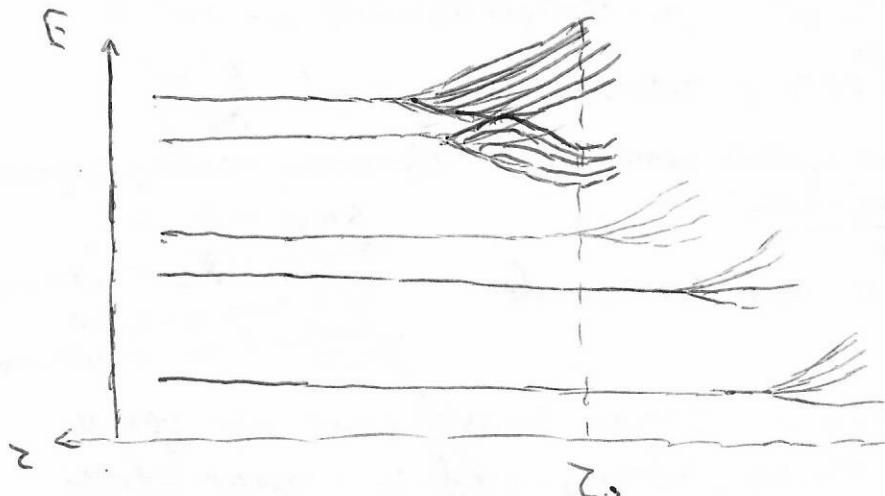


Різниця

## Основи квантової електроніки



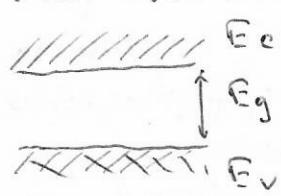
Для іншої моделью  
ану залежість диспергії  
матрична але  
важливіших іонів

$$E_k = -\frac{m_0 e^2 \epsilon^2}{32 \pi^2 \hbar^2} \frac{1}{k^2}$$

однак іншіх атомів.

При збільшенні атомів, енергетичні зваження перериваються, з'являється вакансія, якій можна віднести зону (не в останнє черг, що заголовок прикладу. Пагані)  
Різниця енергії рівнів в зоні  $\sim (10^{-22} \div 10^{-21}) \text{ eV} \ll kT$

Дж. н/м:



$E_g = f(\tau)$  - до зен. відстань між ступенем

$$E_g(\tau) = E_g(0) - \frac{\alpha \tau^2}{\beta + \tau} \quad \text{при } \tau \gg \beta$$

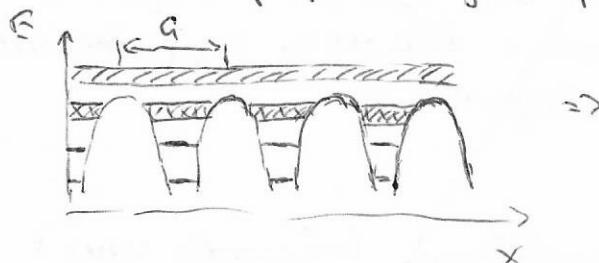
$$E_g = 1.1 \text{ eV (Si)}$$

$$0.87 \text{ (Ge)}$$

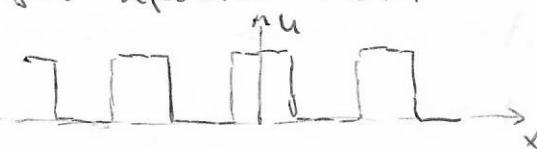
$$1.43 \text{ (GaAs)}$$

$$\sim \tau \approx 300 \text{ K}$$

Кристал має трансісійну симетрію, т.е. трансісії  $\vec{T}: n_{\vec{a}} \rightarrow n_{\vec{a}} + \vec{n}_3 \vec{a}_3$   
Однорідна нерівнотна модель кристалу - модель нерівнотної



модель Кроніга-Пенне

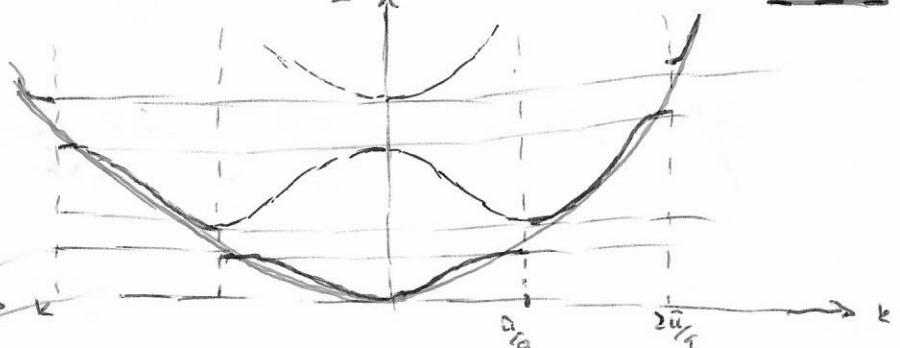
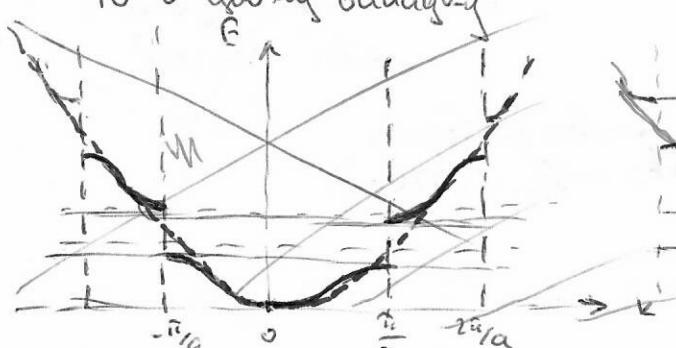


Задача з т. блоха розглядається у вигляді  $\Psi = U(x) \exp(ikx)$   
де  $U(x)$  - нерівнотна  $\vec{P}$ -функція нерівнотної потенціальної

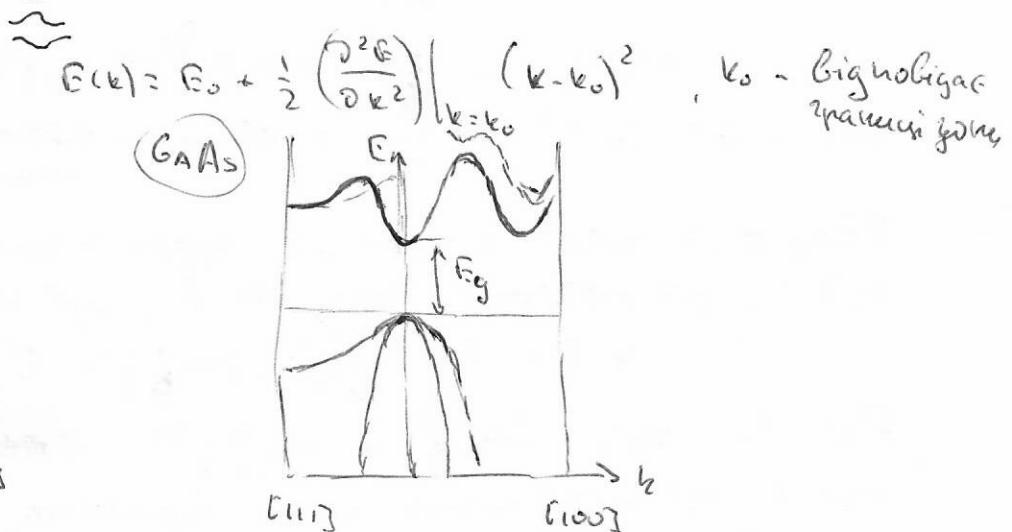
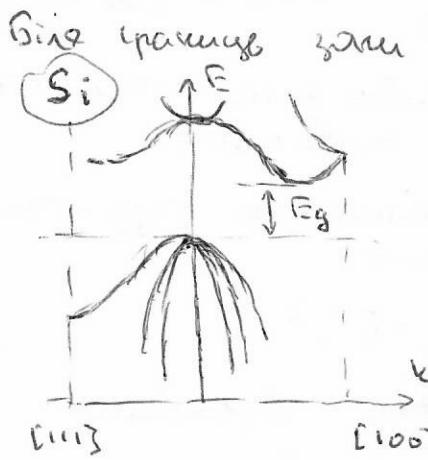
$$k_x = P/\hbar - \text{хвильовий вектор}$$

модель нерівнотної потенціальної

Функція  $\Psi$  може бути зазирдана (пот. енергія вспіріння  $\tau B \cdot T_{\text{інд}} = 0$ , коли  
на електроні - стрібок, тобто пот. енергія розкидана з кристалом)  $E(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0}$ .



Нерівна зона інерції  $\left[-\frac{\pi}{a}; +\frac{\pi}{a}\right]$ , грає  $\left[-\frac{\pi}{a}; \frac{2\pi}{a}\right] + \left[-\frac{\pi}{a}; -\frac{2\pi}{a}\right]$   
 К використовується неоднорідність ( $k \sim k_0 + \frac{2\pi}{a}n$ )  $\Rightarrow$  приведена  
 зона брикета



При русі в однорідному полі  $\frac{dE}{dt} = \vec{F} \cdot \vec{V}_{sp}$   
 де  $V_{sp}$  - швидкість частинки, яка використовується для обчислення хвильової дії.

$$\vec{V}_{sp} = \vec{D}_k \vec{w} = \vec{D}_k \left( \frac{\vec{E}}{h} \right)$$

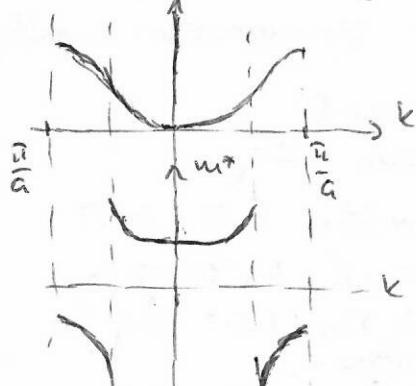
Оскільки рух частиною в кристалі, то на ній діє діяльність супровідних сил, що мають інші характеристики. Але оскільки примусений, то це здатність супроводжувати, то

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{V}_{sp}}{dt} &= \frac{d(\vec{D}_k \frac{\vec{E}}{h})}{dt} = \frac{1}{h} \vec{D}_k \left( \frac{d\vec{E}}{dt} \right) = \frac{1}{h} \vec{D}_k (\vec{F} \cdot \vec{V}_{sp}) = \\ &= \frac{1}{h^2} \vec{D}_k (\vec{F} \cdot \vec{D}_k \vec{E}) = \frac{1}{h^2} \sum_i \vec{e}_i \sum_j F_j \frac{\partial^2 E}{\partial k_j \partial k_i} = \vec{a} - \text{б-р умисло-} \\ &\text{леско} \end{aligned}$$

тоді  $a_i = \sum_j F_j \frac{\partial^2 E}{\partial k_j \partial k_i} \frac{1}{h^2}$ , тоді тензор

$$m_{ij} = \frac{h^2}{\frac{\partial^2 E}{\partial k_j \partial k_i}}$$

- маса розподілена маса, т.зв. тензор електричної маси



Для Si можна знайти приведені

$$E(k) = E(k_0) + \frac{t_1^2}{2m_1^*} [(k_1 - k_{01})^2 + (k_2 - k_{02})^2] + \frac{t_2^2}{2m_3^*} (k_3 - k_{03})^2$$

$$m_1^* = m_2^* = m_1^* = 0.19 m_0 ; m_3^* = m_{11}^* = 0.92 m_0$$

Густота станин - к-ті станин в однорідному інверсії енергії є сумою однокомпонентної

$$N(E) = \left( \frac{4\pi}{h^3} \right) (2m^*)^{3/2} (E - E(k_0))^{1/2} \uparrow N(E)$$

$$4\pi \left( \frac{2}{h^2} \right)^{3/2} (m^*)^{3/2} (E - E_0)^{1/2} \rightarrow E$$

Si (Братуешься синтаксисом и не сокращаешь звуки)

$$N(E) = 4\pi \left(\frac{2}{\hbar^2}\right)^{3/2} (m_1^{*2} \cdot m_3^{*2})^{1/2} (E - E_c)^{1/2} \cdot G$$

$$N(E) = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{2}{\rho^2}\right)^{3/2} (m_n^*)^{3/2} (E - E_C)^{1/2}$$

$$m_n^* \approx G^{2/3} \cdot (m_1^{*2} \cdot m_3^2)^{1/3} = 1.08 \text{ m}_0 - \text{еквивалентная масса нейтрона в ядре}$$

Важність такого концепційного підходу - засновок, які розглядаються в діяльності, методичні, погано застосовані

$$N(E) = 4\pi \left(\frac{2}{h^2}\right)^{3/2} \left(m_e\right)^{3/2} (E_v - E)^{1/2}$$

$$D_{10} \quad \text{Si} \quad m_p^* = \left( m_{p,0}^{* \frac{3}{2}} + m_{p,\infty}^{* \frac{3}{2}} \right)^{\frac{1}{2/3}} = 0.58 m_0 - 6 \text{ parabolico,}$$

Інвесторам, інвесторам і фінансам

$$f_0(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E-E_F}{k_B T}\right) + 1}$$

Дж. Власов в/р (вебирогенетик)

$$n_i = p_i = (N_c \cdot N_v)^{1/2} \exp \left( - \frac{E_i}{2T} \right)$$

$$N_e = 2 \left( \frac{2\pi m_n^* k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \quad N_v = 2 \left( \frac{2\pi m_p^* k_B T}{h^2} \right)^{3/2}$$

$$\text{wtr } n := \int_{\mathbb{R}^d} N(E) \cdot g(E) dE$$

- електрическим

$$\text{Bogus law} \quad n = N_c \exp \left[ -\frac{E_C - E_F}{k_B T} \right] ; \rho = N_v \exp \left( -\frac{E_F - E_V}{k_B T} \right)$$

$$\text{a OTree gno Branch} \quad E_F = \frac{E_C + E_V}{2} + \frac{3}{4} k_B T \ln \left( \frac{m_p^*}{m_n^*} \right)$$

Для симметрических и/или верных архитектурных зданий симметрическими являются и пропорции в их композиции.

