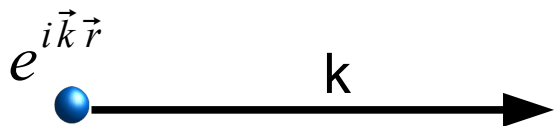


Квантовая макрофизика.

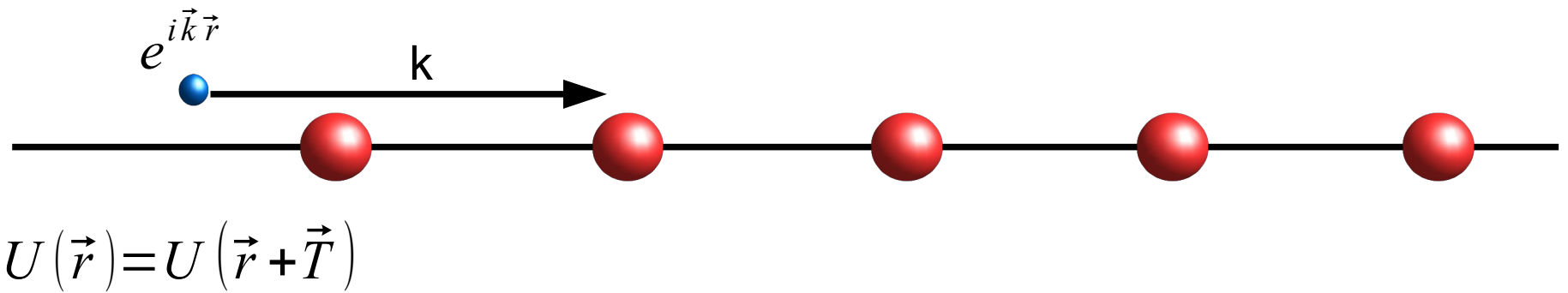
Лекция 4.

Электроны в кристалле:
приближения сильной и слабой связи;
эффективная масса;
зонная структура и заполнение зон.

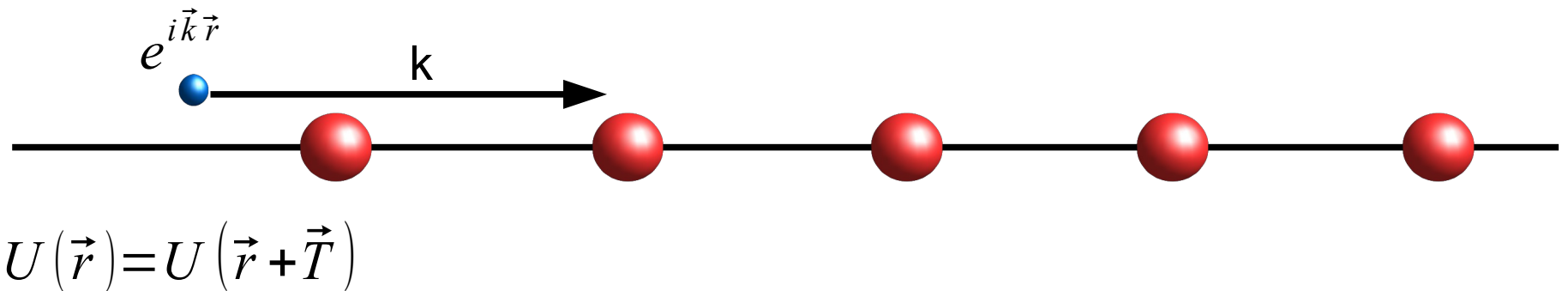
Часть 1. Электрон в периодическом потенциале



Электрон в периодическом потенциале



Электрон в периодическом потенциале

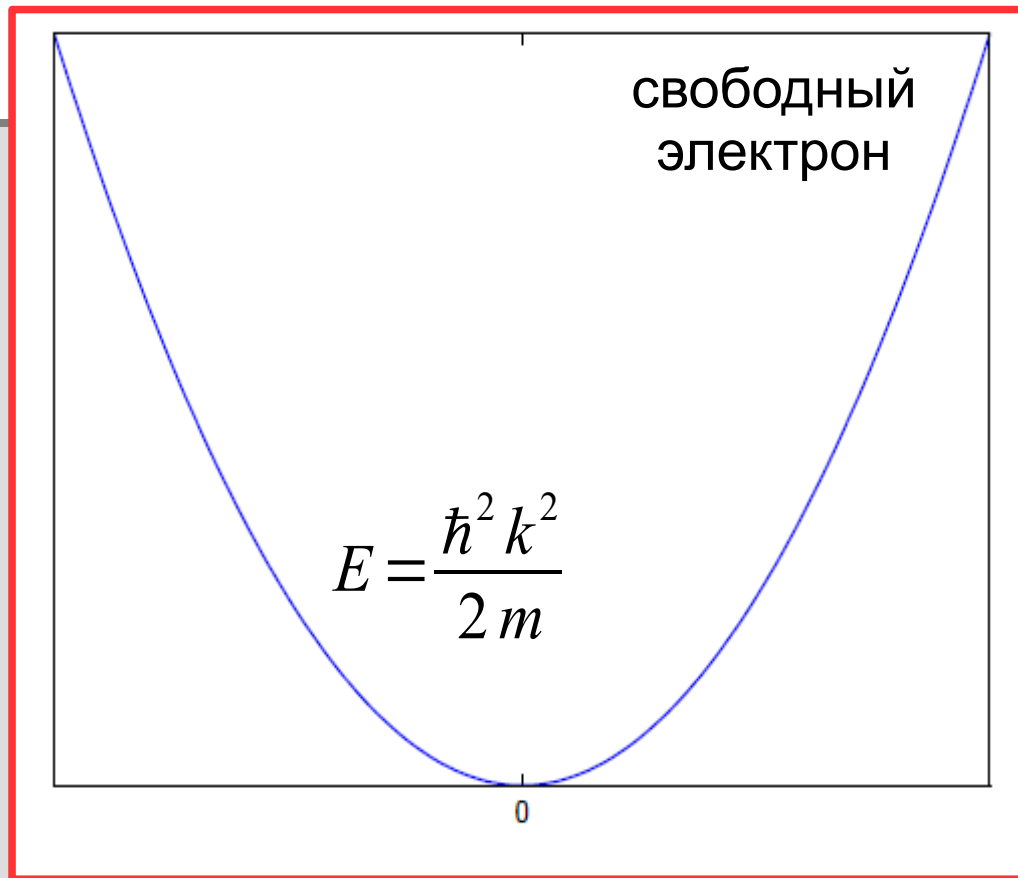
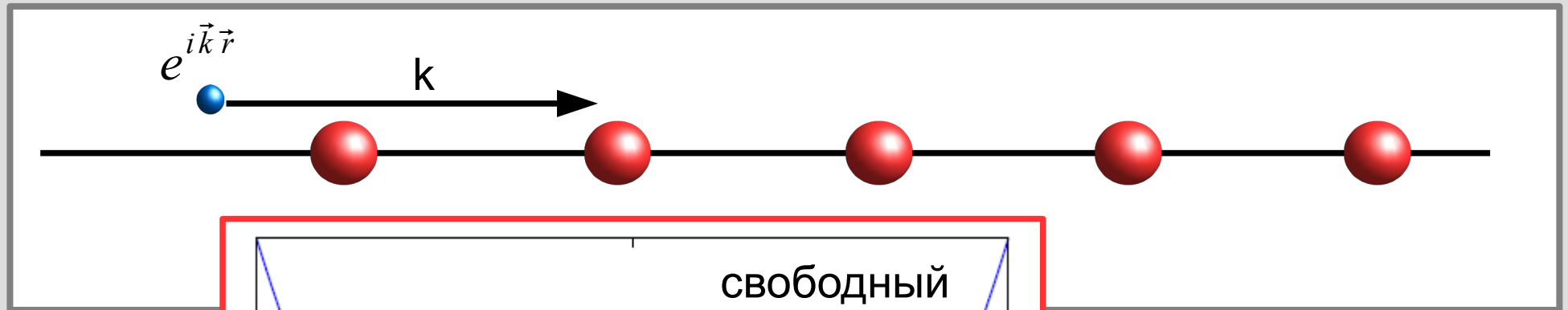


