΛΑΣΣΙΚΩΝ MOSFET



ΑΝΤΙΣΤΡΟΦΕΑΣ MOSFET

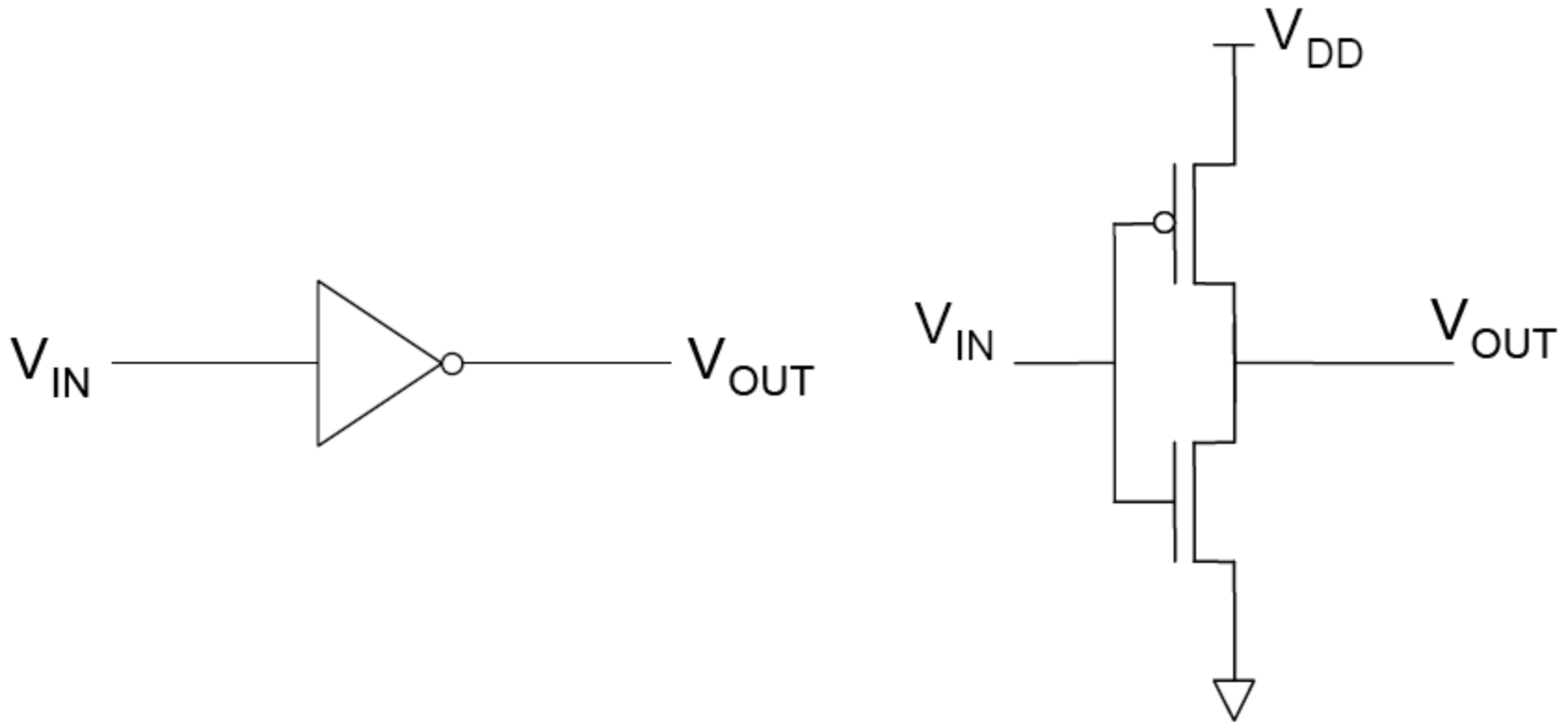


Fig. 7.1. A CMOS inverter consists of two complementary MOSFETs in series.

ΣΤΙΣ ΣΤΑΘΕΡΕΣ ΚΑΤΑΣΤΑΣΕΙΣ ΔΕΝ ΚΑΤΑΝΑΛΩΝΕΤΑΙ ΕΝΕΡΓΕΙΑ...