В непривычном месте было много птиц - попугаев.

Денди сидя в машине (нашли F.П., М.П.,  
запасистки Т-М, инженеражи), то руки мои были  
заняты употреблением, сопровождавшего Big Xunite the Big fo

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{non}} + \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{gi}} \quad \begin{matrix} \text{Vibrational} \\ \text{P-vib} \end{matrix} \quad \text{Isotopic}$$

## новый год

$$\left(\frac{\partial \vec{f}}{\partial t}\right)_{\text{kin}} = - (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}_x \vec{f}) - \frac{1}{m} (\vec{F} \cdot \vec{\nabla}_x \vec{f})$$

interpretation

небезпеки з упідозарю  
розсієння енергії

Керігед жонна заменаси  $\left(\frac{\partial \psi}{\partial t}\right)_{\text{ст}} = \frac{\psi - \psi_0}{T_0}$

$T_0$ -тас релаксация. Стандартты

$$T_0 = \frac{4}{3\pi k} \int_0^{\infty} T \cdot \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \cdot \left(\frac{E}{kT}\right)^{3/2} \cdot d\left(\frac{E}{kT}\right),$$

т. о. 99% релаксации (наблаганыи зи индекскити тоңыз  $B$  ғ.п.)

$$\mu_n = \frac{e \cdot T_0}{m_n^*} \quad ; \quad \mu_p = \frac{e \cdot T_0}{m_p^*}$$

$$\Gamma = e(\mu_n + \rho \mu_p) \quad ; \quad \vec{j} = (\mu_n - \mu_p) \vec{E} = \Gamma \vec{E}$$

Позитив, а т.к. и релаксация, заңдаулашып т.-ра, ушкындау  
99% релаксациянын заменаси

$$\mu = (\approx \mu_i^{-1})^{-1}$$

Ангаршти комбинация  $\mu \sim T^{-3/2}$

ионизован газдармен  $\mu \sim T^{3/2}$  (напоминение Висеке т.-рек)

Нейтрални газдармен  $\mu \sim \frac{1}{N_{\text{атом}}}$

Генерация  $\mu \sim T^{-1/2}/N_{\text{ген}}$ .

Особи бети експерттарнан сунапта жеке б  
аудитория зинченко рэзюме

Меканикалық-математикалық методтардың мәндеріндең деңгээлік

$$\begin{array}{c} \text{I} \quad \text{II} \quad \text{III} \\ \vdots \quad \vdots \quad \vdots \\ \text{IV} \quad \text{V} \quad \text{VI} \end{array} \quad U = \begin{cases} 0, |x| \leq \frac{d}{2} \\ \infty, |x| > \frac{d}{2} \end{cases} \quad -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + U \Psi = E \Psi$$

$$\begin{array}{c} \xrightarrow{-\frac{d}{2} \quad 0 \quad \frac{d}{2} \quad x} \\ \text{I}, \text{III} \quad \Psi_I = 0; \quad \Psi_{\text{III}} = 0 \\ \text{II}: -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} = E \Psi \end{array}$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + k^2 \Psi = 0 \quad k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}$$

$$\Psi_{\text{II}} = C_1 \cos kx + C_2 \sin kx$$

$$\Psi_{\text{II}}(x = -\frac{d}{2}) = \Psi_{\text{II}}(x = \frac{d}{2}) \quad C_1 \cos \frac{dk}{2} - C_2 \sin \frac{dk}{2} = 0$$

$$\Psi_{\text{II}}(x = -\frac{d}{2}) = \Psi_{\text{II}}(x = \frac{d}{2}) \quad C_1 \cos \frac{dk}{2} + C_2 \sin \frac{dk}{2} = 0$$

$$\text{a)} C_1 \neq 0, C_2 \neq 0 \quad \cos \frac{dk}{2} = 0 \quad \frac{dk}{2} = \frac{n\pi}{2} \quad n = 1, 3, 5, \dots$$

$$k = \frac{n\pi}{d} \quad ; \quad \frac{2mE}{\hbar^2} = \frac{n^2 \cdot \pi^2}{d^2} \quad E = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2md^2}$$

$$\delta) C_1=0, C_2 \neq 0 \quad \sin \frac{kd}{2} = 0 \quad \frac{kd}{2} = \frac{\pi}{2} - n, \quad n - \text{натур} (2, 4, 6)$$

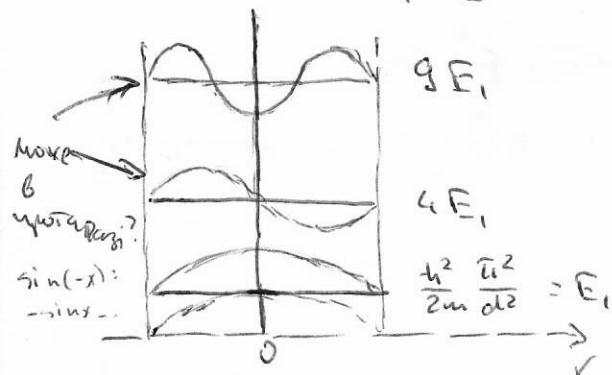
$$k = \frac{\pi(n)}{d}; \quad E = \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\pi^2}{d^2} n^2$$

$$\Psi(x) = \begin{cases} 0, & |x| > \frac{d}{2} \\ C_1 \cos\left(\frac{\pi x n}{d}\right), & n - \text{натур} \\ C_2 \sin\left(\frac{\pi x n}{d}\right), & n - \text{натур} \end{cases}$$

$$E_n = \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\pi^2}{d^2} n^2$$

чтобы нулевая

$$\int \Psi^* \Psi dx = 1 \Rightarrow C_1 = C_2 = \sqrt{\frac{2}{d}}$$



$$n = \frac{kd}{\pi} = \frac{2\pi \cdot d}{\pi \cdot \Delta E_p} = \frac{d}{\Delta E_p / 2} \Rightarrow n =$$

$$k = \frac{2\pi}{\Delta E_p} =$$

$$\Delta E_n = E_{n+1} - E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m d^2} (2n+1)$$

$$eV - n : m \sim 10^{-30} \text{ кг}, \quad d \sim 10^{-8} \text{ м} \Rightarrow \Delta E \sim 1 \text{ eV} \leftarrow \text{не так!}$$

$$\text{масса } m \sim 10^{-27} \text{ кг}, \quad d \sim 10^{-9} \text{ м} \Rightarrow \Delta E \sim 10^{-20} \text{ eV}$$

Симметрия потенциала и симметрия волн

$$u(x) = \begin{cases} u_1, & x < -0.5d \\ 0, & |x| \leq 0.5d \\ u_2, & x > 0.5d \end{cases}$$

Различие между, когда  $E < u_2$

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

$$I: -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \Psi}{dx^2} + (u_1 - E) \Psi = 0 \quad (u_1 - E) > 0 \quad \frac{2m(u_1 - E)}{\hbar^2} = \beta_1^2 > 0$$

$$\frac{d^2 \Psi}{dx^2} = \beta_1^2 \Psi = 0 \quad \Psi_I(x) = A_1 \exp(-\beta_1 x) + B_1 \exp(+\beta_1 x)$$

$$II: -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \Psi}{dx^2} - E \Psi = 0 \quad k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2} > 0$$

$$\frac{d^2 \Psi}{dx^2} + k^2 \Psi = 0 \quad \Psi_{II}(x) = A_2 \exp(-ikx) + B_2 \exp(+ikx)$$

$$III: \frac{d^2 \Psi}{dx^2} - \beta_2^2 \Psi = 0, \quad \beta_2^2 = \frac{2m(u_2 - E)}{\hbar^2} > 0; \quad \Psi_{III} = A_3 e^{-\beta_2 x} + B_3 e^{\beta_2 x}$$

$$\text{если } \beta_2 = 0, \quad A_3 = 0$$

$$\text{если } u_2 < E \quad (1) \quad B_1 \exp(-ik \frac{d}{2}) = A_2 \exp(ik \frac{d}{2}) + B_2 \exp(-ik \frac{d}{2})$$

$$(2) \quad B_1 \beta_1 \exp(-ik \frac{d}{2}) = -ik A_2 \exp(ik \frac{d}{2}) + ik B_2 \exp(-ik \frac{d}{2})$$

$$(3) \quad A_3 \exp(-\beta_2 \frac{d}{2}) = A_2 \exp(-ik \frac{d}{2}) + B_2 \exp(ik \frac{d}{2})$$

$$(4) \quad -\beta_2 A_3 \exp(-\beta_2 \frac{d}{2}) = -ik A_2 \exp(-ik \frac{d}{2}) + ik B_2 \exp(ik \frac{d}{2})$$

$$(1) \rightarrow (2) \quad \beta_1 A_2 \exp(i\kappa \frac{d}{2}) + \beta_1 B_2 \exp(-i\kappa \frac{d}{2}) = i\kappa A_2 \exp(+i\kappa \frac{d}{2}) + \\ + i\kappa B_2 \exp(-i\kappa \frac{d}{2}) \quad (\beta_1 + i\kappa) = B_2 \exp(-i\kappa \frac{d}{2}) [i\kappa - \beta_1] \\ A_2 = B_2 \cdot \exp(-i\kappa d) \quad \frac{i\kappa - \beta_1}{i\kappa + \beta_1}$$

$$(3) \rightarrow (4) \quad -\beta_2 A_2 \exp(-i\kappa \frac{d}{2}) - \beta_2 B_2 \exp(i\kappa \frac{d}{2}) = -i\kappa A_2 \exp(-i\kappa \frac{d}{2}) + i\kappa B_2 e^{i\kappa \frac{d}{2}} \\ A_2 \exp(-i\kappa \frac{d}{2}) [i\kappa - \beta_2] = B_2 \exp(i\kappa \frac{d}{2}) [i\kappa + \beta_2] \\ A_2 = B_2 \exp(i\kappa d) \quad \frac{i\kappa + \beta_2}{i\kappa - \beta_2}$$

$$\exp(-i\kappa d) \quad \frac{i\kappa - \beta_1}{i\kappa + \beta_1} = \exp(i\kappa d) \quad \frac{i\kappa + \beta_2}{i\kappa - \beta_2}$$

$$\exp(-i\kappa d) \cdot \{(\beta_1 \beta_2 - \kappa^2) - i\kappa(\beta_1 + \beta_2)\} = \exp(i\kappa d) \cdot \{(\beta_1 \beta_2 - \kappa^2) + i\kappa(\beta_1 + \beta_2)\}$$

$$(\beta_1 \beta_2 - \kappa^2) \{ \exp(-i\kappa d) - \exp(i\kappa d) \} = i\kappa(\beta_1 + \beta_2) \cdot \{ \exp(i\kappa d) + e^{-i\kappa d} \}$$

$$\frac{\kappa^2 - \beta_1 \beta_2}{\kappa(\beta_1 + \beta_2)} = \operatorname{ctg}(kd), \quad \text{- півнече та власні значення}$$

підбачення  $\kappa d = n\pi - [\arcsin\left(\frac{t_1 \kappa}{\sqrt{2mU_1}}\right) + \arcsin\left(\frac{t_2 \kappa}{\sqrt{2mU_2}}\right)]$

$n=1, 2, 3 \dots$  та  $\arcsin$  та  $\arcsin$  більше  $\pi/2$

Задачка  $\kappa = \pi$  півнів  $B$  та ~~так~~

$$n_{\max} = \frac{d}{\pi t_1} \mod \left\{ \frac{1}{\pi t_1} \left[ \frac{d}{t_1} \sqrt{2mU_2} + \arcsin\left(\frac{U_2}{U_1}\right) \right] \right\} + 0.5$$

+ 0.5?

тоді  $n_{\max} \leq \frac{d}{\pi t_1} \sqrt{2mU_2} < \pi$  та не більше  $n_{\max}$

задовільно півнів.

Іди  $U_2 \neq U_1$ , забудьмо залежності частинки маси з прискоренням  $\frac{d}{t_1} \sqrt{2mU_2}$ , то в та не буде задовільних (блізьких півнів)

Іди  $t_1 = t_2$  симетрично, тоді  $U_1 = U_2 = U_0$  (також симетрично)

$$n_{\max} = \frac{d}{\pi t_1} \mod \left\{ \frac{d}{\pi t_1} \sqrt{2mU_0} + 1 \right\} \quad E_n = \frac{t_1^2 \omega^2}{2m d^2} (n - \arctg \frac{U_0}{E_n} - 1)^2$$

тоді можна зробити півнів прислів'я  $E_n = \frac{t_1^2 \omega^2}{2m d^2} n^2$

$$\text{тако} \quad \frac{2mU_0 d^2}{\pi^2 t_1^2} > 1$$

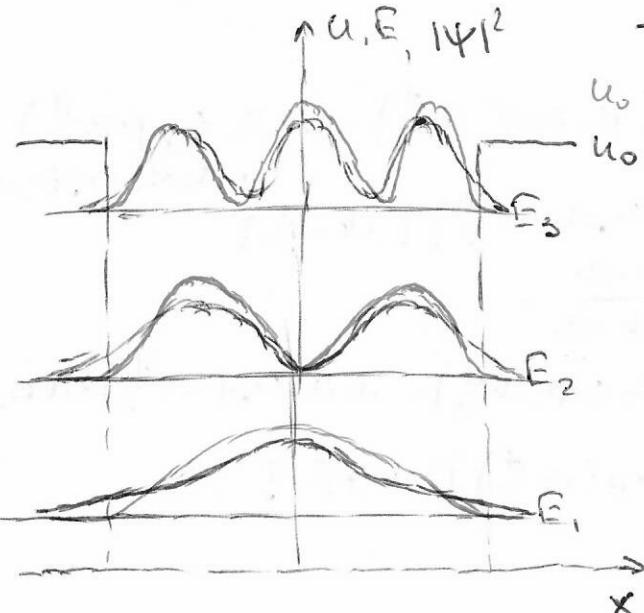
$$E_n = \frac{\pi^2 \omega^2}{2m d^2} n^2 \quad (n=1, 2, 3)$$