$$\left(\frac{\hat{p}^2}{2m} + U(\vec{r}) \right) \Psi = E \Psi$$

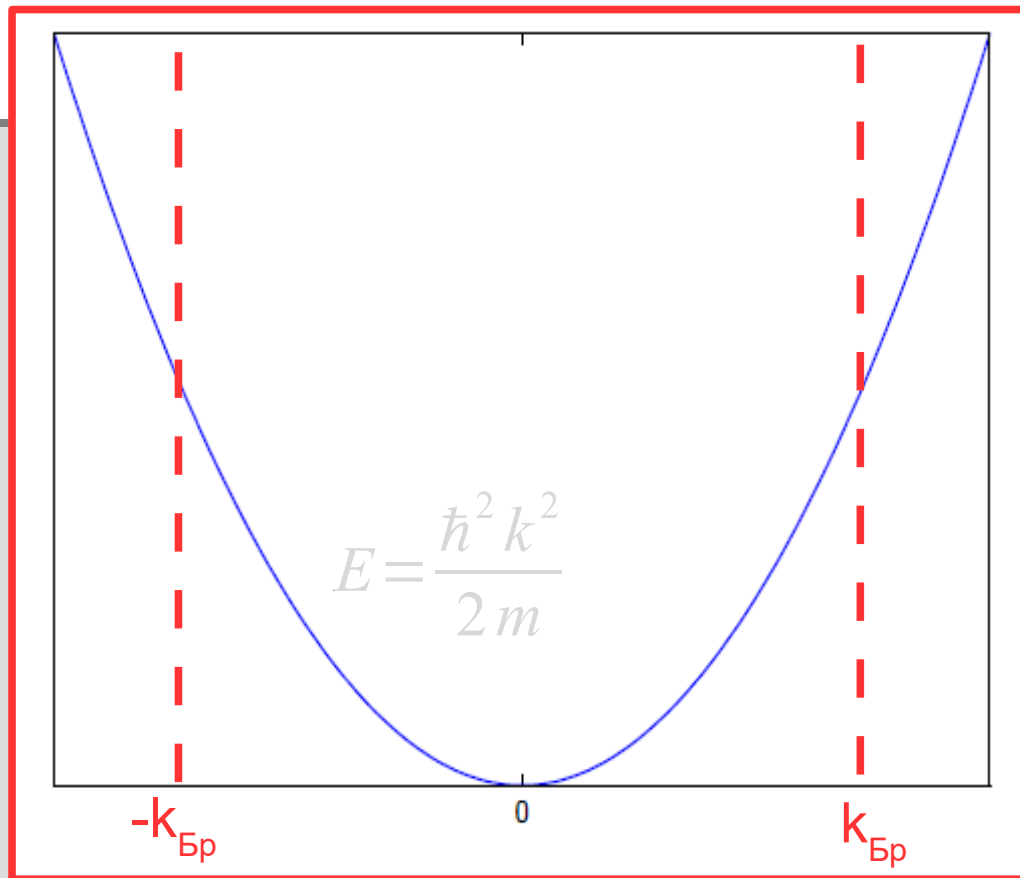
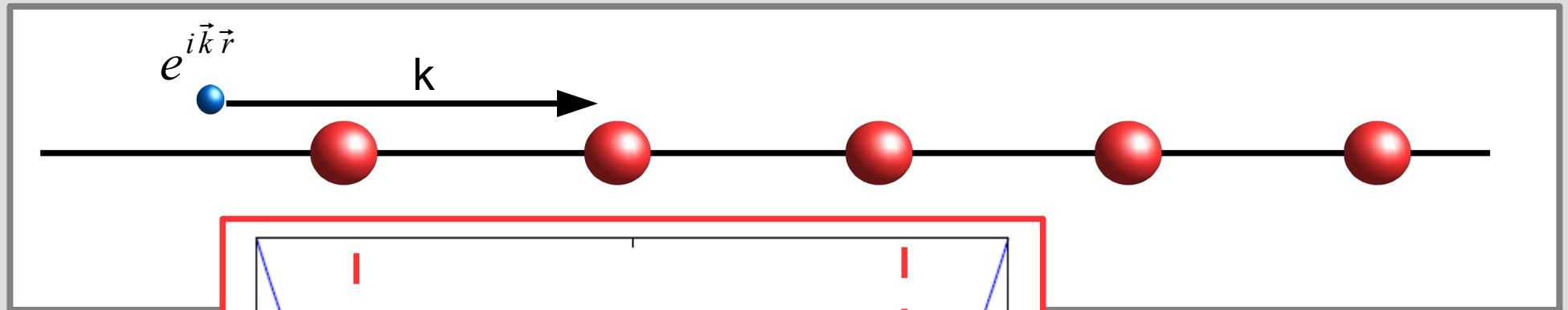
$$U(\vec{r}) = U(\vec{r} + \vec{T})$$