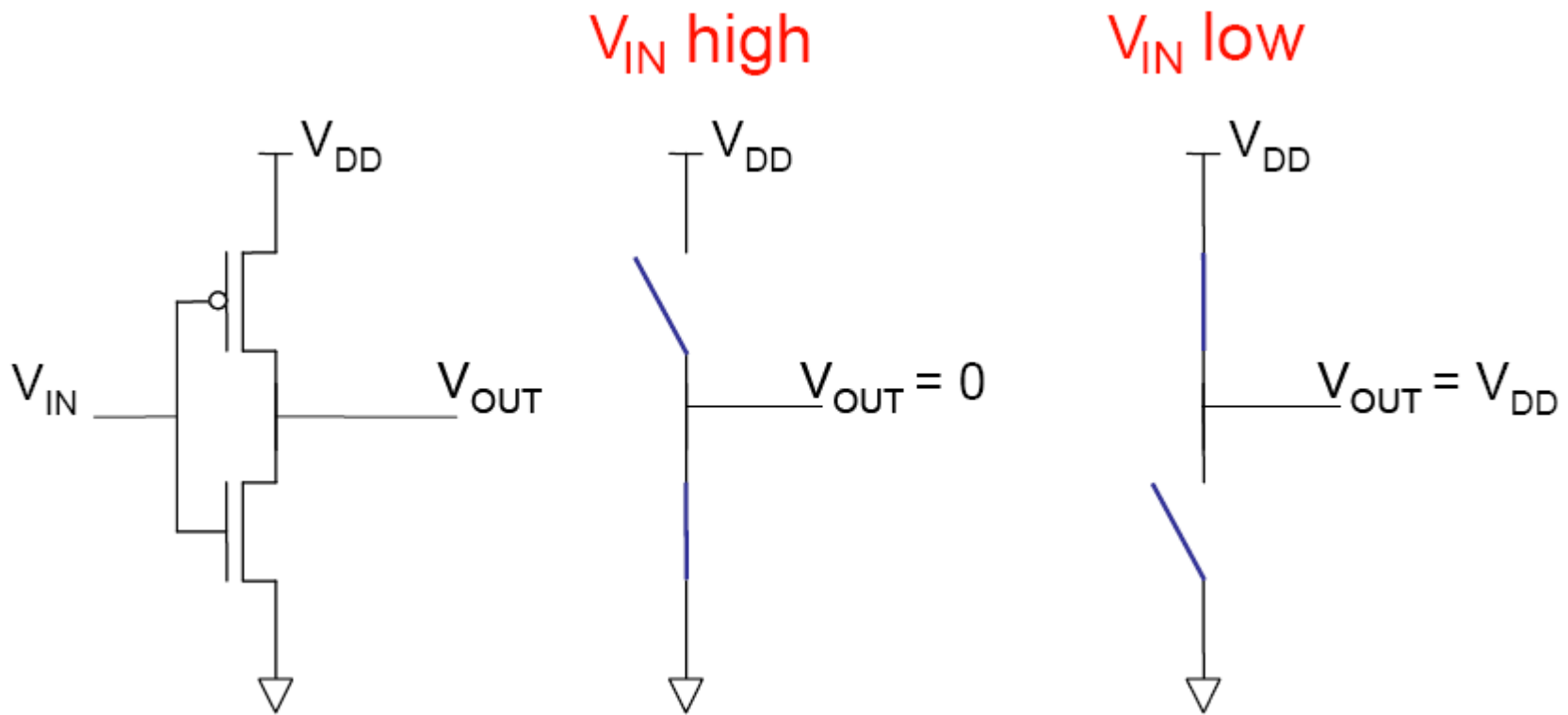


Fig. 7.2. The two steady state configurations of the inverter. No power is dissipated in either.