тако

$$\frac{2mU_0 d^2}{\pi^2 t_1^2} \ll 1$$

$$\text{тако півнів } E_n \approx \frac{m U_0^2 d^2}{2 t_1^2} +$$

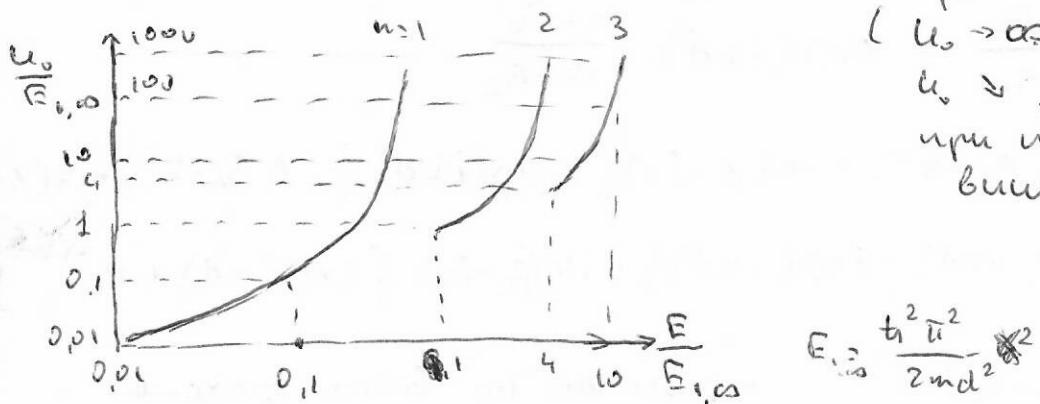
$\times B \cdot Q \cdot S$  та  $E_n$  високий  $t_1$



-12-

наглядно  
(кога i бъзан трохи засегнати, то  
зар енергии има, а отсътствие на  $k_x$  в  
аргумента на  $\psi(x)$  бройките са  
също и също също също)

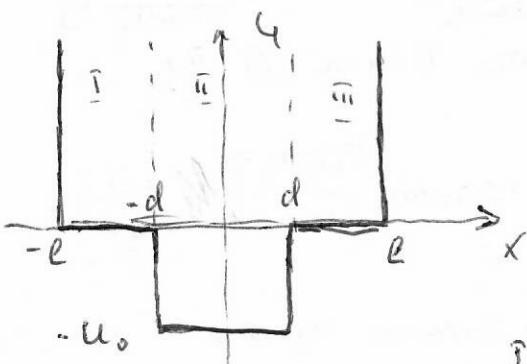
да i  $\psi(x)$  не съдържа също  
написана за всички броя  $n$ ,  
за здравината на всички броя.  
пълна здравина к-та бъзан  
(адо, но тъкмо също)



две  $d = \text{const}$

то при  $U_0 \rightarrow E_n$  засегнато  
( $U_0 \rightarrow 0$ )  $E_n \rightarrow E_{n,00}$   
 $U_0 \rightarrow E_n \rightarrow E_{n-1,00}$ , а  
при нодовския промен  
бъзанът се засега

Гравитационни съществуващи почили



$$U = \begin{cases} -U_0, & |x| \leq d \\ 0, & d < |x| \leq l \\ \infty, & |x| > l \end{cases}$$

3 разредени  
съществуващи  
хвърби също  
са нодови,  
адо написано  
се i написано)

$$\text{I. } -\frac{\hbar^2}{2m_1} \frac{d^2 \Psi_1}{dx^2} = E \Psi_1$$

$$\Rightarrow E > 0 \quad \Psi_1 = A_1 \exp(i k_1 x) + B_1 \exp(-i k_1 x), \quad k_1 = \frac{\sqrt{2m_1 E}}{\hbar}$$

$$\text{II: } -\frac{\hbar^2}{2m_2} \frac{d^2 \Psi_2}{dx^2} - U_0 \Psi_2 = E \Psi_2$$

$$\Psi_2 = A_2 \exp(i k_2 x) + B_2 \exp(-i k_2 x)$$

$$k_2 = \frac{\sqrt{2m_2(E+U_0)}}{\hbar}$$

и, съществуващи  
във външната  
маса (най-често съществуващи)

$$\text{III: } \Psi_3 = A_3 \exp(i k_3 x) + B_3 \exp(-i k_3 x)$$

Гравитационни същества:  $\Psi_1(x=-l)=0$ ;  $\Psi_3(x=l)=0$

$$\Psi_1(x=-d) = \Psi_2(x=-d); \quad \Psi_2(x=d) = \Psi_3(x=d)$$

$$\frac{1}{m_1} \frac{d\Psi_1}{dx}(x=-d) = \frac{1}{m_2} \frac{d\Psi_2}{dx}(x=-d); \quad \frac{1}{m_1} \frac{d\Psi_3}{dx}(x=d) = \frac{1}{m_2} \frac{d\Psi_2}{dx}(x=d)$$

Загалом умова з неоднією побудовою з використанням методу  
застосуємо, в зваженій формулі Бернагу  $j = \frac{i\hbar}{2m} \left[ \Psi \left( \frac{d\Psi^*}{dx} \right) - \Psi^* \left( \frac{d\Psi}{dx} \right) \right]$   
і тому зробимо умову  $\frac{1}{m_i}$

$$\begin{cases} A_I \exp(-ik_1 l) + B_I \exp(+ik_1 l) = 0 \\ A_I \exp(-ik_1 d) + B_I \exp(+ik_1 d) = A_{II} \exp(-ik_2 d) + B_{II} \exp(i k_2 d) \\ \frac{1}{m_1} ik_1 (A_I e^{-ik_1 d} - B_I e^{ik_1 d}) = \frac{1}{m_2} ik_2 (A_{II} e^{-ik_2 d} - B_{II} e^{ik_2 d}) \end{cases}$$

$$\begin{cases} A_I = -B_I \exp(2ik_1 l) \\ B_I e^{ik_1 d} \left[ 1 + \frac{A_I}{B_I} e^{-ik_1 2d} \right] = e^{-ik_2 d} (A_{II} + B_{II} e^{2ik_2 d}) \\ \frac{k_1}{m_1} B_I e^{ik_1 d} \left[ \frac{A_I}{B_I} e^{-2ik_1 d} - 1 \right] = \frac{k_2}{m_2} e^{-ik_2 d} (A_{II} - B_{II} e^{2ik_2 d}) \\ A_{II} = -B_{II} e^{2ik_2 d} + B_I e^{id(k_1+k_2)} (1 - e^{2i k_1 (l-d)}) \\ A_{II} = B_{II} e^{2ik_2 d} + \frac{k_1}{k_2} \frac{m_2}{m_1} B_I e^{id(k_1+k_2)} \left[ -1 - e^{2i k_1 (l-d)} \right] \\ 2B_{II} = B_I e^{id(k_1+k_2)} e^{-2ik_2 d} \left\{ 1 - e^{2i k_1 (l-d)} + \frac{k_1 m_2}{k_2 m_1} [1 + e^{2i k_1 (l-d)}] \right\} \end{cases}$$

$$\begin{cases} A_{III} e^{ik_1 l} + B_{III} e^{-ik_1 l} = 0 \\ A_{III} e^{ik_1 d} + B_{III} e^{-ik_1 d} = A_{II} e^{ik_2 d} + B_{II} e^{-ik_2 d} \\ \frac{1}{m_1} ik_1 (A_{III} e^{ik_1 d} - B_{III} e^{-ik_1 d}) = \frac{1}{m_2} ik_2 (A_{II} e^{ik_2 d} - B_{II} e^{-ik_2 d}) \\ B_{III} = -A_{III} e^{2ik_1 l} \\ A_{III} e^{ik_1 d} \left( 1 + \frac{B_{III}}{A_{III}} e^{-ik_1 2d} \right) = e^{ik_2 d} (A_{II} + B_{II} e^{-2ik_2 d}) \\ \frac{k_1}{m_1} A_{III} e^{ik_1 d} \left( 1 - \frac{B_{III}}{A_{III}} e^{-2ik_1 d} \right) = \frac{k_2}{m_2} e^{ik_2 d} (A_{II} - B_{II} e^{-2ik_2 d}) \\ A_{II} = -B_{II} e^{-2ik_2 d} + A_{III} e^{i(k_1-k_2)d} [1 - \exp(2i k_1 (l-d))] \\ A_{II} = B_{II} e^{-2ik_2 d} + A_{III} \frac{k_1 m_2}{k_2 m_1} e^{i(k_1-k_2)d} \cdot \left\{ 1 + e^{2i k_1 (l-d)} \right\} \\ 2B_{II} = A_{III} e^{i(k_1-k_2)d} e^{2ik_2 d} \left\{ 1 - e^{2i k_1 (l-d)} - \frac{k_1 m_2}{k_2 m_1} [1 + e^{2i k_1 (l-d)}] \right\} \end{cases}$$

Для того, чтобы хол. ф. & была гармонич., необходимо что  $A_{II} = B_I$   
и не гармонич.  $A_{III} = -B_I$

$$\text{таким } A_{II} = B_I$$

$$e^{id(k_1 - k_2)} \left\{ 1 - e^{2ik_1(l-d)} + \frac{k_1 m_2}{k_2 m_1} [1 + e^{2ik_1(l-d)}] \right\} = \\ = e^{id(k_1 + k_2)} \left\{ 1 - e^{2ik_1(l-d)} - \frac{k_1 m_2}{k_2 m_1} [1 + e^{2ik_1(l-d)}] \right\}$$

$$[e^{2ik_1(l-d)} - 1] [e^{idk_2} - e^{-idk_2}] = - \frac{k_1 m_2}{k_2 m_1} [e^{2ik_1(l-d)} + 1] \cdot [e^{idk_2} + e^{-idk_2}]$$

$$\frac{e^{2ik_1(l-d)} - e^{ik_1(l-d)}}{e^{ik_1(l-d)} + e^{ik_1(l-d)}} = - \frac{k_1 m_2}{k_2 m_1} \frac{e^{ik_2 d} + e^{-ik_2 d}}{e^{ik_2 d} - e^{-ik_2 d}}$$

$$i \cdot \operatorname{tg}[k_1(l-d)] = - \frac{k_1 m_2}{k_2 m_1} \frac{1}{i} \operatorname{ctg}(k_2 d)$$

$$\operatorname{tg}[k_1(l-d)] = \frac{k_1 m_2}{k_2 m_1} \cdot \operatorname{ctg}(k_2 d),$$

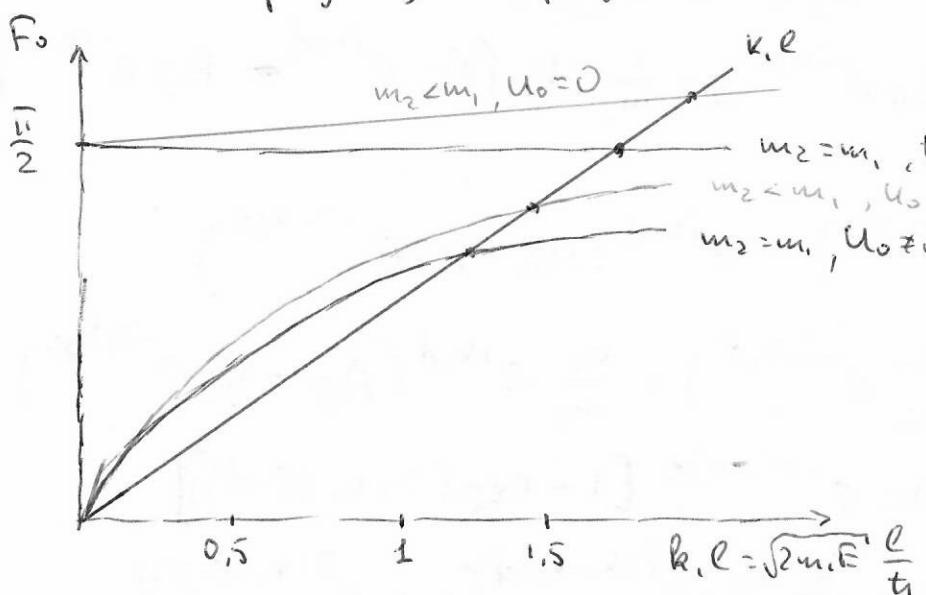
Аналогично этому, для не гармонич. разб. дзук. отмечаем

$$\operatorname{tg}(k_1(l-d)) = - \frac{k_1 m_2}{k_2 m_1} \operatorname{tg}(k_2 d).$$

Возьмем складки, где находимо где основные (норм.) складки

$$k_1 \cdot l = \frac{\pi}{2} + k_2 d - \arctg \left( \frac{m_1 k_2}{m_2 k_1} \operatorname{tg}(k_2 d) \right)$$

можно разбрасывать складки



Зависимость  $u_0, d, m_2$   
относительно заложения  
~~коэффициентов~~ энергии  
основных складок  
(если  $m_2$  одинаковый)

Чтобы основные складки не заложились из-за рывков, достаточно  
чтобы в уравнении не оставалось заложений, то есть

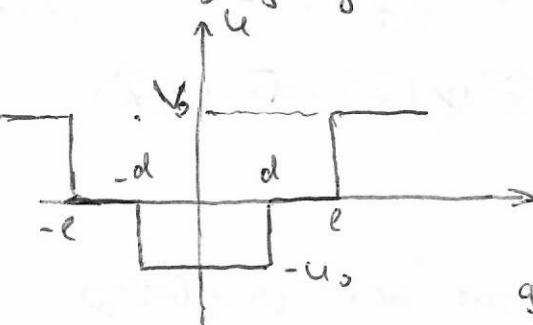
$$1 + \frac{m_2}{m_1} \frac{t}{d \sqrt{2m_2 u_0}} \operatorname{ctg} \left( \frac{\sqrt{2m_2 u_0}}{t} d \right) > \frac{l}{d}$$

Для первичного зондирования (ненаружного) отрыв

$$k_1 l_2 = \bar{t}_1 + k_1 d - \arctg \left( \frac{m_2 k_2}{m_1 k_1} \operatorname{tg}(k_2 d) \right)$$