плоская волна не будет
решением уравнения
Шредингера в периодическом
потенциале

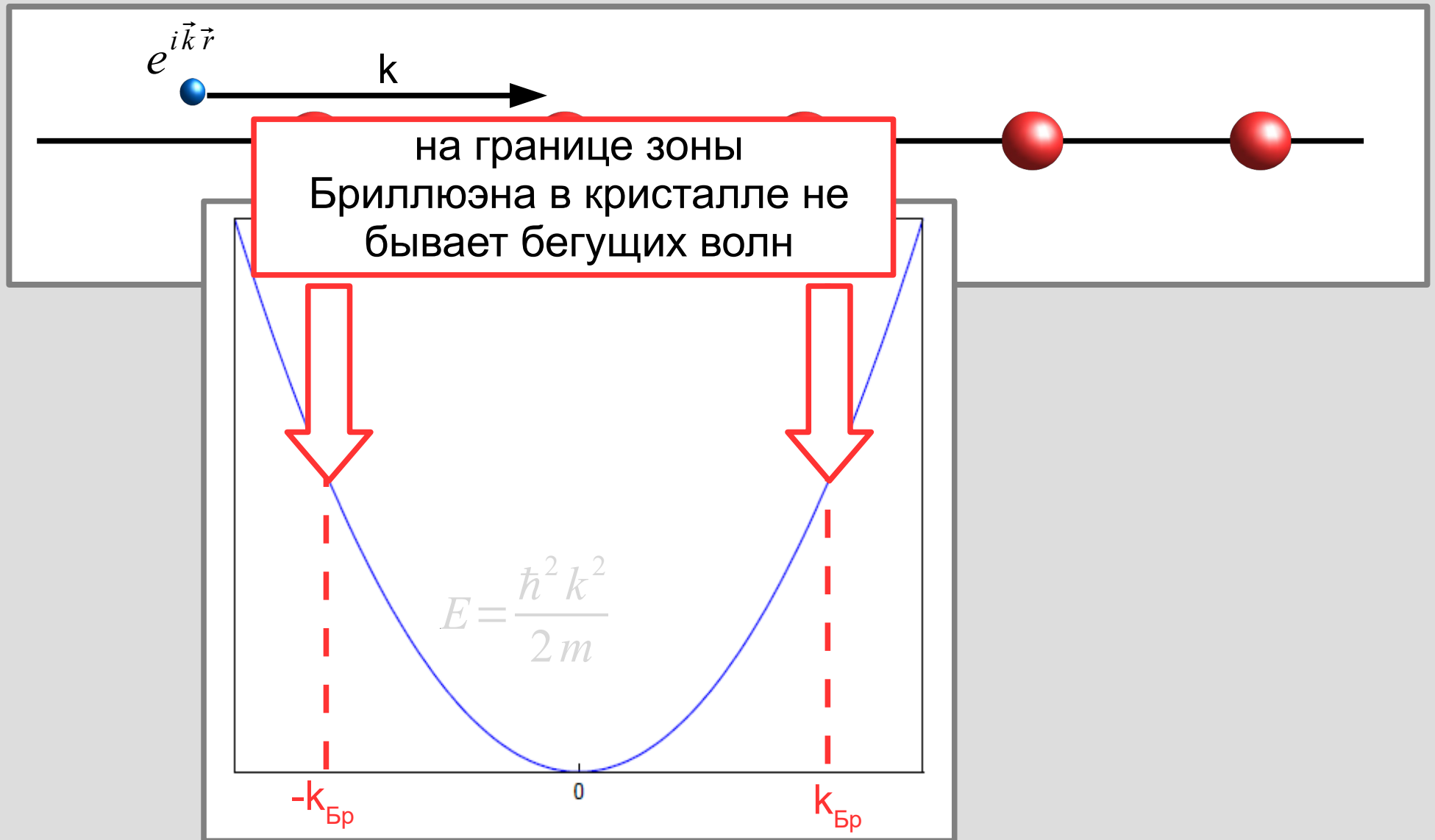
Спектр электрона в кристалле



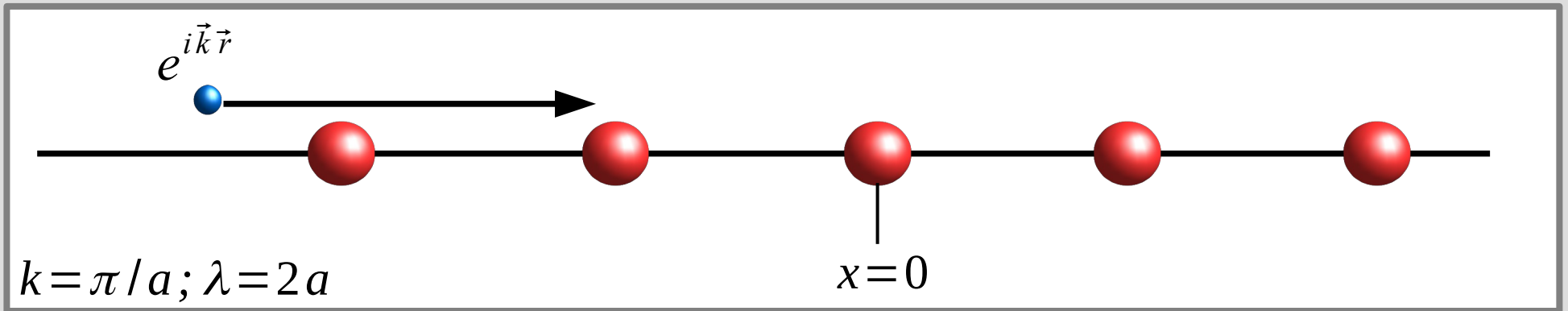
Спектр электрона в кристалле



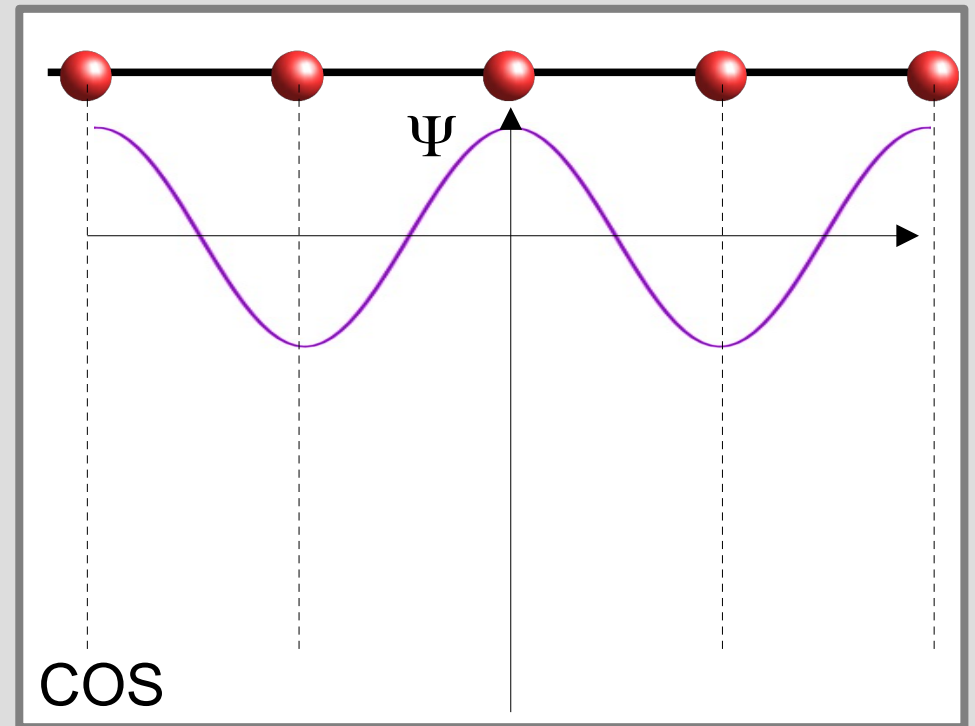
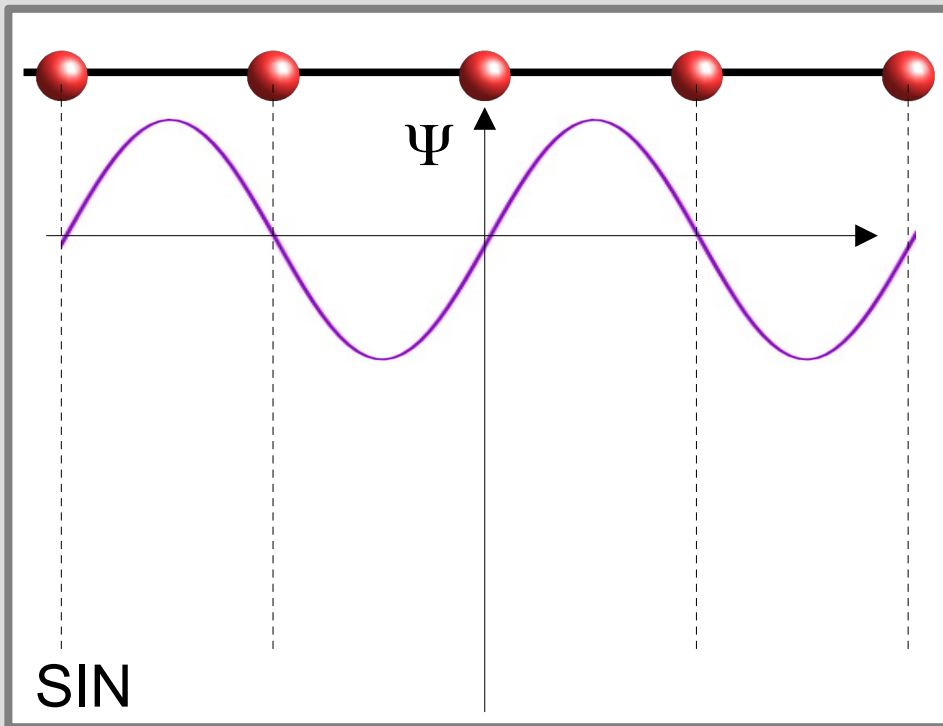
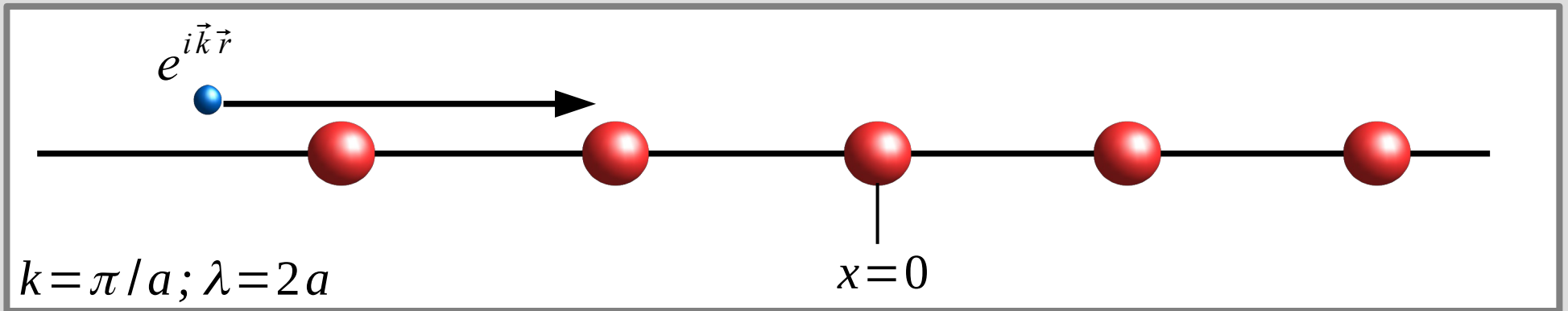
Спектр электрона в кристалле



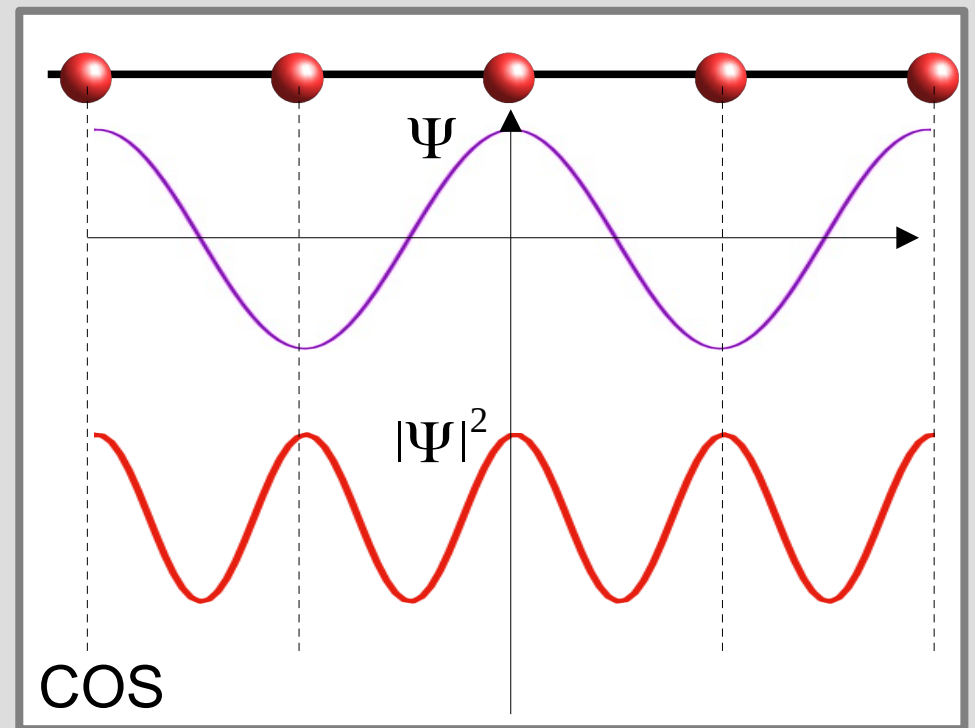
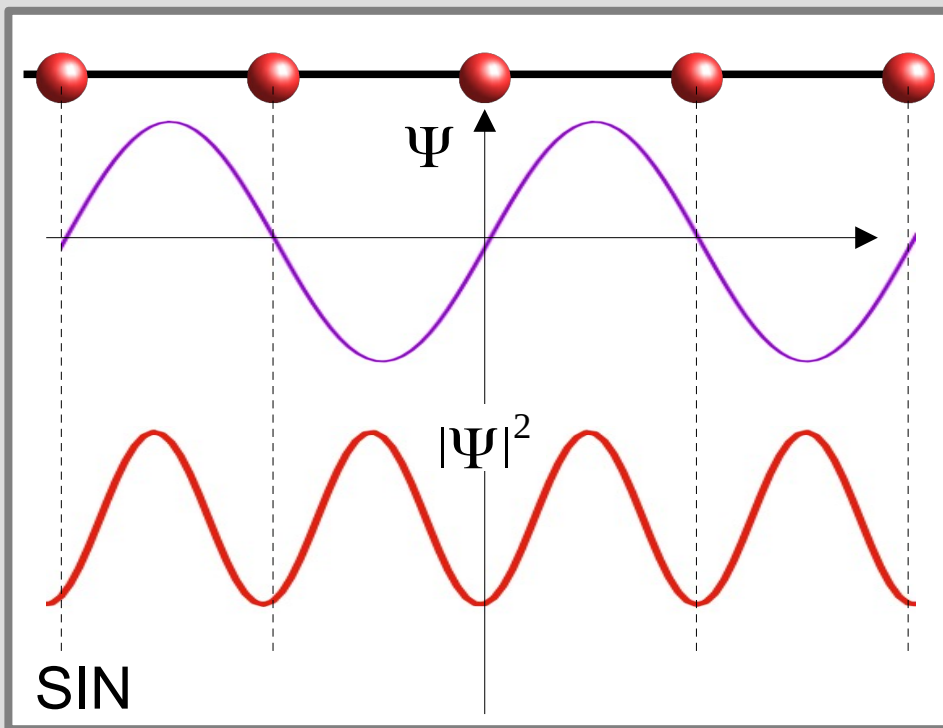
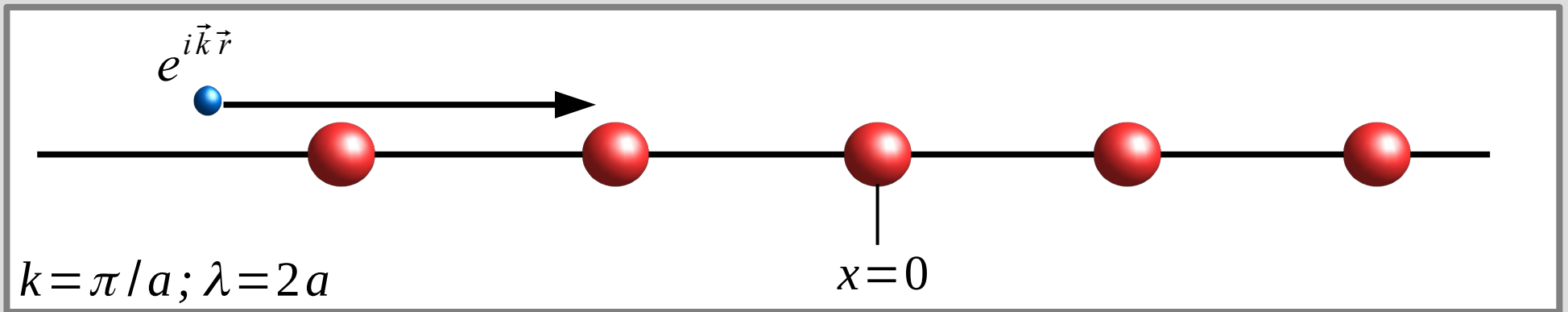
Стоячие волны на границе зоны Бриллюэна