ΣΥΝΔΕΣΗ ΑΝΤΙΣΤΡΟΦΕΩΝ ΚΑΤΑ ΣΕΙΡΑ

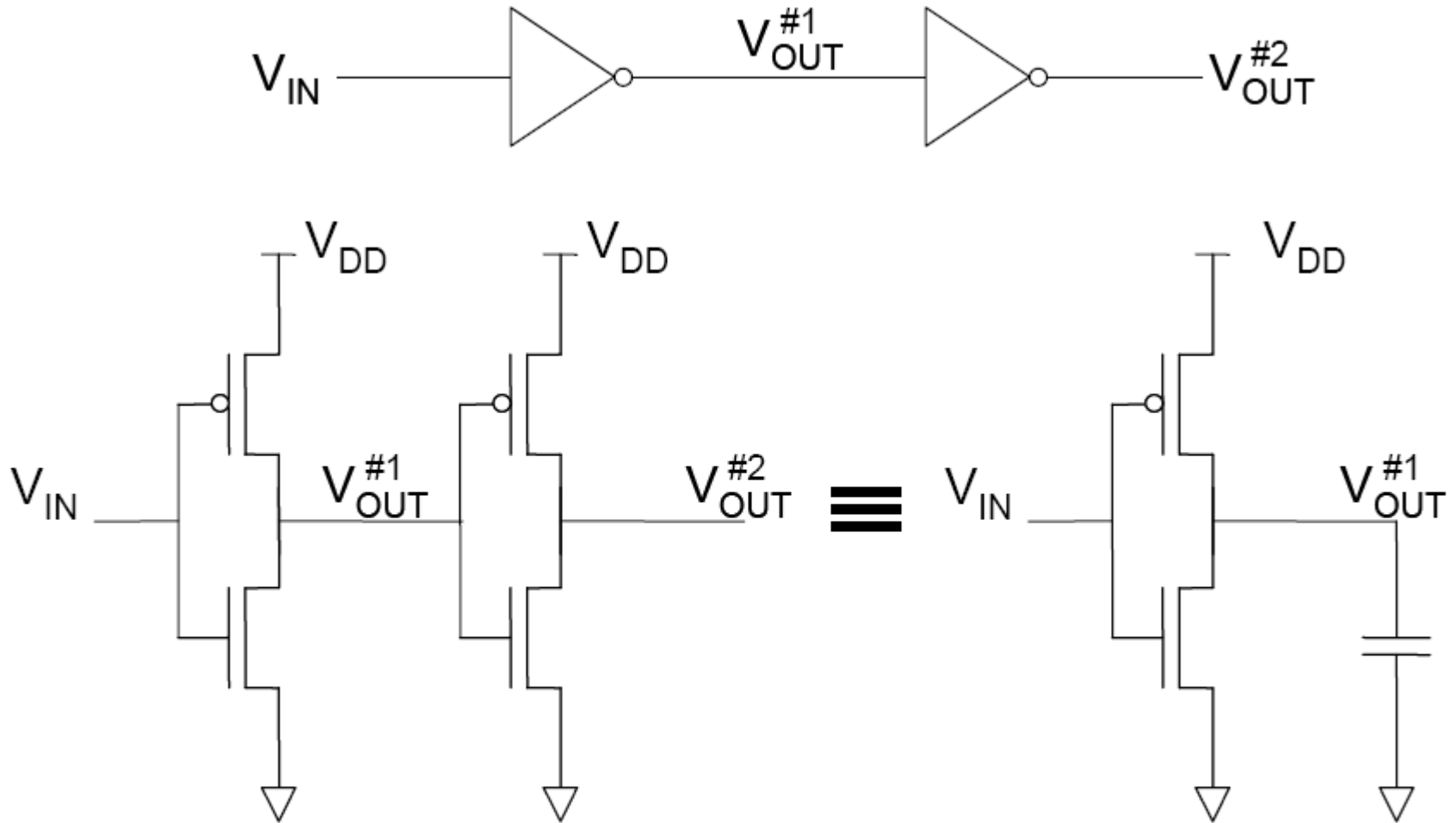


Fig. 7.3. Cascaded CMOS inverters. The first inverter drives the gate capacitors of the second inverter. To examine the switching dynamics of the first inverter, we model the second inverter by a capacitor.

ΟΜΩΣ ΚΑΤΑ ΤΗΝ ΜΕΤΑΒΟΛΗ ΤΩΝ ΚΑΤΑΣΤΑΣΕΩΝ ΚΑΤΑΝΑΛΩΝΕΤΑΙ ΕΝΕΡΓΕΙΑ

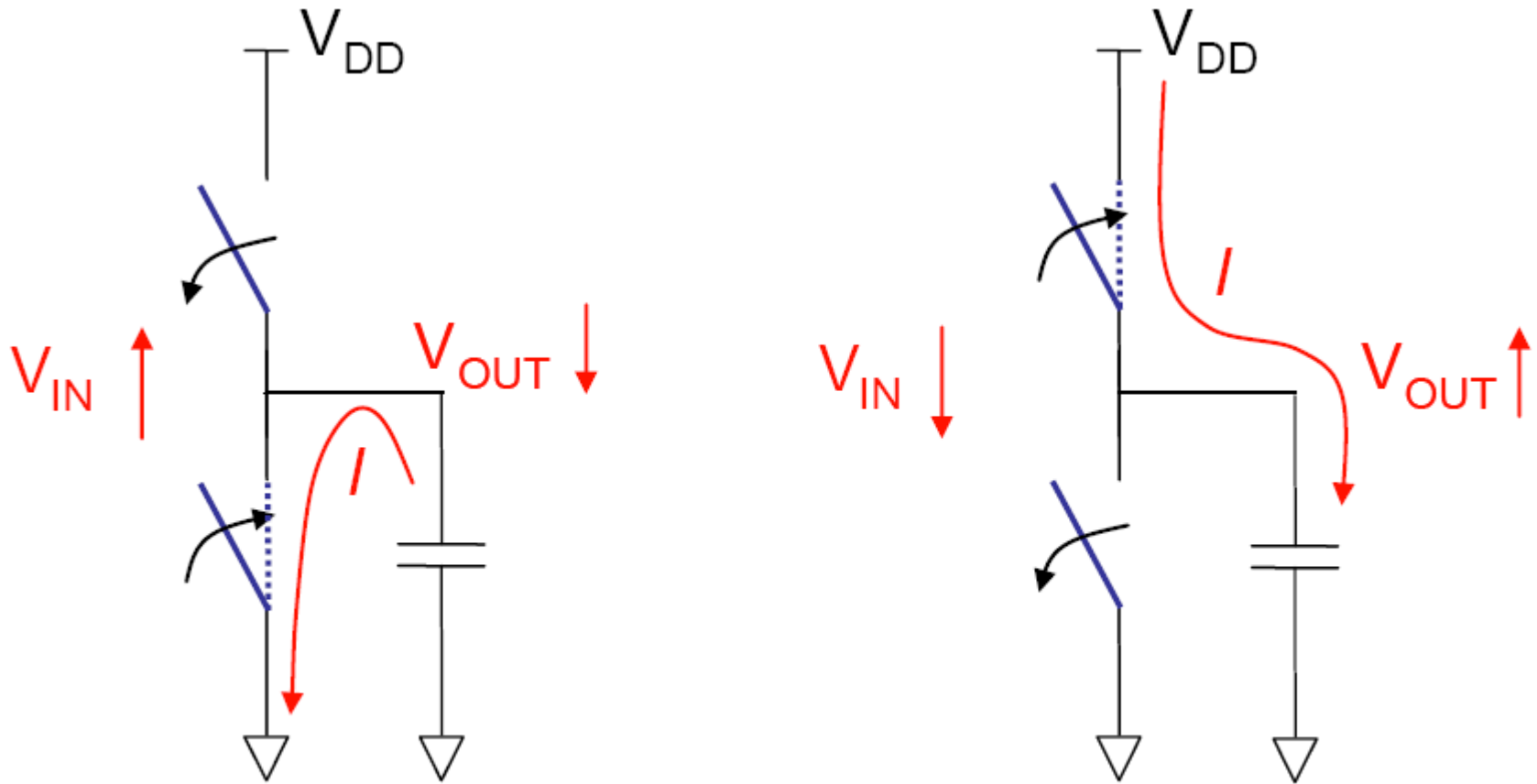


Fig. 7.4. Changes in the input voltage cause the output capacitor to charge or discharge dissipating power in the inverter.

ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ

$$W = \int_0^{\tau/2} dt (V_{DD} - V_{OUT}) I$$

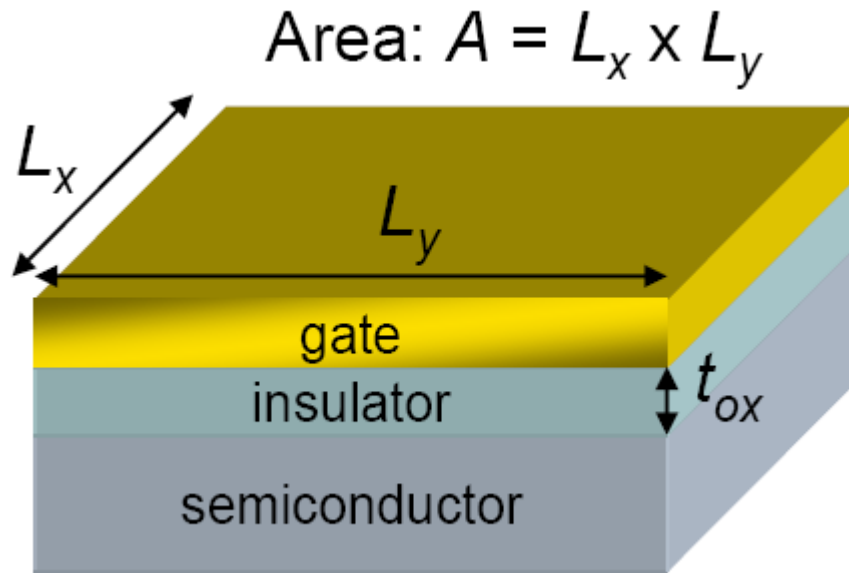
$$I = C \frac{dV_{OUT}}{dt},$$

$$W = C \int_0^{\tau/2} dt (V_{DD} - V_{OUT}) \frac{dV_{OUT}}{dt} = C \int_0^{V_{DD}} dV_{OUT} (V_{DD} - V_{OUT}) = \frac{1}{2} C V_{DD}^2$$

Ενέργεια ανά κύκλο = CV_{DD}^2

$$f_{max} = \frac{I}{CV_{DD}}$$

ΕΞΑΡΤΗΣΗ ΑΠΌ ΤΙΣ ΔΙΑΣΤΑΣΕΙΣ



ΕΠΟΜΕΝΩΣ

$$f_{\max} \propto \frac{1}{s}$$

Ενέργεια ανά κύκλο $\propto s$

ΟΜΩΣ

$$C(s) = \frac{\epsilon s^2 A}{s t_{ox}} = s C_0$$

Ενέργεια ανά μονάδα επιφάνειας $\propto \frac{1}{s}$

ΟΡΙΣΜΟΣ ΕΝΤΡΟΠΙΑΣ

Boltzmann – Gibbs

$$S = -k_B \sum_{i=1}^N p_i \ln p_i$$

Shannon

$$H = -\sum_{i=1}^N p_i \log_2 p_i$$

$$\begin{aligned} S &= k_B \ln 2 H \Rightarrow \Delta S = k_B \ln 2 \Delta H \\ \Rightarrow \frac{\Delta S}{\Delta H} &= k_B \ln 2 \Rightarrow \frac{\Delta Q}{\Delta H} = k_B T \ln 2 \end{aligned}$$

ΕΛΑΧΙΣΤΗ ΕΝΕΡΓΕΙΑ ΑΝΑ ΒΙΤ ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΑΣ

Shannon-von Neumann-Landauer (SNL) limit.

$$E_{min} = k_B T \ln(2) .$$

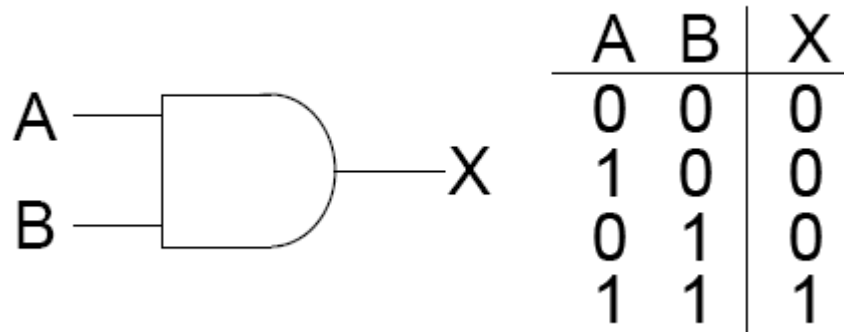
$$\Delta E \Delta t \geq \hbar$$

$$\tau_{min} = \frac{\hbar}{\Delta E} = \frac{\hbar}{k_B T \ln(2)} = 0.04 \text{ ps}$$