тут также это зондирование  $U_0, d, m_2 \Rightarrow E_2 \downarrow$ , но при  
исходном значении  $U_0$

Тогда в основной зоне  
линейный закон течения газа  
изменяется и в зоне отрыва  
в первичном зондировании - это  $m_2$   
 $\Rightarrow$  конечная схема структуры.  
где избыточное давление  $3 m_2 < m_1$ ,  
причем газ  $E_1 \uparrow$  и  $E_2 \uparrow \Rightarrow$  зондирование бывает либо рывком



В случае баланса газа основной путь

$$k_1 l_2 = \arctg \left( \frac{m_2 \beta}{m_1 k_1} \right) + k_1 d - \arctg \left( \frac{m_2 k_2}{m_1 k_1} \times \operatorname{tg}(k_2 d) \right)$$

где первичное зондирование

$$k_1 l_2 = \bar{t}_1 + k_1 d - \arctg \left( \frac{m_2 k_1}{m_3 \beta} \right) - \arctg \left( \frac{m_2 k_1}{m_2 k_2} \operatorname{tg}(k_2 d) \right)$$

$$m_2 = m_1, U_0 = 0, V_0 \rightarrow \infty$$

$$m_2 = m_1, U_0 = 0, V_0 \neq \infty$$

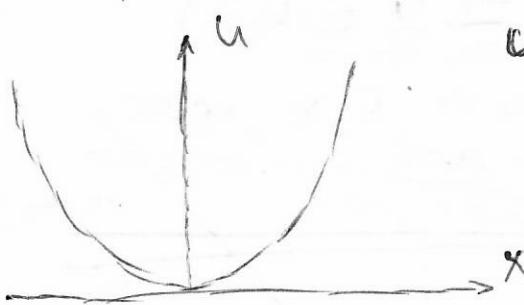
$$m_2 < m_1, U_0 \neq 0, V_0 \neq \infty$$

$$1 \quad 2 \quad 3 \quad \rightarrow k_1 l$$

зональные симметрии (где и зондирование  $m_3$ ) сущест.  $E_1 \downarrow, E_2 \downarrow$   
либо путь идет в зоне отрыва

$$1 + \frac{m_2}{m_1} \frac{\bar{t}_1}{d \sqrt{2m_2 U_0}} \operatorname{ctg} \left( \frac{d \sqrt{2m_2 U_0}}{\bar{t}_1} - \sqrt{\frac{m_3}{m_2} \frac{U_0}{V_0}} \right) > \frac{d}{\bar{t}_1}$$

### Параллельные координаты Хиг



$$a = \frac{1}{2} K X^2$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{1}{2} K X^2 \psi = E \psi$$

В итоге мы получим квадратичное уравнение для волновой функции  $\psi$ :

$$\Rightarrow d_0 = \sqrt{\frac{\hbar}{2m(E-U)}}, \text{ так как } \psi \propto e^{i k x}$$

сейчас, зная значение  $\psi$  в центре, можем найти значение в любой точке  $x$ . Для этого введем константу  $\Psi \rightarrow 0$  при  $x \rightarrow \pm \infty$ .

~~$$-\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{K}{t^2} X^2 \psi = \frac{2mE}{t^2} \psi$$~~

$$\text{Введем условие } K = m\omega^2$$

$$\tilde{x} = \sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}} \cdot x = \frac{x}{a} \quad x = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}} \tilde{x}$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{m\omega}{\hbar} \frac{d^2\psi(\tilde{x})}{d\tilde{x}^2} + \frac{1}{2} \cdot m\omega^2 \frac{\hbar}{m\omega} \tilde{x}^2 \psi(\tilde{x}) = E \psi(\tilde{x})$$

$$-\frac{d^2\psi(\tilde{x})}{d\tilde{x}^2} + \tilde{x}^2 \psi(\tilde{x}) = \frac{2mE}{\hbar\omega} \psi(\tilde{x})$$

В результате получим, что имеем право на использование формулы Шредингера для колебаний при  $\frac{2mE}{\hbar\omega} = 2n+1$ , ( $n=0, 1, 2, \dots$ )

$$\text{причем } \psi(\tilde{x}) = e^{-\frac{\tilde{x}^2}{2}} \frac{(-1)^n}{\sqrt{2^n n! \sqrt{\pi}}} H_n(\tilde{x})$$

$$\text{математика } H_n(z) = (-1)^n e^{z^2} \frac{d^n}{dz^n} (e^{-z^2})$$

$$(H_0 = 1, H_1 = 2z, H_2 = 4z^2 - 2, \dots)$$

Тогда

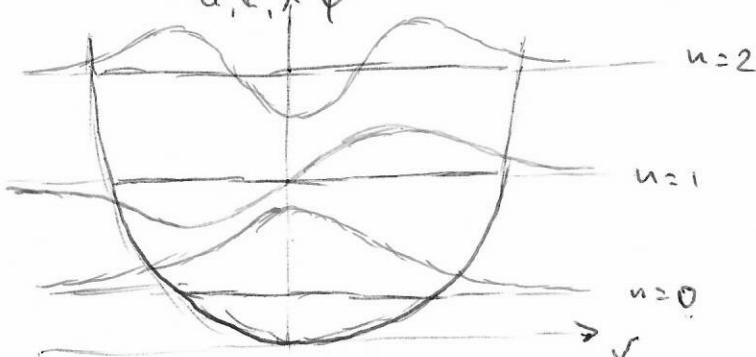
$$E_n = \hbar\omega \left(n + \frac{1}{2}\right), \quad n=0, 1, 2, 3, \dots$$

$$\omega = \sqrt{\frac{K}{m}}$$

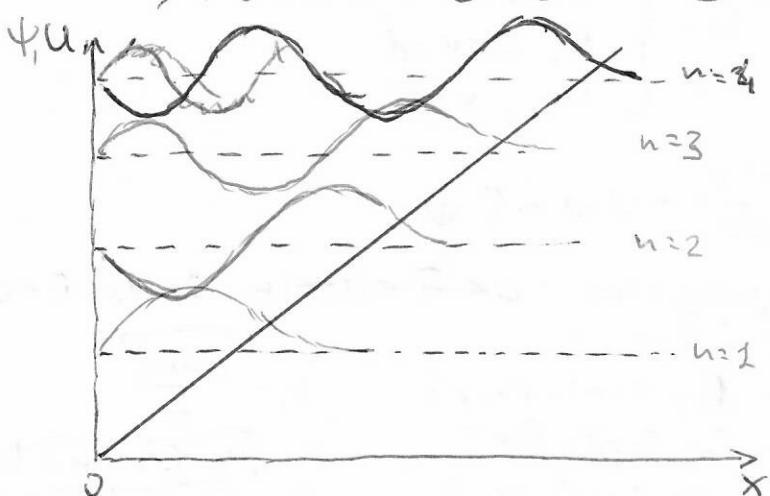
Таким образом получаем колебательные состояния

$$\psi_n(x) = \exp\left(-\frac{x^2}{2a^2}\right) \frac{H_n(x/a)}{\sqrt{2^n n! a \sqrt{\pi}}} \quad ; \quad a = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}}$$

Характеристики колебаний: симметричные и антисимметрические, а также экспоненциальное спадание в задорожной области (внешне)



### Трикутна потенціальна зона



$$U = \begin{cases} \infty & x \leq 0 \\ qFx, & x > 0 \end{cases}$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} + U\psi = E\psi$$

Границя умова

$$\psi(x=0) = 0$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi(x)}{dx^2} + \alpha(qFx - E)\psi(x) = 0$$

$$\text{Зробимо заміну } x = x_1 + \frac{E}{qF}$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi(x_1)}{dx_1^2} + qFx_1\psi(x_1) = 0$$

і тоді отримаємо  $x_1 = a \cdot x_2$ , де  $a$  - константа незалежності

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{a^2} \frac{d^2\psi(x_2)}{dx_2^2} + qF \cdot a \cdot x_2 \cdot \psi(x_2) = 0 \quad x_2 = \frac{x_1}{a} = \frac{1}{a}(x - \frac{E}{qF})$$

$$\text{а виберемо з умови } + \frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{a^2} = qF \cdot a \Rightarrow a^3 = + \frac{\hbar^2}{2m qF}$$

$$a = + \left( \frac{\hbar^2}{2m qF} \right)^{1/3}$$

$$\text{матимемо } \frac{d^2\psi(x_2)}{dx_2^2} + x_2 \cdot \psi(x_2) = 0$$

$$\text{тоді } \psi(x_2) = C \cdot A_i(z) \quad \text{де } z = \frac{x_2}{\sqrt{2m/qF}} = \frac{x - \frac{E}{qF}}{\sqrt{2m/qF}}$$

$$A_i(z) \sim \frac{\exp(-\frac{z^3}{3})}{2\sqrt{\pi} z^{1/4}}$$

$$\text{тоді } \psi(x) = C \cdot A_i(x_2)$$

$$\psi(x) = C \cdot A_i \left[ + \left( \frac{2m qF}{\hbar^2} \right)^{1/3} \left( x - \frac{E}{qF} \right) \right]$$

$$x_2 = \frac{x_1}{a} = \frac{x - \frac{E}{qF}}{a} = \left( \frac{2m qF}{\hbar^2} \right)^{1/3} \left( x - \frac{E}{qF} \right)$$

заряджені енергії можуть бути залежні від координат

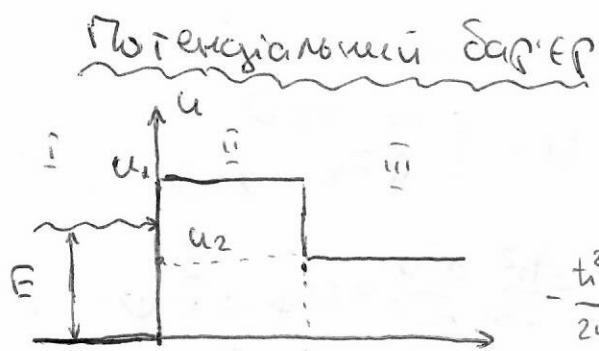
$$\psi(0) = 0 = A_i \left[ + E \cdot \left( \frac{2m}{\hbar^2 q^2 F^2} \right)^{1/3} \right]$$

$$\text{тоді } E_n = \left( \frac{\hbar^2 q^2 F^2}{2m} \right)^{1/3} \cdot d_n \quad \text{де } d_n - \text{координати енергії}, \quad n = 1, 2, 3$$

$$(d_1 \approx 2,34, d_2 \approx 4,09, d_3 \approx 5,52)$$

$$\text{при таких знач. } n \quad d_n \approx \left[ \frac{3}{2} \pi \left( n - \frac{1}{4} \right) \right]^{2/3} \quad \text{де: більші}$$

значення, при яких відповідно виникають зони півзахоплення



$$u = \begin{cases} 0, & x \leq 0 \\ u_1, & 0 < x < d \\ u_2, & x \geq d \end{cases}$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} + u\psi = E\psi$$

розв'язанням  ~~$\Delta E = u_2$~~ ,  $0 < u_2 < E < u_1$ .

Зразу можна записати розв'язання:

$$\begin{aligned} \text{I: } \Psi_I(x) &= A_I e^{ik_1 x} + B_I e^{-ik_1 x}, & k_1 &= \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}} \\ \text{II: } \Psi_{II}(x) &= A_{II} e^{\beta x} + B_{II} e^{-\beta x}, & \beta &= \sqrt{\frac{(u_1 - E) \cdot 2m}{\hbar^2}}, \\ \text{III: } \Psi_{III}(x) &= A_{III} e^{ik_3 x} + B_{III} e^{-ik_3 x}, & k_3 &= \sqrt{\frac{2m(E - u_2)}{\hbar^2}} \end{aligned}$$

Зважаючи на тим, що застінка знаходить з однієї сторони  $x < 0$ , то можна  $B_{II} = 0$

Вектор пустиня потоку інергії:

$$j = \frac{i\hbar}{2m} \left[ \psi \frac{d\psi^*}{dx} - \psi^* \frac{d\psi}{dx} \right]$$

Зважаючи на те, що  $A_I e^{ik_1 x}$  дієє з частинкою відповідно до відносності Бар'єра, то буде діяти на неї

$$\begin{aligned} j_I^+ &= \frac{i\hbar}{2m} [A_I e^{ik_1 x} \cdot (-ik_1) A_I^* e^{-ik_1 x} - A_I^* e^{-ik_1 x} \cdot ik_1 A_I e^{ik_1 x}] = \\ &= -(i)^2 \frac{\hbar}{2m} k_1 |A_I|^2 = \frac{\hbar k_1}{2m} |A_I|^2 \end{aligned}$$

Тож можна блокує висічені пропускні ділянки

$$D = \frac{j_{II}^+}{j_I^+} = \frac{k_3 |A_{III}|^2}{k_1 |A_I|^2}$$

$$\text{Та коеф.: відбивання } R = \frac{j_{II}^-}{j_I^+} = \frac{|B_{II}|^2}{|A_I|^2} \quad D + R = 1$$

Використовуючи граничні умови:

при  $x=0$

при  $x=d$

$$A_I + B_I = A_{II} + B_{II}$$

$$A_{II} e^{Bd} + B_{II} e^{-Bd} = A_{III} e^{ik_3 d}$$

$$ik_1 (A_I - B_I) = \beta (A_{II} - B_{II})$$

$$\beta (A_{II} e^{Bd} - B_{II} e^{-Bd}) = ik_3 A_{III} e^{ik_3 d}$$

$$+ (A_I + B_I) + \frac{ik_1}{\beta} (A_I - B_I) = 2A_{II} + 2A_{II} e^{Bd} = A_{III} e^{ik_3 d} \left( 1 + \frac{ik_3}{\beta} \right)$$

$$- (A_I + B_I) - \frac{ik_1}{\beta} (A_I - B_I) = 2B_{II} - 2B_{II} e^{-Bd} = A_{III} e^{ik_3 d} \left( 1 - \frac{ik_3}{\beta} \right)$$

$$A_I \left( 1 + \frac{ik_1}{\beta} \right) + B_I \left( 1 - \frac{ik_1}{\beta} \right) = A_{III} e^{-Bd} e^{ik_3 d} \left( 1 + \frac{ik_3}{\beta} \right)$$

$$A_I \left( \frac{\beta - ik_1}{\beta} \right) + B_I \left( \frac{\beta + ik_1}{\beta} \right) = A_{III} e^{Bd} e^{ik_3 d} \left( \beta - ik_3 \right) \frac{1}{\beta}$$

$$B_2 = A_{\bar{2}} e^{-\beta d} e^{ik_3 d} \frac{e^{ik_1}}{\beta - ik_1} - A_{\bar{1}} \frac{B + ik_1}{\beta - ik_1}$$

$$\begin{aligned} A_{\bar{2}} (\beta - ik_1) + \frac{B + ik_1}{\beta - ik_1} (A_{\bar{2}} e^{-\beta d} e^{ik_3 d} (\beta + ik_3) - A_{\bar{1}} (\beta + ik_1)) &= \\ &= A_{\bar{2}} e^{\beta d} e^{ik_3 d} (\beta - ik_3) \\ A_{\bar{2}} \left[ \frac{(\beta - ik_1)^2 - (\beta + ik_1)^2}{(\beta - ik_1)} \right] &= A_{\bar{2}} e^{ik_3 d} \frac{e^{\beta d} (\beta - ik_3) (\beta - ik_1) - e^{-\beta d} (\beta + ik_3) (\beta + ik_1)}{(\beta - ik_1)} \end{aligned}$$

$$\frac{A_{\bar{2}}}{A_{\bar{1}}} = \frac{(\beta - ik_1)^2 - (\beta + ik_1)^2}{e^{\beta d} (\beta - ik_3) (\beta - ik_1) - e^{-\beta d} (\beta + ik_3) (\beta + ik_1)} e^{-ik_3 d}$$

$$(\beta - ik_1)^2 - (\beta + ik_1)^2 = \beta^2 - 2ik_1\beta - k_1^2 - \beta^2 - 2ik_1\beta + k_1^2 = -4ik_1\beta$$

$$\begin{aligned} e^{\beta d} (\beta^2 - ik_3\beta - ik_1\beta - k_3k_1) - e^{-\beta d} (\beta^2 + ik_3\beta + ik_1\beta - k_3k_1) &= \\ = (\beta^2 - k_3k_1) (e^{\beta d} - e^{-\beta d}) - i\beta(k_1 + k_3)(e^{\beta d} + e^{-\beta d}) &= \\ \operatorname{sh} x = \frac{1}{2}(e^x - e^{-x}) &; \operatorname{ch} x = \frac{1}{2}(e^x + e^{-x}) \end{aligned}$$

$$= 2(\beta^2 - k_3k_1) \operatorname{sh}(\beta d) - i\beta(k_1 + k_3) \operatorname{ch}(\beta d) \cdot 2$$

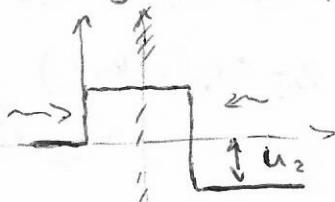
$$\frac{A_{\bar{2}}}{A_{\bar{1}}} = \frac{-4ik_1\beta}{2[\beta(\beta^2 - k_1k_3) \operatorname{sh}(\beta d) - i\beta(k_1 + k_3) \operatorname{ch}(\beta d)]} \exp(-ik_3 d)$$

$$\textcircled{D} D = \frac{k_3}{k_1} \frac{A_{\bar{2}}}{A_{\bar{1}}} \frac{A_{\bar{1}}^*}{A_{\bar{2}}^*} = \frac{k_3}{k_1} \frac{-2ik_1\beta - (+2ik_1\beta)}{[(\beta^2 - k_1k_3) \operatorname{sh}(\beta d) - i\beta(k_1 + k_3) \operatorname{ch}(\beta d)]^2}$$

$$\begin{aligned} (\beta^2 - k_1k_3)^2 \operatorname{sh}^2(\beta d) + \beta^2 (k_1 + k_3)^2 \operatorname{ch}^2(\beta d) &= [\operatorname{ch}^2 x = 1 + \operatorname{sh}^2 x] = \\ = \operatorname{sh}^2(\beta d) \{ \beta^4 - 2\beta^2 k_1 k_3 + k_1^2 k_3^2 + \beta^2 k_1^2 + \beta^2 2k_1 k_3 + \beta^2 k_3^2 \} &+ \\ + \beta^2 (k_1 + k_3)^2 \cancel{\operatorname{ch}^2(\beta d)} &= \underbrace{(k_1^2 + \beta^2)(k_3^2 + \beta^2)}_{2} \operatorname{sh}^2(\beta d) + \underbrace{\beta^2 (k_1 + k_3)^2}_{2} \cancel{\operatorname{ch}^2(\beta d)} \end{aligned}$$

$$D = \frac{4k_1 k_3 \beta^2}{z_1} \quad R = 1 - \frac{4k_1 k_3 \beta^2}{z_1}$$

Ограничение вида зондирующей волны  $\Phi$  на тангенциальную компоненту  $U_2$   $\Rightarrow U_2 \rightarrow -U_2$



$\Phi$ -направление тангенциальное  $U_2 \rightarrow -U_2$

Для сим'єричної (U<sub>2</sub>=0), то k<sub>1</sub>=k<sub>3</sub>=k

$$D = \frac{4k^2\beta^2}{(k^2+\beta^2)^2 \operatorname{sh}^2 \beta d + 4k^2\beta^2} = \left[ 1 + \frac{\operatorname{sh}^2 \beta d \cdot (k^2+\beta^2)^2}{4k^2\beta^2} \right]^{-1} = \\ = \left[ 1 + \frac{\operatorname{sh}^2 \beta d}{4} \left( \frac{k}{\beta} + \frac{\beta}{k} \right)^2 \right]^{-1} = \left[ 1 + \frac{\operatorname{sh}^2 \beta d}{4} \left( \frac{k^2 + \beta^2}{\beta k} \right)^2 \right]^{-1} = \\ = \left[ 1 + \frac{\operatorname{sh}^2 \beta d}{4} \left( \frac{2mE + 2m(U_1 - E)}{2mE(U_1 - E)} \right) \right]^{-1} = \left[ 1 + \frac{5\operatorname{sh}^2 \beta d}{4d(1-d)} \right]^{-1}$$

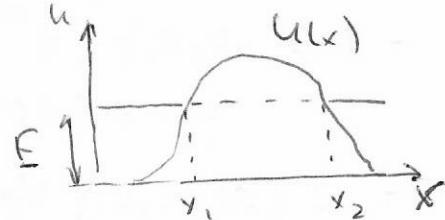
$$\text{де } d = \frac{E}{U_1} < 1$$

Сим'єрні випадки можуть бути отримані у випадку, якщо  $\beta \ll k$  - обмежені по розміру

$$D \approx \exp(-2\beta d) = \exp\left(-\frac{2}{h}\sqrt{2m(U_1 - E)}d\right)$$

Це звичайно може бути позначене на сим'єрній діаграмі

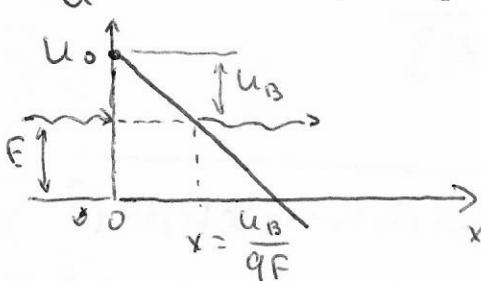
$$D \approx \exp\left[-\frac{2}{h}\sqrt{2m} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{U(x) - E} dx\right]$$



Зокрема, при тунелюванні через термічний сим'єр

$$U = \begin{cases} 0, & x \leq 0 \\ U_0 - qFx, & x > 0 \end{cases}$$

позначивши  $U_0 - E = U_B$  - висота сим'єр



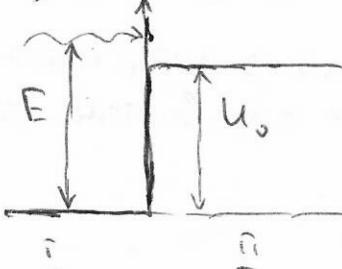
$$D(E) \approx \exp\left[-\frac{2}{h}\sqrt{2m} \int_{U_B/qF}^0 (U_B - qFx)^{1/2} dx\right] =$$

$$= \exp\left[-\frac{2}{h}\sqrt{2m} \left(-\frac{1}{qF}\right) \frac{(U_B - qFx)^{3/2}}{3/2} \Big|_{U_B/qF}^0\right] =$$

$$= \exp\left[-\frac{4}{3}\frac{\sqrt{2m} U_B^{3/2}}{h q F}\right] - \text{як-то Френкель-Копзелін}$$

зокрема розв'язок виконується за допомогою Гамеле (гл. Демидов)

Розглянуті задачі на неоднорідностях потенціалу



$$U(x) = \begin{cases} 0, & x \leq 0 \\ U_0, & x > 0 \end{cases} \quad E > U_0$$

$$\Psi_1 = A_1 \exp(i k_1 x) + B_1 \exp(-i k_1 x), \quad k_1 = \frac{\sqrt{2m(E-U_0)}}{h}$$

$$\Psi_{11} = A_{11} \exp(i k_2 x) + B_{11} \exp(-i k_2 x), \quad k_2 = \frac{\sqrt{2m(E-U_0)}}{h}$$

за непарної симетрії  $B_{11} = 0$

$$k_2 = \frac{\sqrt{2m(E-U_0)}}{h}$$

$$R = \frac{J_{\text{II}}^-}{J_{\text{I}}^+} = \frac{|B_{\text{II}}|^2}{|A_{\text{I}}|^2} \quad D = \frac{J_{\text{II}}^+}{J_{\text{I}}^-} = \frac{|A_{\text{II}}|^2}{|B_{\text{I}}|^2} \cdot \frac{k_2}{k_1}$$

Границі умови при  $x=0$

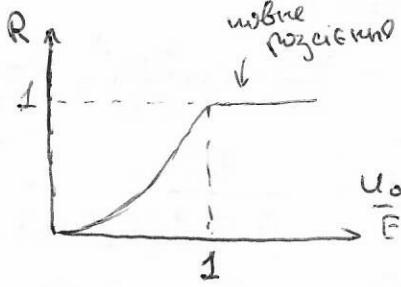
$$A_{\text{I}} + B_{\text{I}} = A_{\text{II}}$$

$$ik_1(A_{\text{I}} - B_{\text{I}}) = ik_2 A_{\text{II}}$$

$$k_1(A_{\text{I}} + B_{\text{I}}) : k_2(A_{\text{I}} - B_{\text{I}}) \Rightarrow A_{\text{I}}(k_1 - k_2) = B_{\text{I}}(k_2 + k_1), \quad \frac{B_{\text{I}}}{A_{\text{I}}} = \frac{k_1 - k_2}{k_2 + k_1}$$

$$R = \left( \frac{k_1 - k_2}{k_2 + k_1} \right)^2 = \left( \frac{\sqrt{E} - \sqrt{E - u_0}}{\sqrt{E} + \sqrt{E - u_0}} \right)^2 = \left( \frac{1 - \sqrt{1 - \frac{u_0}{E}}}{1 + \sqrt{1 - \frac{u_0}{E}}} \right)^2$$

$$D = 1 - R = 1 - \left( \frac{k_1 - k_2}{k_2 + k_1} \right)^2 = \frac{4k_1 k_2}{(k_1 + k_2)^2} = 4 \frac{\sqrt{1 - \frac{u_0}{E}}}{(1 + \sqrt{1 - \frac{u_0}{E}})^2}$$



$\frac{u_0}{E}$	R	D
0	1	0
1	0	1
0,8	0,15	0,85
0,5	0,03	0,97
0	1	0

Відмінність  $R$  та  $D$  від нуля при  $E > u_0$  залежить від  $k_1$  та  $k_2$ .  
Більшість розв'язків не залежать від  $k_1$  та  $k_2$ .

Для розгляду частинки з  $v \rightarrow \infty$ , та фронтальних такі як сарі:  
коли  $k_1$  та  $k_2$  дуже великі та не залежать від  $E$  (такі як високі енергії).  
Розв'язки залежать від  $k_1$  та  $k_2$  та  $E$  (такі як високі енергії).  
Уяві: ти, якщо надаєш зліва відбиваючись від  $k_1$  з надаванням  
хвиль, ти, якщо надаєш справа - від  $k_2$ . (де  $k_1$  та  $k_2$  -  
поміж  $k_1$  та  $k_2$  є відповідно)

$$E > u_0 > u_2 > 0$$

$$\Psi_i = A_i \exp(i k_i x) + B_i \exp(-i k_i x)$$

$$i = I, II, III \quad k_1 = \sqrt{2mE/t_1}, \quad k_2 = \sqrt{2m(E-u_0)/t_1}$$

$$k_3 = \sqrt{2m(E-u_2)/t_1}, \quad B_{III} = 0$$

підтверджується що загальна нормальна місця землі  $k_2 = +i \beta_2$  і відповідно

зробив фронтальні

$$D = \frac{4k_1 k_2^2 k_3}{(k_1^2 - k_2^2)(k_3^2 - k_2^2) \sin^2(k_2 d) + k_2^2 (k_1 + k_3)^2}$$

$$R = 1 - D \quad \text{тому сарі зробимо залежність } D$$

$$\text{Для симетричного розв'язку } k_1 = k_3 = k$$

$$D = \left[ 1 + \frac{(k_1^2 - k_2^2)^2}{4k_1^2 k_2^2} \sin^2(k_2 d) \right]^{-1} = \left[ 1 + \frac{u_0^2 \sin^2(k_2 d)}{4E(E-u_0)} \right]^{-1}$$

sin - періодична ф-я  $\Rightarrow$  в залежності від енергії застінки  
здобувається квадратичний закон розподілу.