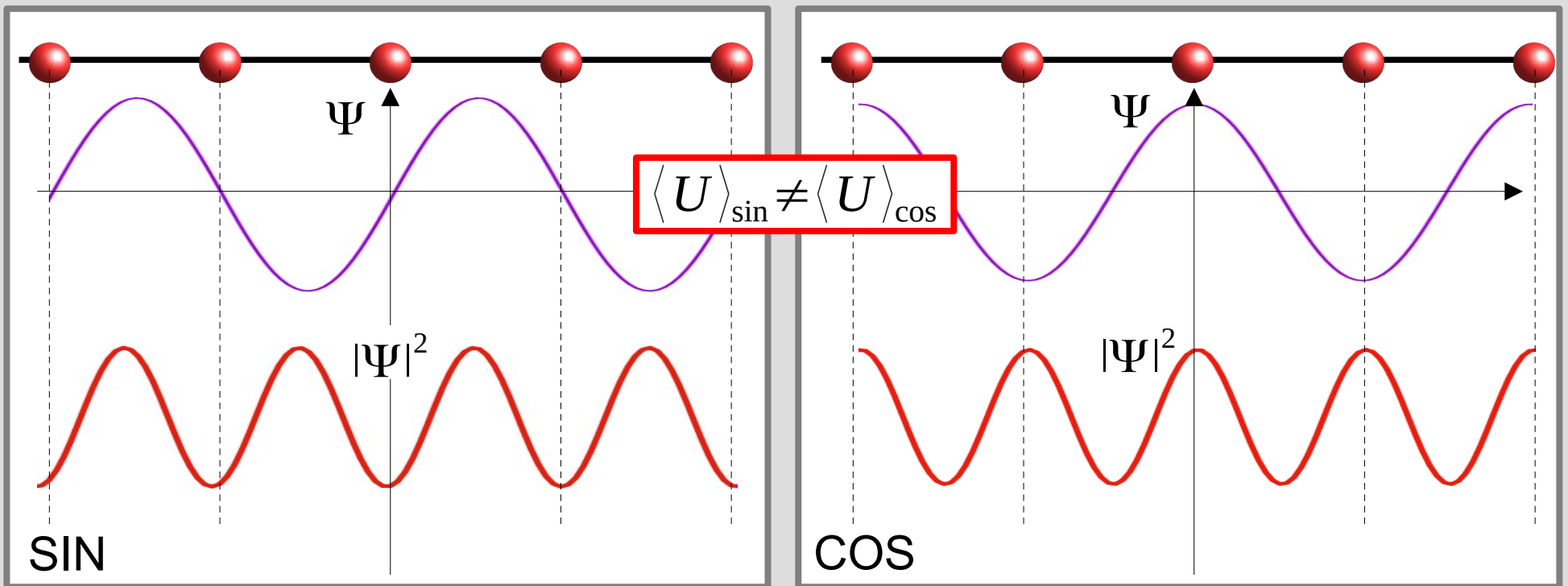
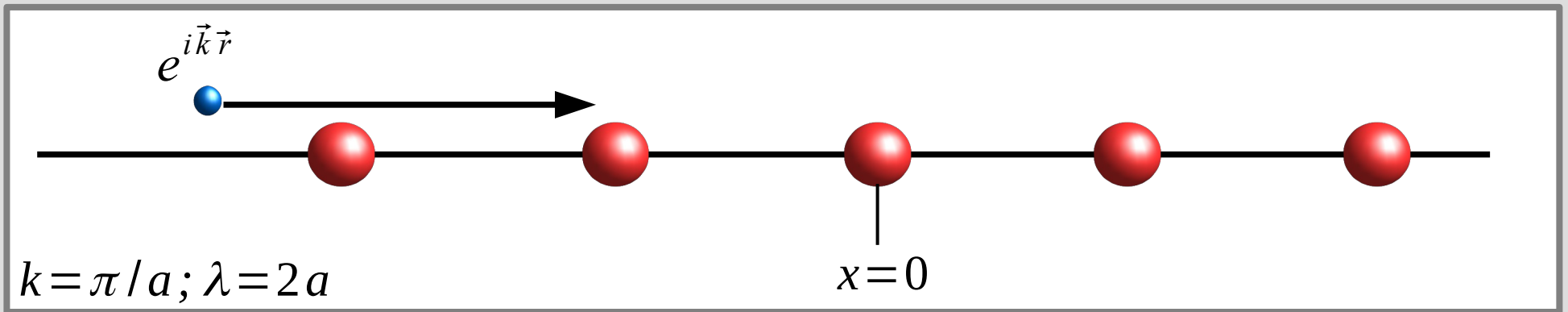
Стоячие волны на границе зоны Бриллюэна



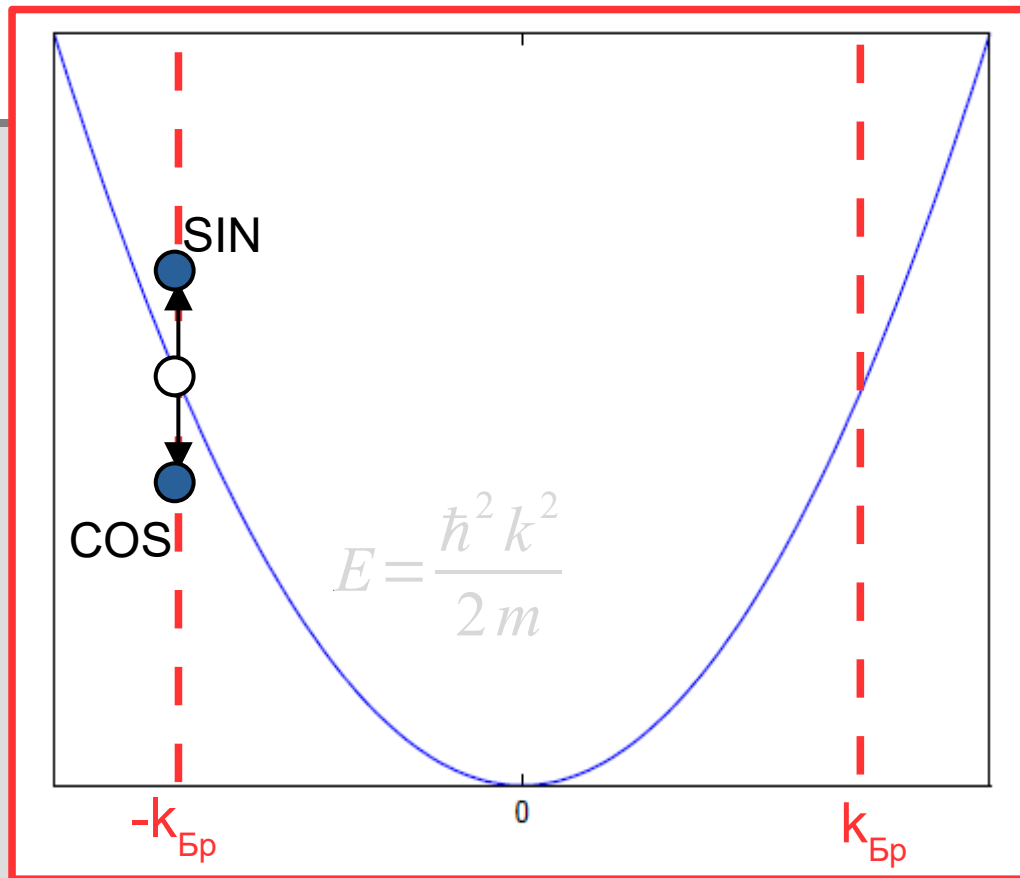
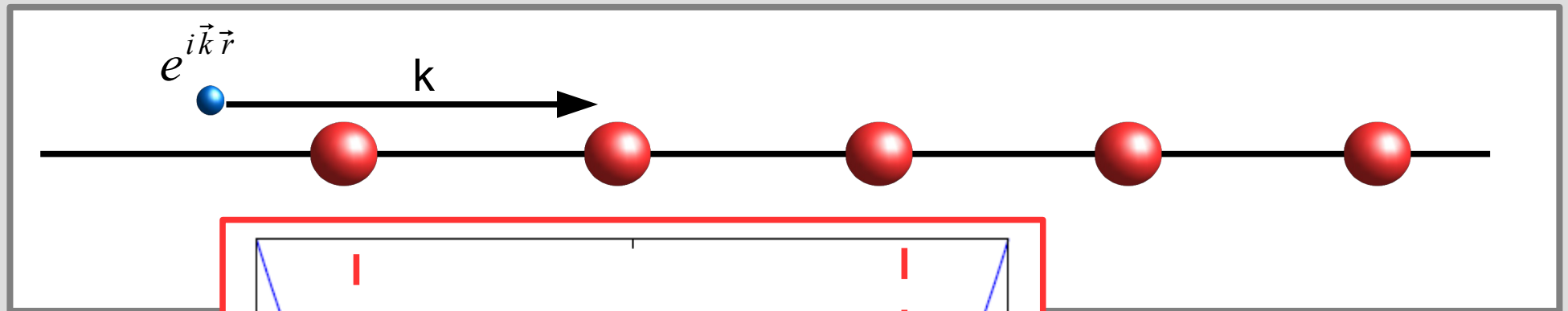
Стоячие волны на границе зоны Бриллюэна