$$n_{max} = \frac{P_{max}}{E_{min} / \tau_{min}} = \frac{\hbar P_{max}}{E_{min}^2}$$

$$n_{max} \lesssim 10^{10} \text{ cm}^{-2},$$

ΚΑΤΑΝΑΛΩΣΗ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ ΑΠΌ ΠΥΛΗ AND

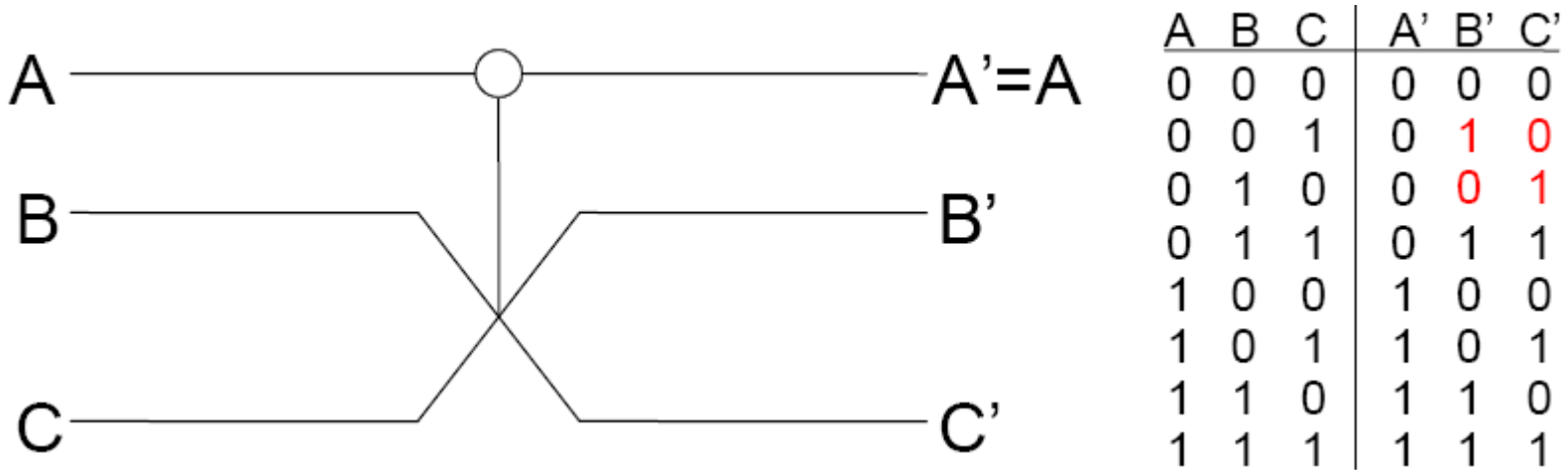


$$H_{in} = -\log_2 \frac{1}{4} = 2 \text{ bits}$$

$$H_{out} = -\frac{3}{4} \log_2 \frac{3}{4} - \frac{1}{4} \log_2 \frac{1}{4} \approx 0.811 \text{ bits}$$

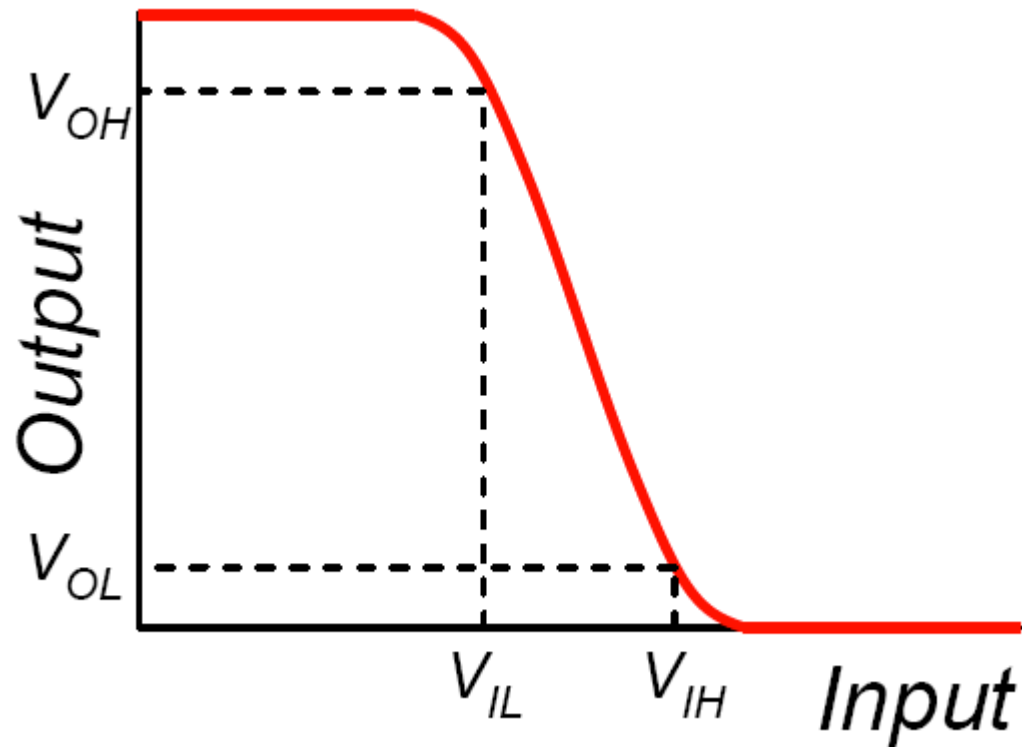
$$\Delta E = -k_B T \ln(2) \Delta H \approx 3.4 \times 10^{-21} \text{ J}$$