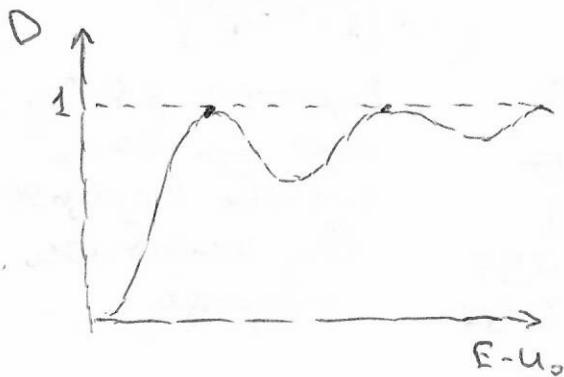
$$\sin^2(k_2 d) = 0 \quad D = D_{\max} = 1.$$

$$k_2 d = n\pi, \quad n = 1, 2, 3 \dots$$

$$E_{2,n} = (E_n - U_0) = \frac{n^2 \pi^2}{2md^2} u^2 - \text{резонансний зупин.}$$

Енергійні стивищі з рівними застінками в нескінченні.

(kinetичні в. з. д.) Тоді, коли на кінці застінки встановлюється  
вільна хвилья від бортика створюється MAX інтервал  
перемін: хвильи, відбиті від стінок відхиляють



$$\text{При } \sin^2(k_2 d) = 1,$$

$$\text{тоді } E_{2,n}^* = \frac{n^2 \pi^2}{2md^2} (u + \frac{U_0}{2})^2 = (E_n^* - U_0)$$

$$D = D_{\min} = \left[ 1 + \frac{U_0^2}{4 E_n^* (E_n^* - U_0)} \right]^{-1}$$

При  $n \rightarrow \infty \Rightarrow D_{\min,n} \rightarrow 0$  - осциляції  
менш виражені.

При  $d \rightarrow \infty$  та  $U_0 \downarrow$  також амплітуда осциляцій зменшується.

$$\text{Величина } Q = \frac{|\Psi_n(x)|^2}{|A_1|^2} = \frac{D(E - U_0 \cos^2(k_2(L-x)))}{E - U_0} \text{ називається}$$

осциляційною конфінгаційною функцією вільної  
зональної конфінгаційної хвилі у надаворідній хвилі.

$$\text{При } E = E_n, D = 1 \quad Q(x=0) = 1 \quad Q(x=L) = 1 \quad Q(x=\frac{L}{2}) = 1 + \frac{U_0}{E - U_0}$$

тоді застінки з  $E = E_n$  в. з. д. ділять хвилью в надаворідній хвилі  
(такіє - власні відповіді відповідні амплітуда хв. ф-ї в. з. д. в. з. д.).

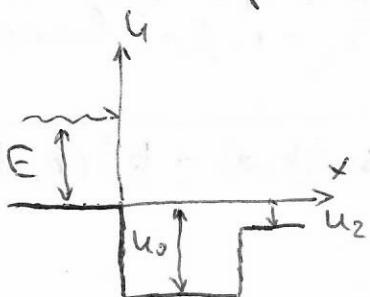
Інакш, ділячи відповідні резонанси, то  $D_{\max} < 1$  і відповідно спадні.

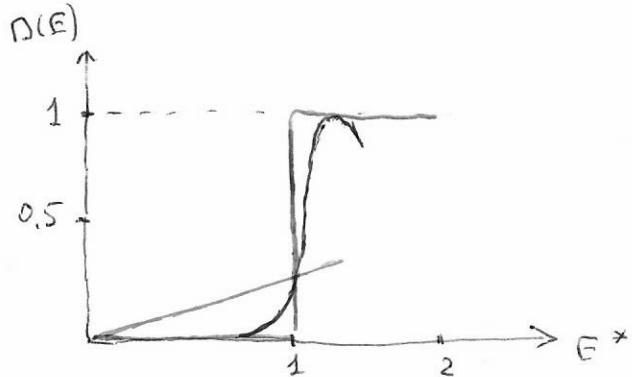
Для цього картина така сама,  
 $U_0 \rightarrow -U_0, \quad U_2 \rightarrow -U_2$

$$D_{\max} = 1 \quad \text{при } (E_n + U_0) = \frac{n^2 \pi^2}{2md^2} u^2$$

це розмежує осциляційні межі ( $D_{\min} \neq 0$ )

з іменем  $\Phi$  (Фукс), які створюють  
не нейтральні частинки "заряді" електронів,  
як у в. д. д. д.





(21)

Значення, які мають тунелювання через промежтинний  
антипротонний бар'єр

$$\tau = \frac{t_1}{\sqrt{E(u_1 - E)}}$$

$$\tau_{\min} \text{ при } E = \frac{1}{2} u_1, \quad \tau_{\max} = \frac{2t_1}{\pi u_1} = \frac{t_1}{E}$$

В теперійшому струмі  $\tau = 10^{-13} \div 10^{-15} \text{ с}$

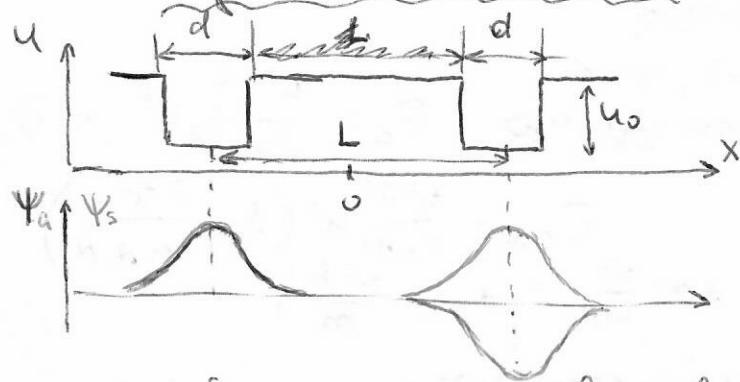
$\tau \neq \tau(m, d) \Rightarrow$  тунелювання через промежтинний бар'єр  
нечасті та може бути обумовлено світлових  
мивузкостей. Такий пасажик називається "паряджес Чарімана"  
і винесе зміни в будівлю розглянутої.

хоча це частинка  
антипротонний бар'єр  
бар'єр утворює  $\delta$ -чи  
нормальна ламела антипротону  
 $x$ -координати (для  $u_1$ )

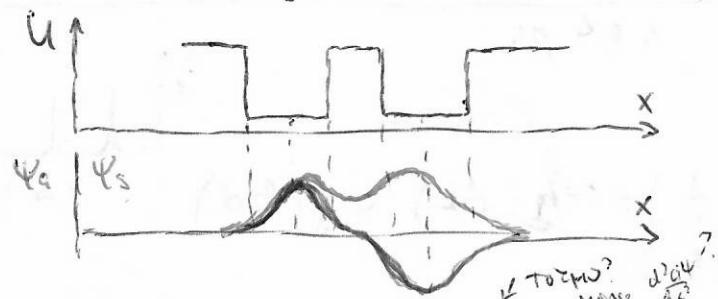
$$D(E) = \left( 1 + \frac{\pi m d^2 u_1^2}{t_1 E} \right)^{-1}$$

при малому  $E \rightarrow 0 \sim E$

### Поглиблення квантового яма

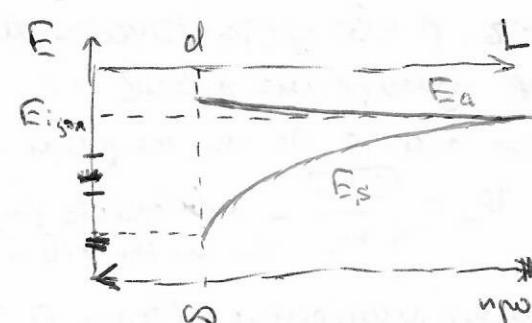
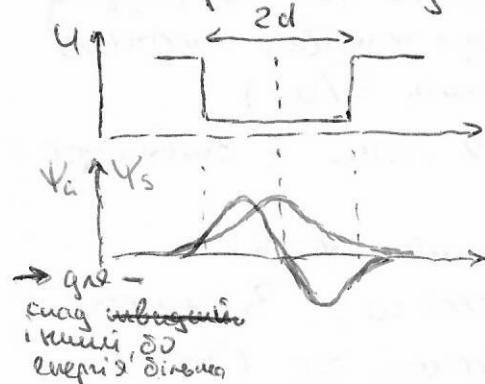


Ми бачимо на рис. варіацію змінного  $\psi$  в двох місцях з підліком і при вищому тоні ( $\omega$ ). (приміщення  $\rightarrow 0$ ), тоді треба, що  $\psi$  в обох місцях з  $\psi$  має практично симетричний з поглибленим центральним з поглибленим для ізотропності. На рис. наявна картина (-) для основного стану. Енергія відповідає  $\sim 141^2$  відповідно через нормалізацію. Проте відмінно, що існує також антисиметричний (-), де  $\psi$  в обох місцях відповідає (вентозації) і захоплює зміщення на  $180^\circ$ . Енергії в обох станах однакові (= стану ізотропності:  $E_{\text{iso}}$ ,  $E_{\text{an}}$ )



енергії (зміни  $(\frac{d\psi}{dx})^2$ ):  $E_a$  (при необхідному високому стисненні =  $w_{\text{max}}$ ),  $E_g$  - зменшена.

В зважений випадку (приміщення  $\rightarrow \infty$ ):



Розглянемо систему з двох ям, розташованих біляєдино. Зенадом, висота бар'єру може відрізнятися від висоти стінок ям. Для подальшого розгляду викладе побудівкою системи при зміні пропорційності бар'єру. Для зміни ям  $L$  (кота між ямами  $\omega$  і  $\omega'$  відповідає  $\omega$  - антисиметричний (-)), де  $\psi$  в обох ямах відповідає (вентозації) і захоплює зміщення на  $180^\circ$ . Енергії в обох станах однакові (= стану ізотропності:  $E_{\text{iso}}$ ,  $E_{\text{an}}$ )

При зміні пропорції бар'єру змінювати не потрібно, але  $\omega$  і  $\omega'$  змінюють  $E$  завдані зміни середнього значення кінетичної енергії зміни зростають

$$E_s \approx \frac{1}{4} E_{\text{an}} \quad (\text{така рівність відноситься до змін з необхідним стисненням})$$

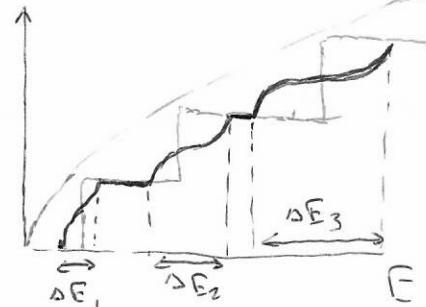
$$\psi_s - \psi_a \quad \text{де перший збуджений стан} \Rightarrow$$

$$E_a \approx E_{\text{an}} \quad (\sim \frac{\pi^2}{(2d)^2})$$

Тобто енергетичний спектр має вид вигаданої симетрії, в стані з низькою енергією  $\times$  б.  $\omega$ -ї в обох станах в одиній фазі.

M(E)

нагрівання



30

-23B -

20

$N_{20}$  - кількість молекул

$$N_{20} = \frac{L \sqrt{2\pi m^2}}{\pi t^2}$$

$$N_{20} = \frac{m}{\pi t^2 d^3}$$

$$N_{20}(E) = \frac{m}{\pi t^2} \geq 0 (E - E_i), i = 1, 2, \dots$$

зараховуємо енергетичні

$$n_0 = \frac{m^2 k_B T}{\pi t^2 d^3} \approx \ln[1 + \exp\left(\frac{E_F - E_c - E_i}{k_B T}\right)]$$

Відображені функції більш структуровані  $\Rightarrow$  збільшення концентрації молекул

Потенціальні ділянки, які однозначно визначають структуру, між якими вони є більшими з функцій. Особливо це відбувається при тих структурах, які дозволяють електронам спілкуватися з певною структурою

Наприклад, якщо необхідно змінити енергію іонізації, то можна зробити це за допомогою зміни

заряду  $d$  (якщо  $d \ll R$ , тоді відповідно)

тоді, якщо вона зміниться, то відповідно зміниться ділянка

рівні резонансних структур

потенціальних структур, які передають енергію

від одного до іншого

реконструкції та

реконструкції

У результаті, якщо змінити

рівні потенціалів, то

зміниться розподіл енергетичного

рівнів зон

Внаслідок змінених рівнів відповідно до змінених потенціалів, які відповідають змінам структур, то

найменша енергія, яка вимірюється відповідно до змінених структур, буде зміненою.