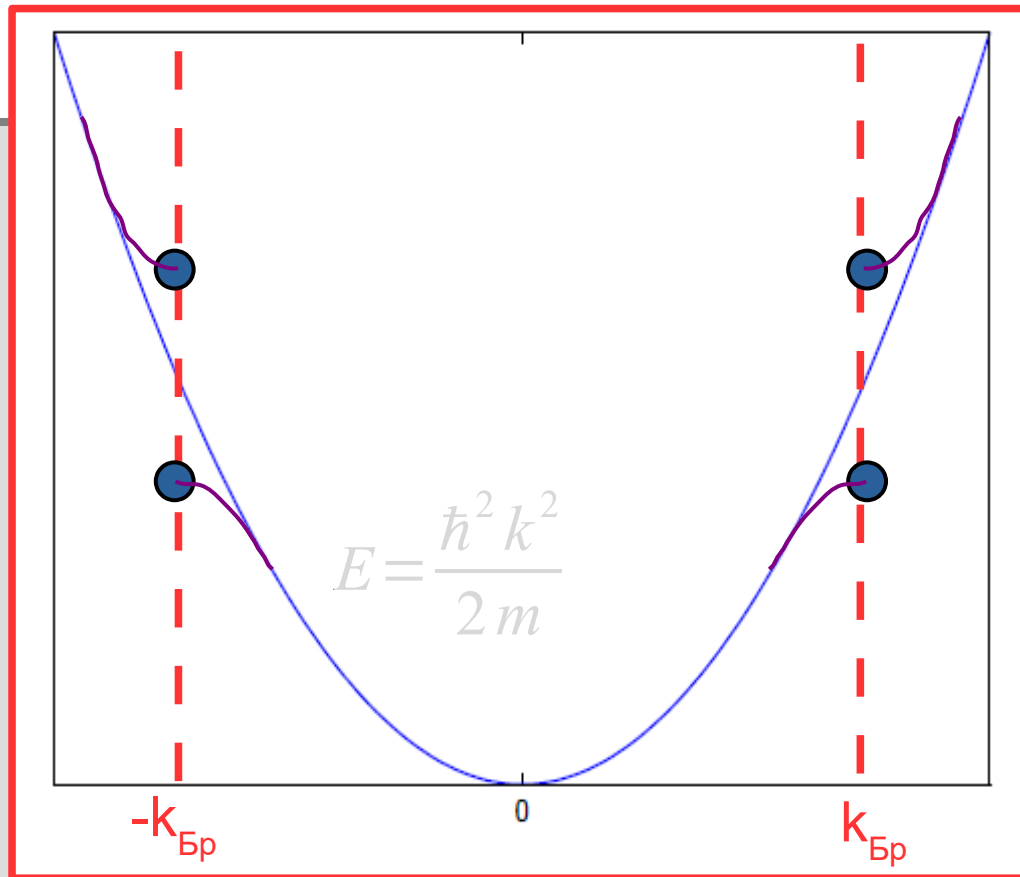
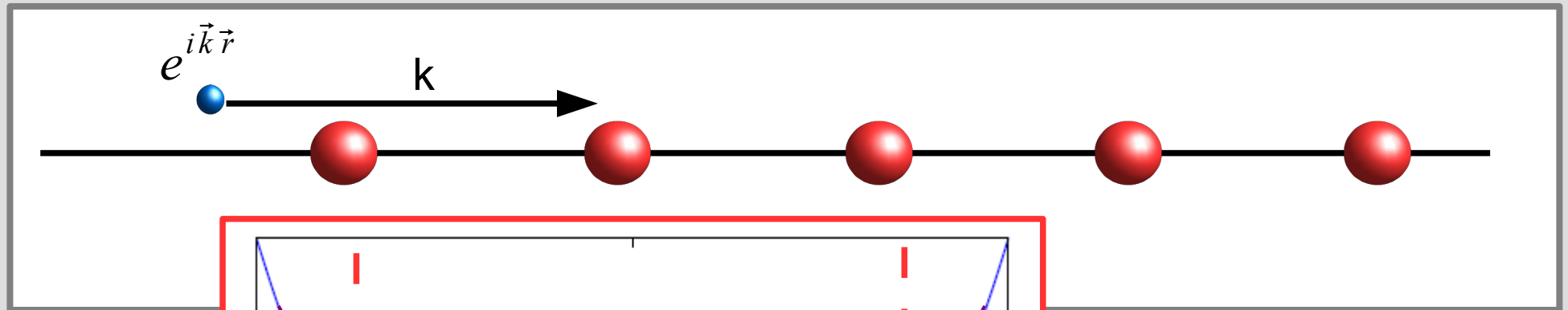
Стоячие волны на границе зоны Бриллюэна



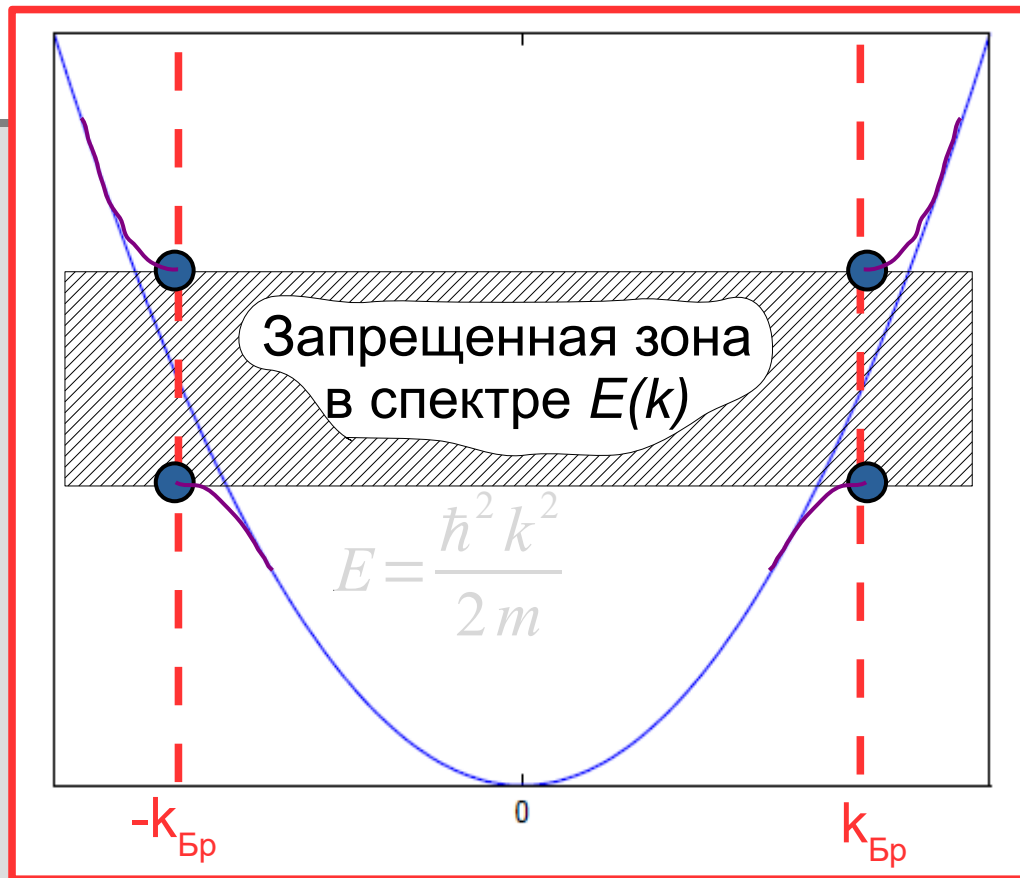
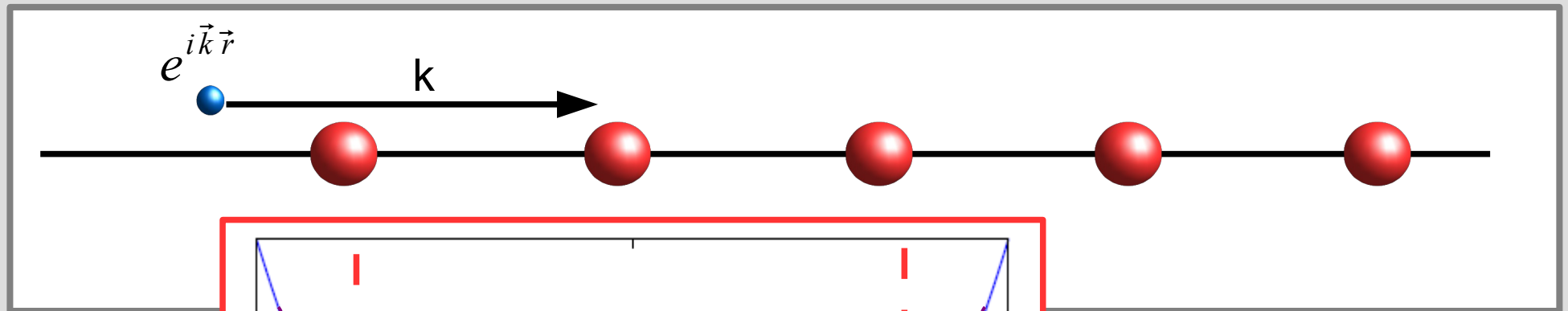
Возникновение запрещенной зоны