ΑΝΤΙΣΤΡΕΠΤΗ ΠΥΛΗ FREDKIN

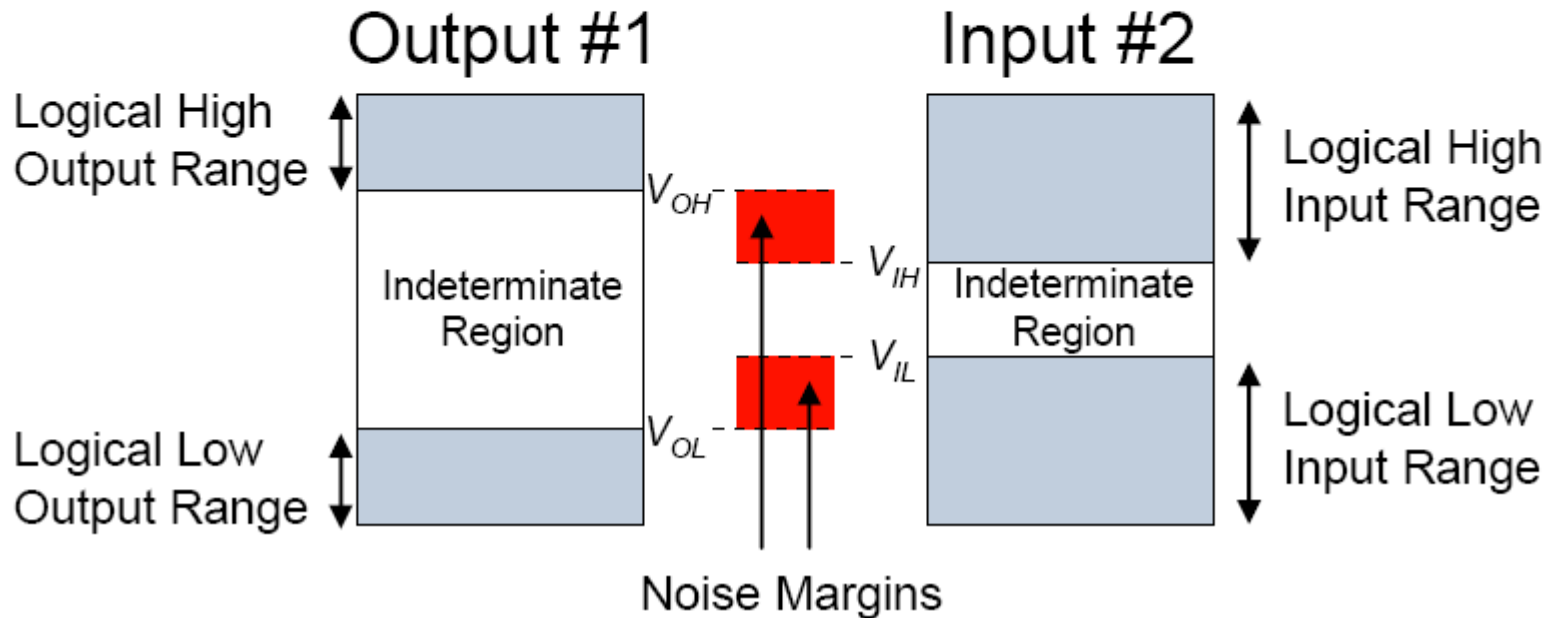
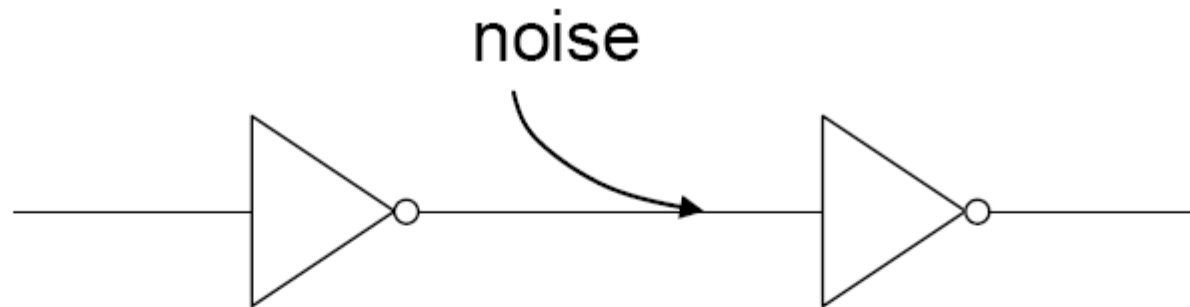


$$\Delta H = 0 \Rightarrow \Delta E = 0$$

ΟΜΩΣ ΓΙΑ ΝΑ ΥΠΑΡΧΕΙ ΑΝΟΧΗ ΣΤΟ
ΘΟΡΥΒΟ ΘΑ ΠΡΕΠΕΙ ΝΑ ΥΠΑΡΧΕΙ ΕΝΙΣΧΥΣΗ
ΑΡΑ ΚΑΤΑΝΑΛΩΣΗ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ



ΟΡΙΑ ΑΝΟΧΗΣ ΣΤΟ ΘΟΡΥΒΟ



ΕΛΑΧΙΣΤΟ ΟΡΙΟ ΡΕΥΜΑΤΟΣ ΣΕ FET TRANSISTOR

$$\Delta E_{ON-OFF} = \frac{1}{2} CV^2 = \frac{1}{2} QV$$

Επομένως

$$I_{OFF} = I_{ON} \exp\left[-\frac{1}{2} QV/kT\right]$$

Στην πράξη όμως...

$$I_{OFF} = I_{ON} \exp\left[-qV/kT\right]$$

Τεράστια διαφορά

$$Q \gg 10^3 q.$$

Στην πράξη το θεωρητικό όριο μπορεί να προσεγγισθεί μέσω ιοντικών καναλιών σε βιολογικά συστήματα...

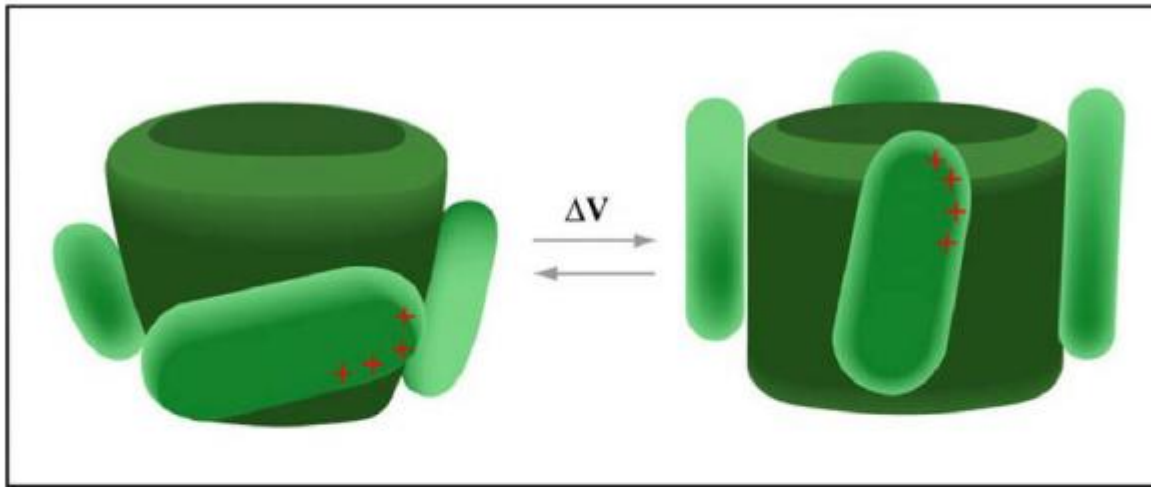


Figure by MIT OpenCourseWare.

Fig. 7.16. The voltage dependent K^+ ion channel has 4 charged paddles that rotate in an electric field, opening and closing a mechanical gate at the base of the channel. Reproduced from MacKinnon, *et al.*