Внаслідок змінених рівнів відповідно до змінених потенціалів, які відповідають змінам структур, то

-23B -

Інші відмінності - сферичним діаметром  $d$ , та

$$E_{1,sp} = \frac{2t^2 \pi^2}{m^2 d^2}$$

найменша енергія, яка вимірюється відповідно до змінених структур, буде зміненою

$$E_{min} = E_g, bulk + E_{cons} + E_{cone}$$

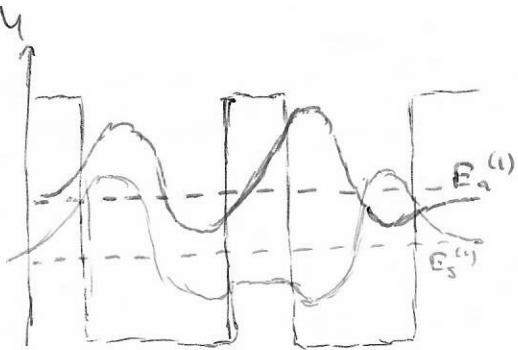
$E_g, bulk$  - піврівень збудження

$$E_{cons} = E_{cons}^{lb.} + E_{cons}^{hole} = \frac{2t^2 \pi^2}{d^2} \left( \frac{1}{m_n^*} + \frac{1}{m_p^*} \right)$$

$$E_{cone} = -\frac{1.8 q^2}{2\pi \epsilon \epsilon_0 d} - відповідно відповідно$$

це може бути використано так звані різноповерхові просторові координати енергії

$$0.284 e^4 \left( \frac{1}{m_n^*} + \frac{1}{m_p^*} \right)^{-1} / 2 (\epsilon \epsilon_0 t)^2$$

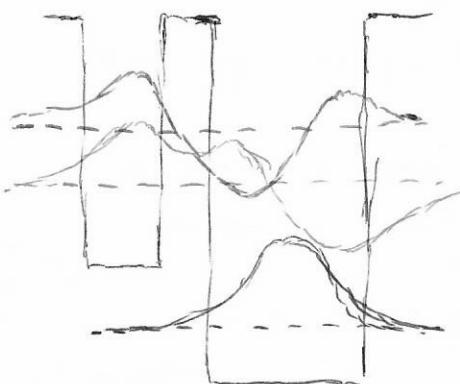


перший здаджеский стан

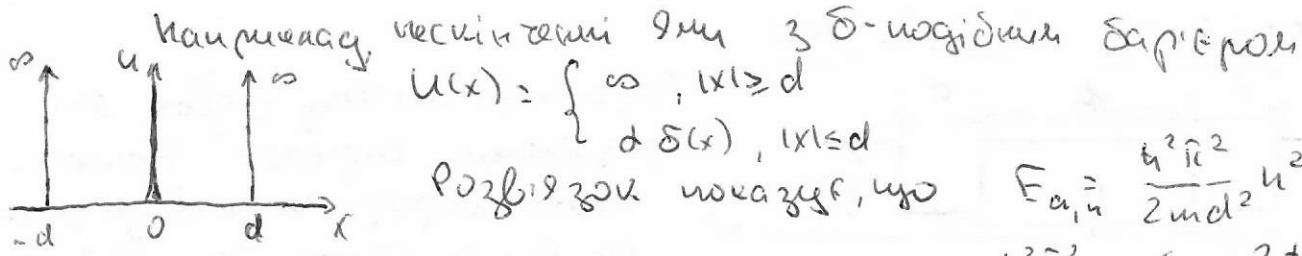
найнижі - рівні енергії (якщо симетричні вібрації)

некомпромісна стабільність струн

(A)



тру філі - розширенням рівно як тру низького, насправда - <sup>блаки</sup> акустична звук



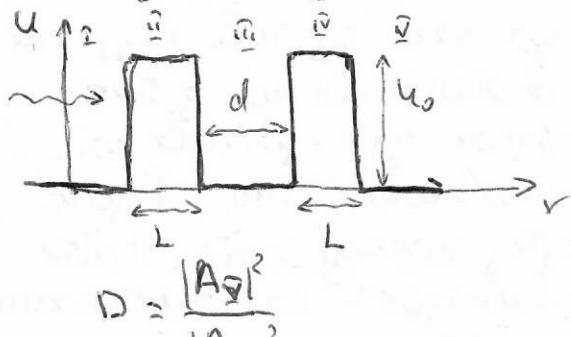
$$F_{n,n} = \frac{h^2 \pi^2}{2md^2} n^2, n=1,2,$$

$$E_{s,n} = \frac{h^2 \pi^2}{2md^2} n^2 \left(1 - \frac{2t^2}{md^2}\right)$$

(при  $d \gg \frac{h^2}{md}$  :  $d \gg \frac{h^2 k}{m}$ )

Проходження частинок

~~Також обговорюється~~ випадок бар'єрів зі структурою



$$E < u_0$$

$$\Psi_{1,11} = A_{1,11} \exp(i k x) + B_{1,11} \exp(-i k x)$$

$$\Psi_{2} = A_{2} \exp(i k x), \quad k = \sqrt{\frac{2m E}{\hbar^2}}$$

$$\Psi_{1,12} = A_{1,12} \exp(i k x) + B_{1,12} \exp(-i k x)$$

$$\beta = \sqrt{\frac{2m(u_0 - E)}{\hbar^2}}$$

$$D = \left\{ 1 + \frac{(k^2 + \beta^2)^2 \sin^2(\beta d) [2k\beta \cdot \text{ch}(\beta d) \cos(kd) - (k^2 - \beta^2) \sin(\beta d) \sin(kd)]}{4k^4 \beta^4} \right\}$$

Випадок коли  $D = 1$  при



$$0.5 \left( \gamma - \frac{1}{\gamma} \right) = \text{ctg} \left( \beta L \right) \text{ctg} \left( k d \right) \quad (*)$$

$$\text{де } \gamma = \frac{k}{\beta} = \sqrt{\frac{E}{u_0 - E}}$$

$$\frac{k^2 - \beta^2}{2k\beta} = \frac{1}{2} \left( \frac{k}{\beta} - \frac{\beta}{k} \right)$$

Тоді, якщо при певних бар'єрах  $D < 1$  (захисні), то гал  
гов може спостерігатися резонансне тунелювання. Відповідь  
на це явище називається резонансною тунелюванням.  
(Фактично суперпозиція двох хвиль, вихідної та вихідної енергії  
частинки та  $d \neq L$ , амплітуди - відношення  $E/u_0$ )

при  $\beta L \rightarrow \infty$  умова (\*) задовільняється, коли  $E$  співпадає  
зі стоячими хвильами в ямах.

В дійсній застосуванні виникає інша проблема

залежість від  $d$ ,  $u_0$  (ширина) та  $L$  (склад). З іншого  
боку, частинка в ямі передуває будь-якому іншому  
тунелюванню і такі процеси називаються ахроматичними  
(метастабільними). Тоді має місце умова рівності

$$F_n \approx \frac{t_n}{T_n}, \quad \text{де } T_n - \text{середній час пасажу} \text{ OR-на} \text{ на} \text{ рівні}$$

$$T_n \approx \frac{2d}{V_n D_1}, \quad \text{де } V_n = \sqrt{\frac{2E_n}{m}} - \text{максимальна}$$

$D_1$  - коефіцієнт проникності з бар'єру, тоді  $L$  визначає чи необхідне (зарез  $D_1$ )

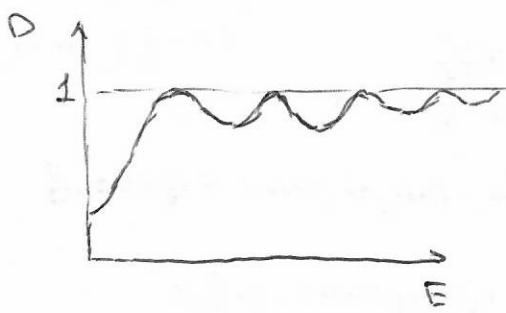
Задача бар'єру не симетричний  $\Rightarrow D_{\max} < 1$ .

При зміні енергії бар'єрів можна змінити  $\lambda$ -ну частоту зберігаючись, змінюючи енергію резонансу.

Якщо  $E > U_0$ , тоді

$$D = \left\{ 1 + \frac{(k^2 - k_2^2) \cdot \sin^2(k_2 L)}{4 k^2 k_2^2} R \right\}^{-1}, \quad k_2 = \sqrt{\frac{2m(E-U_0)}{\hbar^2}}$$

$$R = \frac{[(k^2 + k_2^2) \sin(k_2 L) \sin(kd) - 2kk_2 \cos(k_2 L) \cos(kd)]^2}{k^2 k_2^2}$$



$D_{\max}$  симетричний при

$\sin(k_2 L) = 0$  — нау волині з бар'єром частота пропадає без відбивання

та при  $R = 0$

$$\frac{k^2 + k_2^2}{2kk_2} = \operatorname{ctg}(k_2 L) \cdot \operatorname{ctg}(kd) -$$

заважає на частоту частоти в області між бар'єрами компонують. Це відбивання на бар'єрах: північний шотик, який приходить з другий бар'єр, супергається з ним, який виникає після другого.

Рисункині супергаєтання в системах змінної розмірності

Перехід від однорідного до тривимірного випадку може бути зроблено згідно з розглянутим, що

$$U(\Sigma) = U_x(x) + U_y(y) + U_z(z)$$

тоді залишається змінити систему можна залежність

у випадку  $\vec{H} = H_x + H_y + H_z$ , власні ф-ї  $H_i$  будуть належати

до індивідуальних і власних  $q$  та  $A$ . Та наслідок

$$\Psi(x,y,z) = \Psi(x) \cdot \Psi(y) \cdot \Psi(z)$$

$$\vec{E} = E_x + E_y + E_z$$

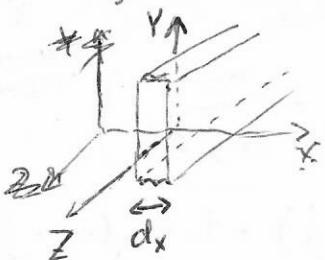
a) квантові хвилі — виникаючі внаслідок надлишкової енергії маси, можна встановити, що рух електронів відбувається  $y$  та  $z$  відповідно ( $U_y=0$ ,  $U_z=0$ )

$$\Psi(x,y,z) \approx \Psi_x(x) \cdot e^{iq_y y} \cdot e^{iq_z z}$$

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

внасл. сфер. зон

Вираз  
змін. пристроя



де  $k_x$  та  $k_y$  цілі чи непарні числа (якщо задовільно тає умова  $q$  — кратна  $\pi$  на границях макро-кристалу)

Burning  $\Psi_n(x)$  ja  $E_n$  saaremineks tõlgendatakse mitte  $\Psi$  seda kui osa kõikineksidest süm

$$\Psi_n(x) = \begin{cases} 0, & |x| \geq d_x/2 \\ \sqrt{\frac{2}{d}} \cos\left(\frac{\pi n x}{d_x}\right), & n - \text{parup} \\ \sqrt{\frac{2}{d}} \sin\left(\frac{\pi n x}{d_x}\right), & n - \text{parev} \end{cases}, \quad |x| < \frac{d_x}{2}$$

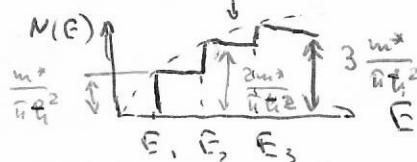
$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m d_x^2} n^2$$

osad näitajateks:

$$\omega = \frac{1}{2} \frac{\hbar^2}{m d_x^2}, \quad \alpha = \sqrt{\frac{\hbar}{m \omega}}, \quad \Psi_n \sim \exp\left(-\frac{y^2}{2a^2}\right) H_n\left(\frac{x}{a}\right) \quad ; \quad E_n = \hbar \omega \left(n + \frac{1}{2}\right), \quad n=0,1,2, \dots$$

(n - 1/2), n=1,2,3

vastavat ettevalmistust



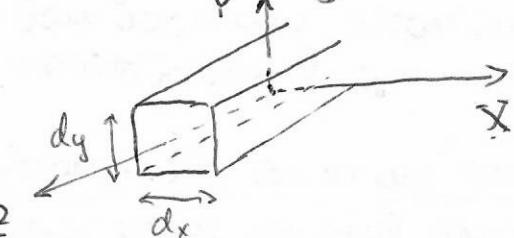
Seevalm, osa suurenenud vabandust - mõõtmeid ei oleks

ka voodi, kuidas  $E_{n+1} - E_n \gg kT$

$E_{n+1} - E_n \gg \frac{\hbar}{2}$  - ümbermõõdu põhjal

ca. 23B Selleks liige mida mõõta on täpsusmõõtu mehhanism, tõt  $\tilde{\tau} = \frac{m \mu}{q} - \text{vast}$   
mõõtmeid ei saa

### 3) vabandust - spetsialne



$$u_z = 0$$

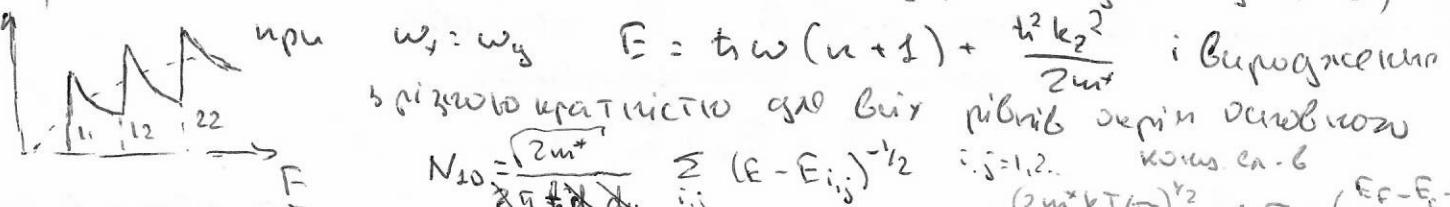
$$\Psi(x,y,z) \sim \Psi_{nx}(x) \Psi_{ny}(y) e^{ik_z z}$$

$$E = E_{nx} + E_{ny} + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_z^2}$$

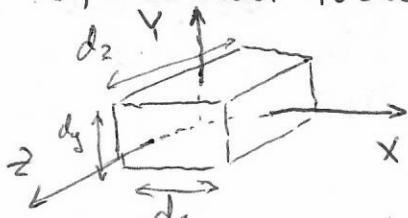
$$E_{nx} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_x^2 d_x^2} n_x^2, \quad E_{ny} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_y^2 d_y^2} n_y^2$$

kuju  $dx = dy$  - vabandust - spetsialne põhni.