Возникновение запрещенной зоны



Возникновение запрещенной зоны

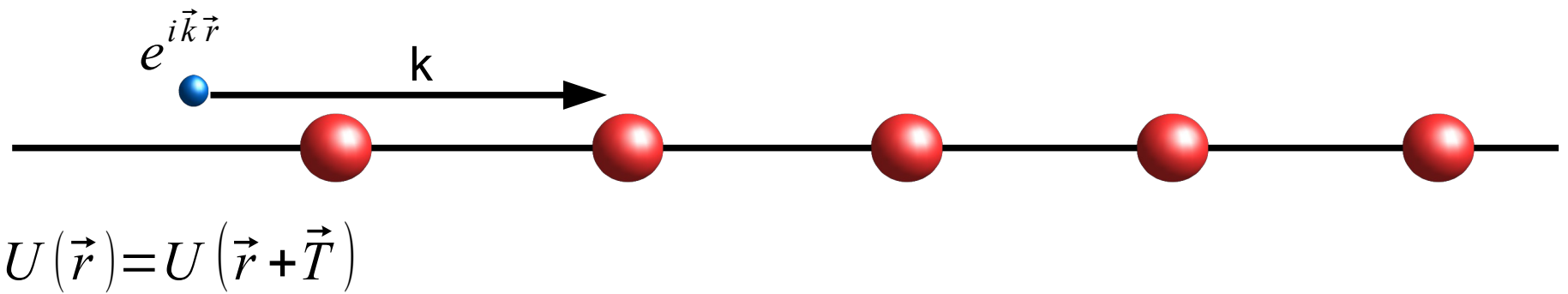


Промежуточный вывод

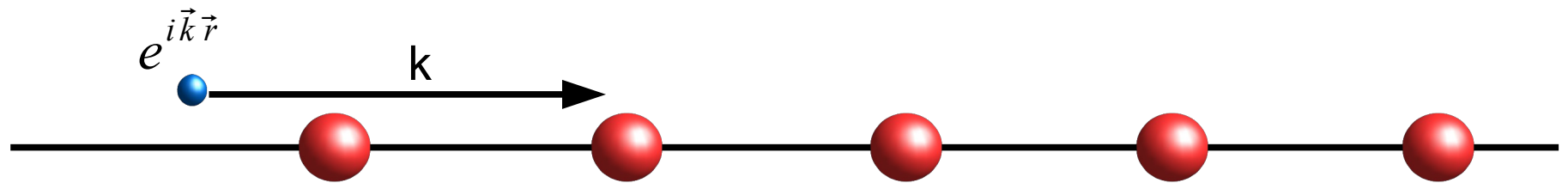
Независимо от конкретной модели:

- В периодическом потенциале спектр электрона $E(k)$ перестаёт быть квадратичной параболой
- Возникает чередование разрешённых и запрещённых энергетических зон
- На границе зоны Бриллюэна групповая скорость должна обращаться в ноль

Часть 2. Теорема Блоха



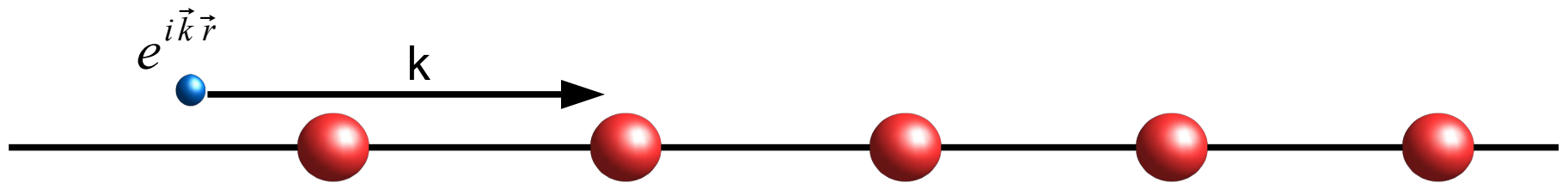
Теорема Блоха



$$U(\vec{r}) = U(\vec{r} + \vec{T})$$

$$\psi_k = e^{ikx} u_k(x)$$
$$u_k(x) = u_k(x + T)$$

Теорема Блоха

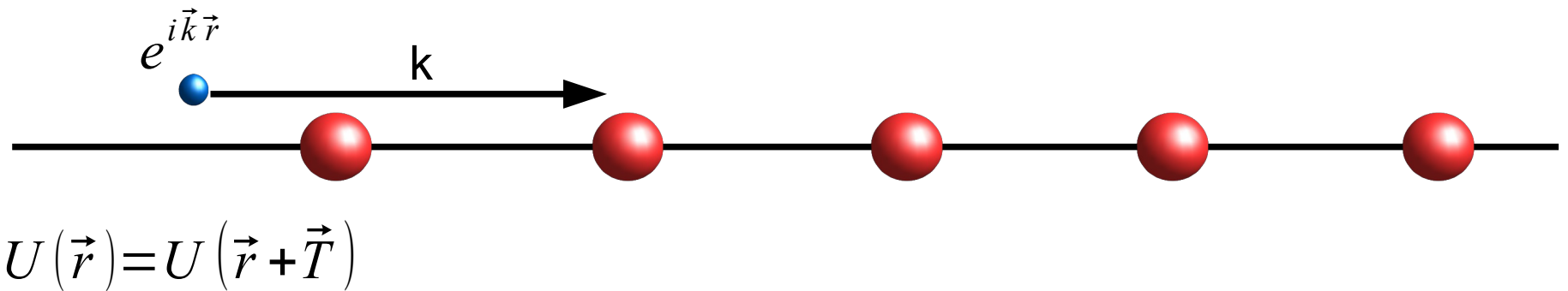


$$U(\vec{r}) = U(\vec{r} + \vec{T})$$

$$\psi_k = e^{ikx} u_k(x)$$
$$u_k(x) = u_k(x + T)$$

$$\Psi_k(x+a) = e^{ika} \Psi_k(x)$$
$$u_k(x) = \sum_K C_{k,K} e^{iKx} = e^{iGx} \tilde{u}_k(x)$$

Квазиимпульс



$$\psi_k = e^{i k x} u_k(x)$$
$$u_k(x) = u_k(x + T)$$

квазиимпульс: $\hbar \vec{k}$

$$\text{НО! } \hat{p}_x = -i \hbar \frac{\partial}{\partial x} \rightarrow \hat{p}_x \Psi_k \neq \hbar k_x \Psi_k$$

Правила отбора и закон сохранения квазиимпульса электрона.

Пример: взаимодействие электрона с модуляцией плотности заряда, связанной с наличием фонона с волновым вектором K

$$\hat{V} = A e^{i\vec{K}\vec{r}} + \text{Э.С.}$$

Правила отбора и закон сохранения квазиимпульса электрона.

Пример: взаимодействие электрона с модуляцией плотности заряда, связанной с наличием фонона с волновым вектором K

$$\hat{V} = A e^{i\vec{K}\vec{r}} + \text{Э.С.}$$

Теория возмущений: для перехода электрона между состояниями k и k' нужен ненулевой матричный элемент

$$V_{k,k'} = \int \psi_{\vec{k}'}^* e^{i\vec{K}\vec{r}} \psi_{\vec{k}} d^3x$$

Правила отбора и закон сохранения квазиимпульса электрона.

Пример: взаимодействие электрона с модуляцией плотности заряда, связанной с наличием фонона с волновым вектором K

$$\hat{V} = A e^{i\vec{K}\vec{r}} + \text{Э.С.}$$

Теория возмущений: для перехода электрона между состояниями k и k' нужен ненулевой матричный элемент

$$V_{k,k'} = \int \psi_{\vec{k}'}^* e^{i\vec{K}\vec{r}} \psi_{\vec{k}} d^3x$$

$$\begin{aligned} \psi_k &= e^{ikx} u_k(x) \\ u_k(x) &= u_k(x+T) \end{aligned}$$


Правила отбора и закон сохранения квазиимпульса электрона.