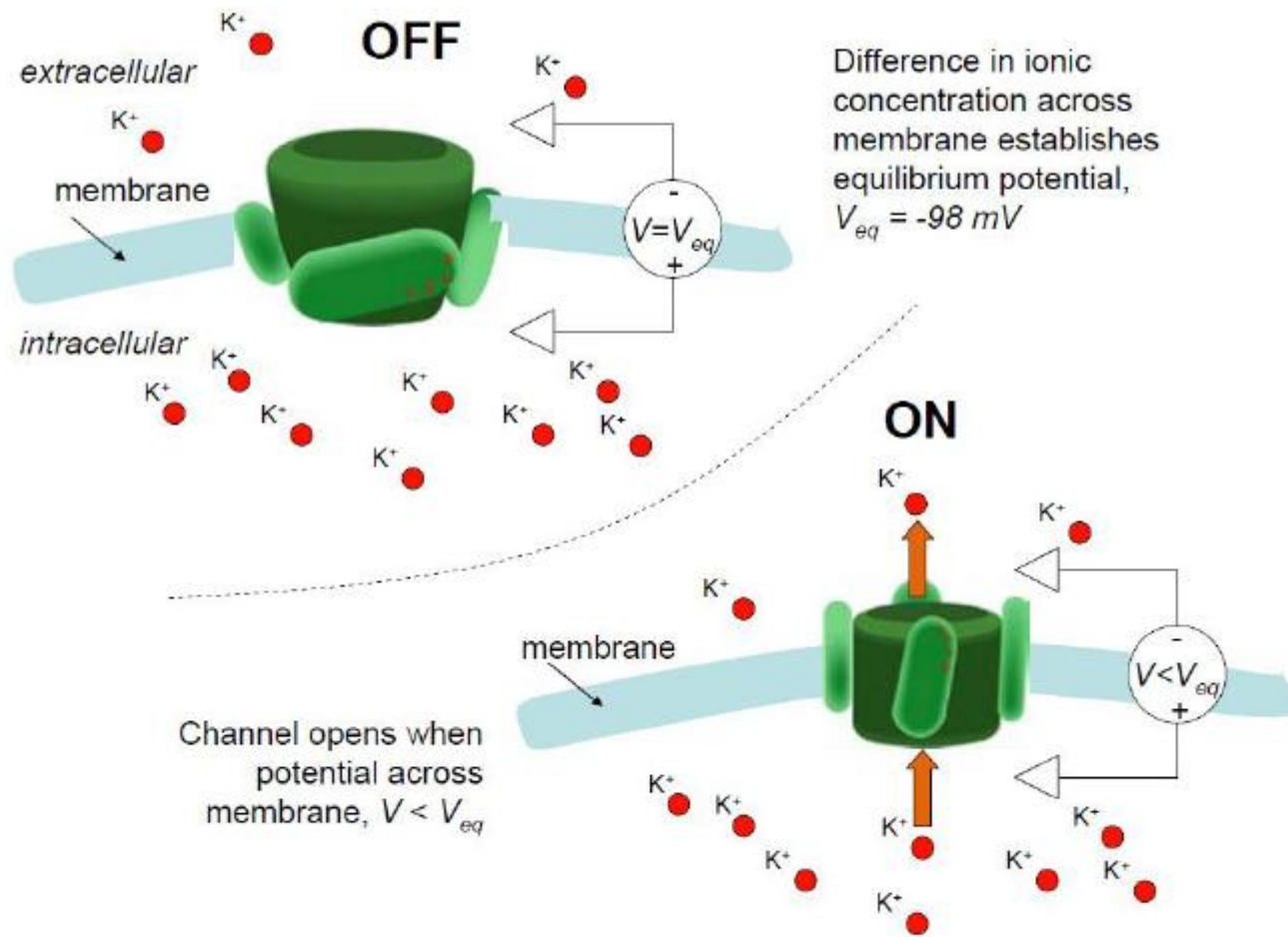


Fig. 7.17. Ion channels modulate the diffusion of ions through a membrane. The direction of ion current is determined by the concentration gradient. Typically, the ion channel preferentially passes ions of a particular size and charge. When it is open, the channel illustrated above selectively allows K^+ ions to diffuse.

ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ

Λόγος ανοικτών προς κλειστά κανάλια

$$\frac{N^*}{N} = \exp \left[-\frac{U_{open} - U_{closed}}{kT} \right]$$

$$U_{open} = U_{closed} - Zq\Delta V .$$

$$I \propto N^* \quad I \propto \frac{N^*}{N + N^*} \approx \frac{N^*}{N} = \exp \left[\frac{Zq\Delta V}{kT} \right]$$

$$\frac{\Delta V}{\log_{10} I} = \frac{kT}{Ze \log_{10} e} \approx \frac{60}{Z} \text{ mV/decade} .$$

ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΕΣ ΕΞΕΛΙΞΕΙΣ ΣΤΗΝ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΗ

1. Reversible computing

The absence of power dissipation makes this a big prize, but concerns remain as to its noise immunity and fundamental practicality.

2. New information tokens

Transistors today use electrons to carry information. Instead, we might seek to use a different information token such as the spin of an electron or position in a mechanical switch. A change in information token could revolutionize electronics. But at present it is not clear what, for example, a spin-in spin-out transistor might look like, nor do we have a clear idea of the potential benefits of spin-based technology. For example, could it escape the Shannon-Von Neumann- Landauer limit?

ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΕΣ ΕΞΕΛΙΞΕΙΣ ΣΤΗΝ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΗ (2)

3. Integration

More transistors per chip have traditionally meant more computing power. If we can't make transistors any smaller, perhaps we could shift to three dimensional circuits? A transition from two to three dimensional circuits could massively increase integration densities. But apart from the difficulty of fabricating such structures, we must also figure out how to cool them.

ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΕΣ ΕΞΕΛΙΞΕΙΣ ΣΤΗΝ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΗ (3)

4. Architecture

The computing power of the brain clearly demonstrates the virtue of different approaches to certain problems such as pattern recognition. But it is not clear that our current model of electronics is suited to say, a shift to a neural network type architecture.

Whatever happens the stakes are high. As we approach the limits of CMOS, slow technological progress may reduce the need to update computers every few years. But the economic model of the electronics industry has come to rely on rapid technological change. Consequently, the rewards may be especially great for the next revolution in electronics technology.

ΚΑΛΟ ΕΑΡΙΝΟ ΕΞΑΜΗΝΟ....

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- Marc Baldo, “Introduction to Nanoelectronics”, MIT Open Course Ware Publication, May 2011 (<http://ocw.mit.edu/courses/electrical-engineering-and-computer-science/6-701-introduction-to-nanoelectronics-spring-2010/>)
- “Fundamentals of Nanoelectronics”, G. Hanson, μετάφραση Α.Καναπίτσας, Χ.Τσώνος, εκδόσεις Τζιόλα, 2008.