$N(E)$  osa näitajateks:  $E_{nx} = \hbar \omega_x (n_x + \frac{1}{2})$ ,  $E_{ny} = \hbar \omega_y (n_y + \frac{1}{2})$



### 4) vabandust - torku



$$E = E_{nx} + E_{ny} + E_{nz} \quad ; \quad \text{spetsialne põhni}$$

$$\text{mõõtmeid} \quad E = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2} \left( \frac{n_x^2}{m_x^2 d_x^2} + \frac{n_y^2}{m_y^2 d_y^2} + \frac{n_z^2}{m_z^2 d_z^2} \right) \quad \text{integroonidega}$$

osasidest  $E = \hbar \omega_x (n_x + \frac{1}{2}) + \hbar \omega_y (n_y + \frac{1}{2}) + \hbar \omega_z (n_z + \frac{1}{2})$

$$N_{10} = \frac{2}{d_x d_y d_z} \sum_{i,j,k} \delta(E - E_{ijk})$$



$$n_{10} = \frac{2}{d_x d_y d_z} \sum_{i,j,k} \left[ 1 + \exp\left(\frac{E_{10} + E_{ijk} - E_F}{kT}\right) \right]^{-1}$$

23B

### Сферично-симметрична потенціяльна функція

Функція фінної  $U(z) = U_r(r) + U_\theta(\theta) + U_\varphi(\varphi)$  не виконує ВСВ, та, скільки є симетрія, може бути зведені до симетричного виразу.

$$U(z) = \begin{cases} 0, & z \leq a \\ \infty, & z > a \end{cases} \quad \text{в ССК}$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial}{\partial z} \left( z^2 \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right) - \frac{\hbar^2}{2mz^2} \Delta_{\theta,\varphi} \Psi + U\Psi = E\Psi$$

$$\text{де } \Delta_{\theta,\varphi} = \frac{1}{\sin \theta} \left( \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right)$$

$$-\hbar^2 \Delta_{\theta,\varphi} = \hat{L}^2$$

Потому що функція є симетричною  $\Rightarrow \Psi(z, \theta, \varphi) = f(z) Y(\theta, \varphi)$   
при  $z \geq a$   $\Psi = 0$

$$z \leq a \quad \Psi = f_{ne}(z) Y_{l,m}(\theta, \varphi) \Rightarrow \text{цим вдається } (2l+1) \text{ варіантів}$$

$$\left[ \frac{\partial}{\partial z} \left( z^2 \frac{\partial}{\partial z} \right) - \frac{l(l+1)}{z^2} + k^2 \right] f_{ne} = 0, \quad k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}$$

Розв'язок цього рівняння, який є складним при  $z=0$

$$f_{ne} = A \cdot j_e(kz)$$

де  $A$  - нормалізація константа,  $j_e$  - сферична  $Q-l$ -важена  
 $j_0 = \frac{\sin kz}{kz} : j_1 = \frac{j_0}{kz} - \frac{\cos(kz)}{kz} \dots$

Для непреривності функції  $\Psi(z=a) = 0 = A j_e(ka) Y_{l,m}(\theta, \varphi)$

$$j_e(ka) = 0 \quad \text{що} \quad X_{ne} = n - \bar{n} \quad (n=1, 2, \dots) \quad \text{важить}\newline \text{якщо} \quad \text{важена нормація } k, \text{ та}$$

$$E = \frac{\hbar^2 X_{ne}^2}{2m a^2} \quad \text{- залежність між важеною нормою}\newline \text{та } E \quad (\text{також } S\text{-частини набігають } X_{n,0} = n \cdot \pi),\newline \text{проте } a\text{-радіус зовсім не має сенсу} \quad (\text{значення})$$

Інші

із цих прости видає  $g_{ne}$  S-частини

$$U(z) = \begin{cases} 0, & z \leq a \\ U_0, & z > a \end{cases}$$

$$f_{ne} = \begin{cases} A \sin(kz)/z, & z \leq a \\ B \exp(-Bz)/z, & z \geq a \end{cases} \quad B = \sqrt{\frac{2m(U_0 - E)}{\hbar}}$$

Решта це північні варіанти

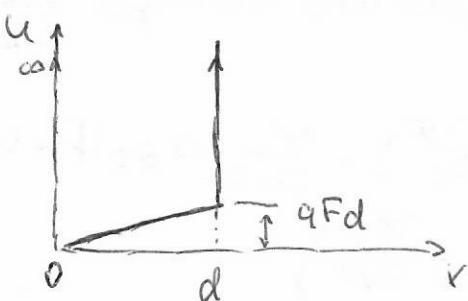
$$\beta = -k \cdot \operatorname{ctg}(ak)$$

$$\text{деяло обсягу } X = \frac{U_0}{E^*}, \text{ де}$$

$$E^* = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m (2a)^2}, \text{ та буде відповідно } \sqrt{X} < 0,5 \text{ північні варіанти}\newline \text{при } 0,5 \leq \sqrt{X} \leq (n+0,5) \text{ інші в збільшенні}\newline \text{стачати}$$

Вивів електричного поля на спрощений схемі  
застосовуючи метод розмежування

a) нескінченно тонка ділянка



Говоримо про обмежене поле напруженості  $F$

$$U = \begin{cases} \infty, & x \leq 0, x \geq d \\ qFx, & 0 < x < d \end{cases}$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} + qFx\psi = E\psi$$

Задача, що з таким р-нем вже має спрощу, замінив  
 $\hat{x} = (x - \frac{E}{qF}) \cdot \left(\frac{2mqF}{\hbar^2}\right)^{1/3}$  звичайною  $\frac{d^2\psi}{d\hat{x}^2} - \hat{x}\psi = 0$

$$\text{Розв'язок } \psi(\hat{x}) = C_1 A_i(\hat{x}) + C_2 B_i(\hat{x})$$

де  $A_i$  та  $B_i$  -  $\psi$ -ї функції першого та другого порядку;  
 пакоже в нас був лише перший додаток, бо в трикутній  
 обмеженні на  $x \rightarrow \infty$  нема, а  $\psi \rightarrow \infty$ ,  $\hat{x} \rightarrow \infty$   
 тоді же  $A_i(\hat{x} \rightarrow \infty) \rightarrow 0$

Використовуючи  $\psi(x=0)=0$  та  $\psi(x=d)=0$   
 можна отримати дисперсійне рівняння

$$A_i(\hat{x}|_{x=d}) \cdot B_i(\hat{x}|_{x=0}) - A_i(\hat{x}|_{x=0}) \cdot B_i(\hat{x}|_{x=d}) = 0$$

Ось розв'язок  $B_i(\hat{x}|_{x=0})$  за  $A_i(\hat{x}|_{x=d})$  методом

помноження при крайніх варіантів. При  $qFd \rightarrow \infty$ ,  $C_2 = 0$   
 і отримуємо звичайний розв'язок пакоже.

Коли величина  $(qFd)$  невелика (слабке поле, будь-яка ділянка)  
 можна використати теорію збурень

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}$$

де  $\hat{H}_0$  - гео-індукційний нескінченної ділі,  $\hat{V} = qFx$

$$\text{В звичайну формулу } \psi_n^{(0)} = \sqrt{\frac{2}{d}} \sin\left(\frac{\pi n}{d} x\right), n = 1, 2, 3$$

(пакоже ми самі  $\sin$  та  $\cos$ , але тоді навколо відповідної функції,   
 звичай - на кравові)

Поправка до енергії в першому приближенні

$$\Delta E^{(1)} = \langle \psi_n^{(0)} | \hat{V} | \psi_n^{(0)} \rangle = V_{nn} \quad \text{ін-н більш як } n = 0 - \text{ відсутні}$$

$$\Delta E^{(1)} = \frac{2}{d} \int_0^d \sin^2\left(\frac{\pi n}{d} x\right) \cdot qFx \cdot dx = \frac{2qF}{d} \int_0^d x \cdot \frac{1}{2} (1 - \cos \frac{2\pi n}{d} x) dx = \frac{1}{2} qF \cdot d$$

тоді  $E_n^{(1)} = \frac{t^2 \pi^2}{2md^2} n^2 + \frac{1}{2} qF \cdot d$  - в першому наближенні були залучені та обговорені залежності

В другому наближенні

$$\Delta E_n^{(2)} = \sum_{e \neq n} \frac{|V_{en}|^2}{E_n^{(0)} - E_e^{(0)}}$$

наслідково

$$E_n^{(2)} \approx \frac{t^2 \pi^2}{2md^2} n^2 + \frac{1}{2} qFd - 1,08 \cdot 10^2 \frac{(qFd)^2}{E_1^{(0)}}$$

тепер збурення спрощено до приблизної форми  $|V_{en}| \ll (E_n^{(0)} - E_e^{(0)})$

так що більші частини рівняння в исключенні дії з прискоренням, то

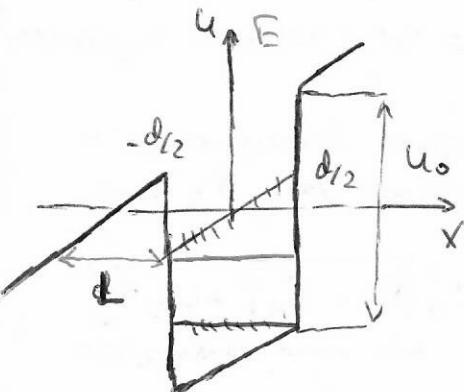
$$|V_{21}| \ll |E_1^{(0)} - E_2^{(0)}|$$

$$qFd \ll |GE_1^{(0)}|$$

тоді наслідково можна використовувати але що  $qFd \approx E_1^{(0)}$

3) стійкість дії

$$= \frac{t^2 \pi^2}{2md^2}$$



Основна відмінність - це те, що застосування методу тунелювання в січній відмінності заслугує  $X$  і відповідає на нестійкість  $\Rightarrow$  стійкі вібрації гармонічні, та не зупиняють рівні (якщо багато дії, то спираються).

Це в суть не дискретній рівн., а резонансний рівн. (резонанс Бреєнга-Вінера) зупиняється тут жіно, та зупиняється рівн.

Для цього єдиний можна було б зупинити

(вібраційній стійкі) , що є

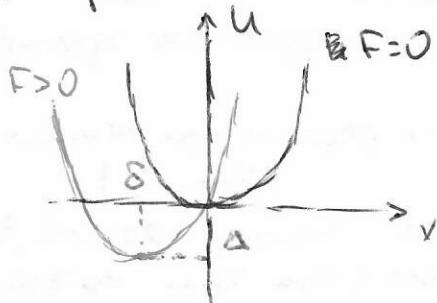
$$L \gg \beta_n^{-1}, \text{ де } \beta_n = \sqrt{\frac{2m(U_0 - E_n)}{t}}, \text{ тоді } qF \ll \frac{U_0 - E_n}{\frac{1}{2}d + \beta_n^{-1}}$$

якщо саджено може

a) так що  $V = qFx$  - квадратична, та  $\Delta E_n^{(1)} = 0$

b)  $\Delta E_n^{(2)} = 0$ , квадратична по міру, ~~зупиняється~~  $\Rightarrow$  якщо симетричний стійкі - вібрації

3) непідсилена дія.



$$U(x) = \frac{1}{2}m\omega^2 x^2 + qFx$$

$$\text{Змінити заміни } \tilde{x} = x - \delta = x + \frac{qF}{m\omega^2}$$

$$\delta = -\frac{qF}{m\omega^2}$$

тож рівнення можна переписати як

$$-\frac{\pi^2}{2m} \frac{d^2 \Psi(\tilde{x})}{d \tilde{x}^2} + \frac{1}{2} m \omega^2 \tilde{x}^2 \Psi(\tilde{x}) = \left( E + \frac{(qF)^2}{2m\omega^2} \right) \Psi(\tilde{x})$$

тобто рівнення яке зважайшою складається

$$E_n = n\omega \left( n + \frac{1}{2} \right) + \Delta, \quad n=0, 1, 2; \quad \Delta = -\frac{(qF)^2}{2m\omega^2}$$

$$\Psi_n(x) \sim \exp\left(-\frac{(x-\delta)^2}{2a^2}\right) H_n\left(\frac{x-\delta}{a}\right), \quad \text{де } a = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}}$$

Тобто в однорідному Е.П. із  $\omega$  є зважений як змінний  
параметр рівняння (можна скласти систему) і  
енергія дозволених станів змінюється  $\sim F^2$

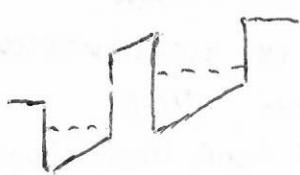
### Дійсні структури в електричному полі



Дійсні структури електричне поле можна викликати  
переважу передислокуючих електронів під час

$$\Psi = \sum_{i=1}^2 c_i(t) \Phi_i(x)$$

↑ є це дуже слабких полів

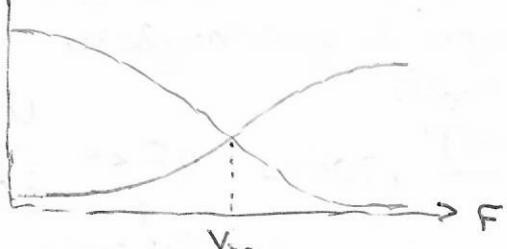


можна створити якщо ізотропний поле буде зробити  
під час енергії  $\Psi$  рівнів

$$E_{1,2} = \frac{1}{2} [E_R + E_L \pm \sqrt{(E_L - E_R)^2 + 4W^2}]$$

$E_1$  - це симетрична з розбиванням винесу Е.П.,  $W$  - це - а необхідно  
рівніважніх передбувань в лінії  $w_i = \int |\Psi(x,t)|^2 dx$  де  $i=1,2$  то

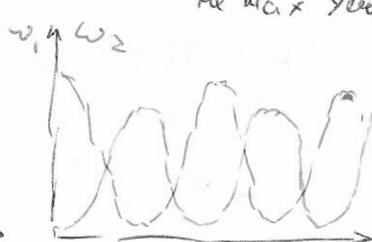
$$w_2 > w_1$$



Задовільно мінімальна діяльність  
(Sime 10^-12 C)



Задовільно мінімальна діяльність  
(Sime ~ 10^-12 C)



передислокування  $\sim 10^{-13} \text{--} 10^{-12} \text{ C}$ .

Це придає постійну частоту  $\omega$  + змінну  
(здумлюючи на факторі  $\omega$ )

- 1) також можна реалізувати резонансне підсилення,  
периодичні  $D = D(V)$
- 2) при  $\omega \gg 1$ :  $D_{max} \downarrow$  + резонанс при механічних коливаннях  
( $V_{max} \downarrow$ )

- 3) може бути резонансне підсилення з механічними коливаннями ( $QD_{min}, \omega_{min}$ )  
(резонанс при  $V_{max} \gg V_{min} < V_{max}$ ) і виниженнем (при  $V_{max} \gg V_{min} > V_{max}$ )  
 $|V_{max} - V_{min}| \gg |V_{min} - V_{max}|$ , коливання неспівзвучні з  $\omega \gg 1$