Пример: взаимодействие электрона с модуляцией плотности заряда, связанной с наличием фонона с волновым вектором K

$$\hat{V} = A e^{i\vec{K}\vec{r}} + \text{Э.С.}$$

Теория возмущений: для перехода электрона между состояниями k и k' нужен ненулевой матричный элемент

$$V_{k,k'} = \int \psi_{\vec{k}'}^* e^{i\vec{K}\vec{r}} \psi_{\vec{k}} d^3x = \int u_{\vec{k}'}^*(\vec{r}) u_{\vec{k}}(\vec{r}) e^{i(\vec{k}+\vec{K}-\vec{k}')\vec{r}} d^3x$$


$$\psi_k = e^{ikx} u_k(x)$$
$$u_k(x) = u_k(x+T)$$

Правила отбора и закон сохранения квазиимпульса электрона.

Пример: взаимодействие электрона с модуляцией плотности заряда, связанной с наличием фонона с волновым вектором K

$$\hat{V} = A e^{i\vec{K}\vec{r}} + \text{Э.С.}$$

Теория возмущений: для перехода электрона между состояниями k и k' нужен ненулевой матричный элемент

$$V_{k,k'} = \int \psi_{\vec{k}'}^* e^{i\vec{K}\vec{r}} \psi_{\vec{k}} d^3x = \int \underbrace{u_{\vec{k}'}^*(\vec{r}) u_{\vec{k}}(\vec{r})}_{\text{периодична с периодом кристалла}} e^{i(\vec{k}+\vec{K}-\vec{k}')\vec{r}} d^3x$$

$$\psi_k = e^{ikx} u_k(x)$$

$$u_k(x) = u_k(x+T)$$

периодична с периодом кристалла

$$\sum C_{\vec{G}} e^{i\vec{G}\vec{r}}$$

Правила отбора и закон сохранения квазиимпульса электрона.

Пример: взаимодействие электрона с модуляцией плотности заряда, связанной с наличием фонона с волновым вектором K

$$\hat{V} = A e^{i\vec{K}\vec{r}} + \text{Э.С.}$$

Правило отбора:

$$\vec{k} + \vec{K} - \vec{k}' + \vec{G} = 0$$

Теория в
состоянии k и k' ненулевой матричный элемент

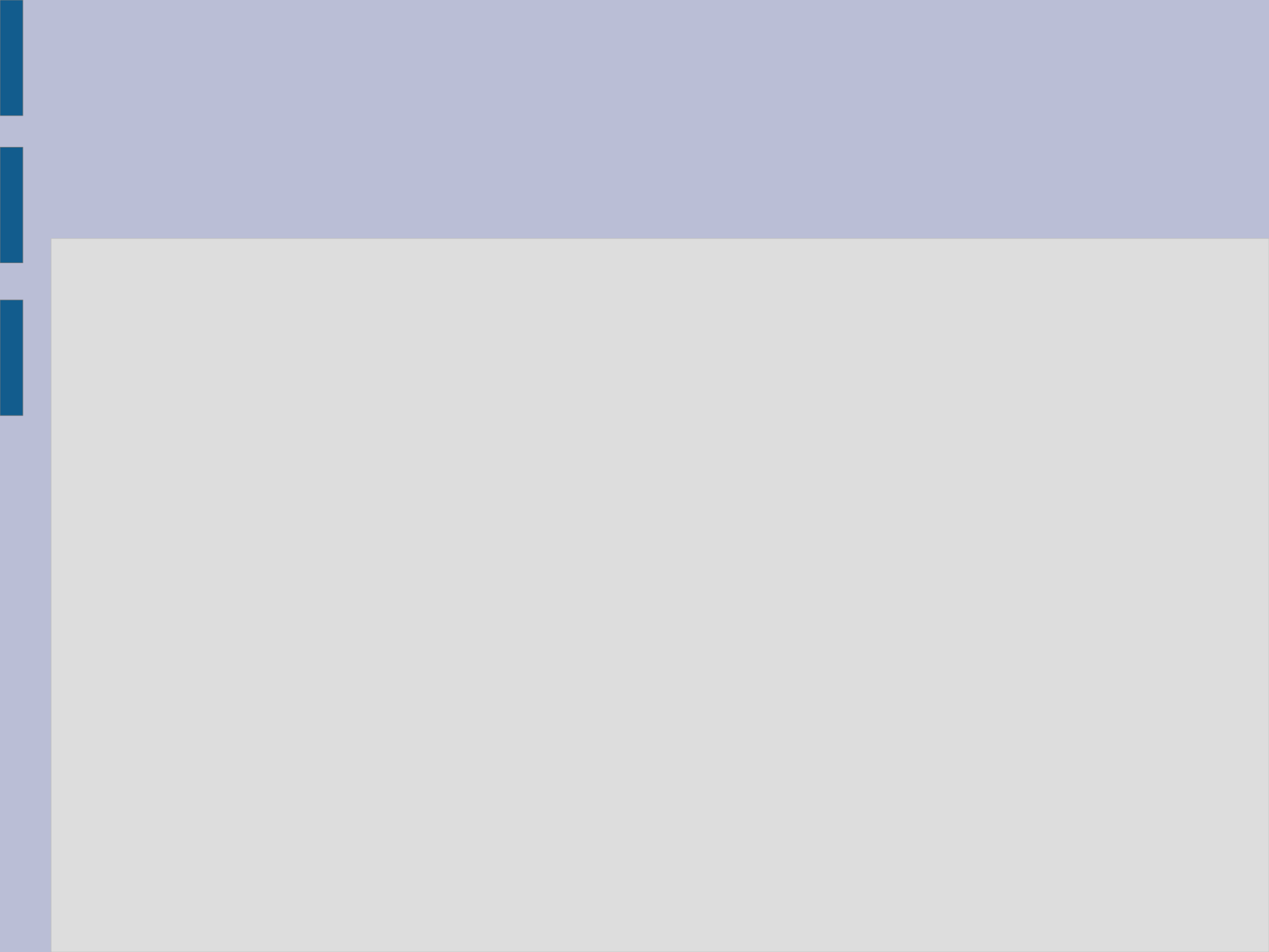
$$V_{k,k'} = \int \psi_{\vec{k}'}^* e^{i\vec{K}\vec{r}} \psi_{\vec{k}} d^3x = \int \underbrace{u_{\vec{k}'}^*(\vec{r}) u_{\vec{k}}(\vec{r})}_{\text{периодична с периодом кристалла}} e^{i(\vec{k} + \vec{K} - \vec{k}')\vec{r}} d^3x$$

$$\psi_k = e^{ikx} u_k(x)$$

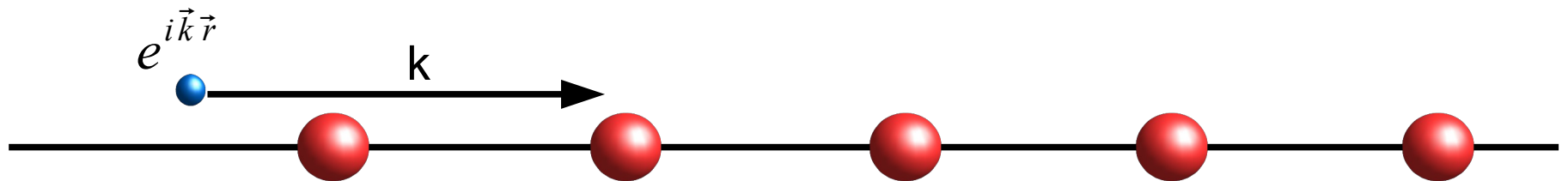
$$u_k(x) = u_k(x+T)$$

периодична с периодом кристалла

$$\sum C_{\vec{G}} e^{i\vec{G}\vec{r}}$$



Часть 3. Электроны в кристалле



Идеальный газ:

- нет взаимодействия друг с другом и с кристаллом.

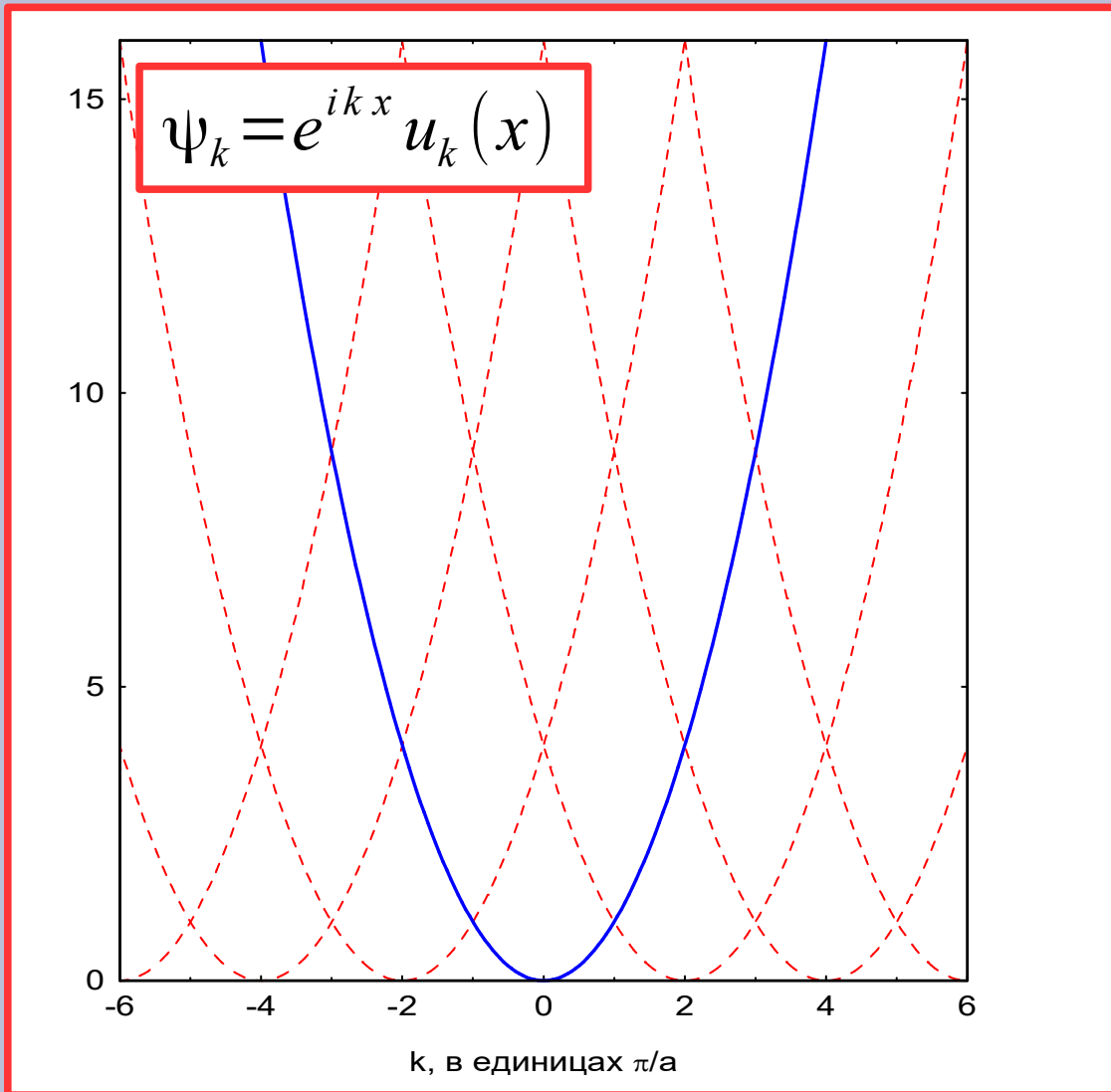
«Реальная модель»:

- взаимодействие электронов друг с другом считаем подавленным экранированием и запретом Паули, учитываем только взаимодействие с кристаллом

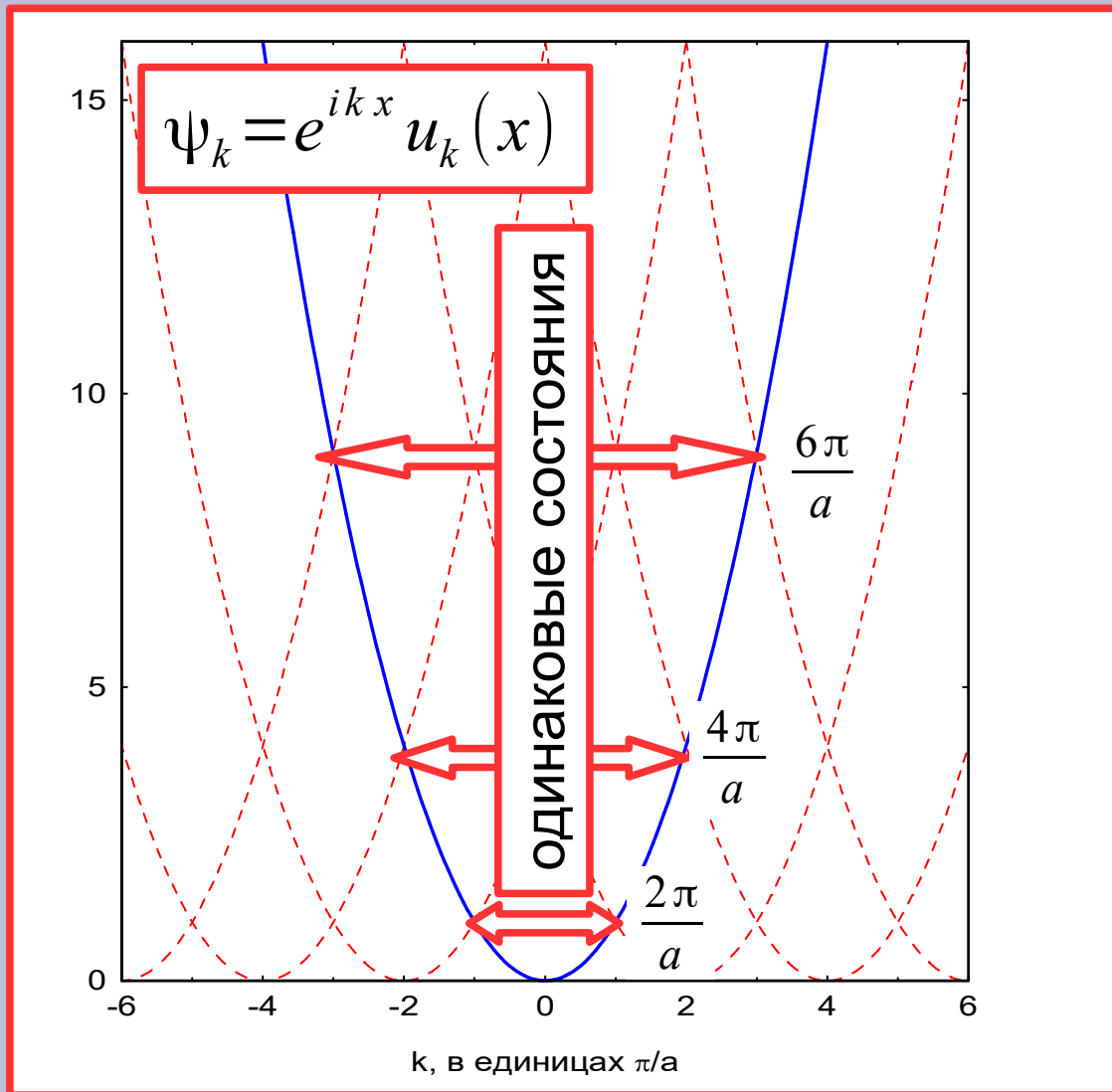
Удобные предельные случаи:

- слабая связь — почти свободные электроны
- сильная связь — почти локализованные электроны

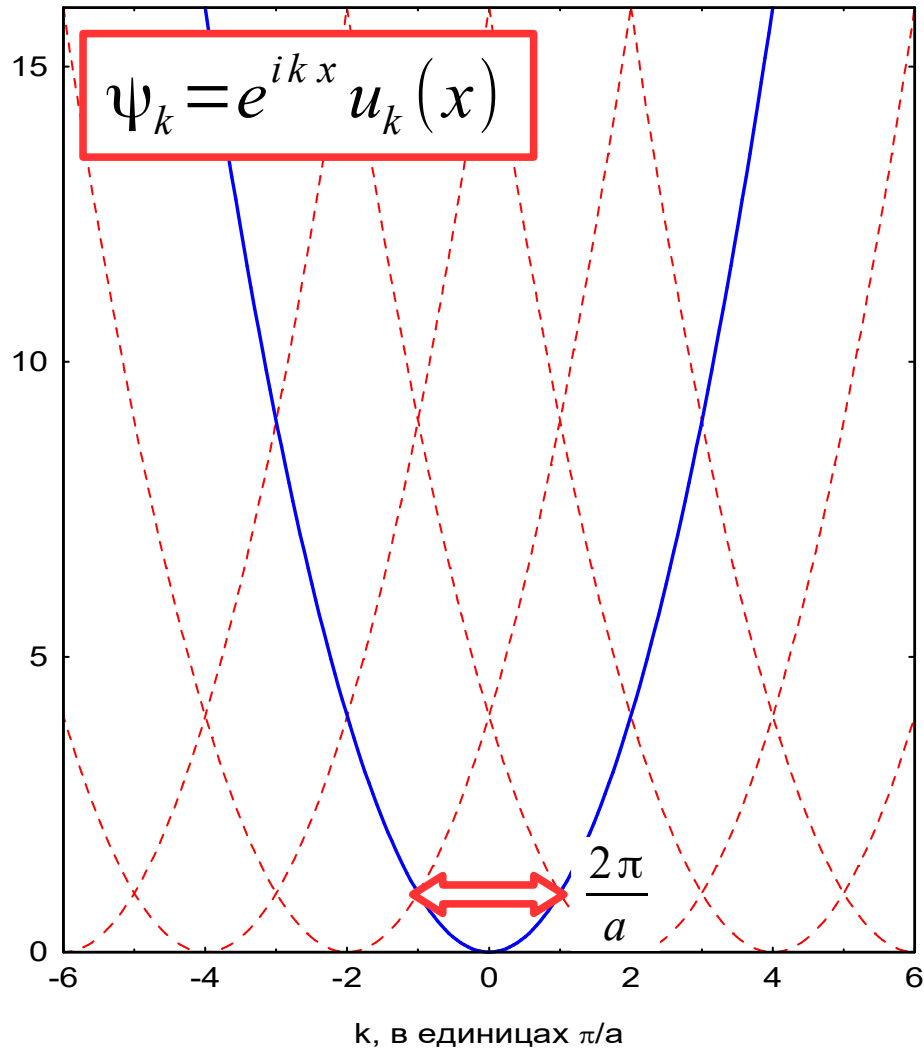
Приближение слабой связи



Приближение слабой связи



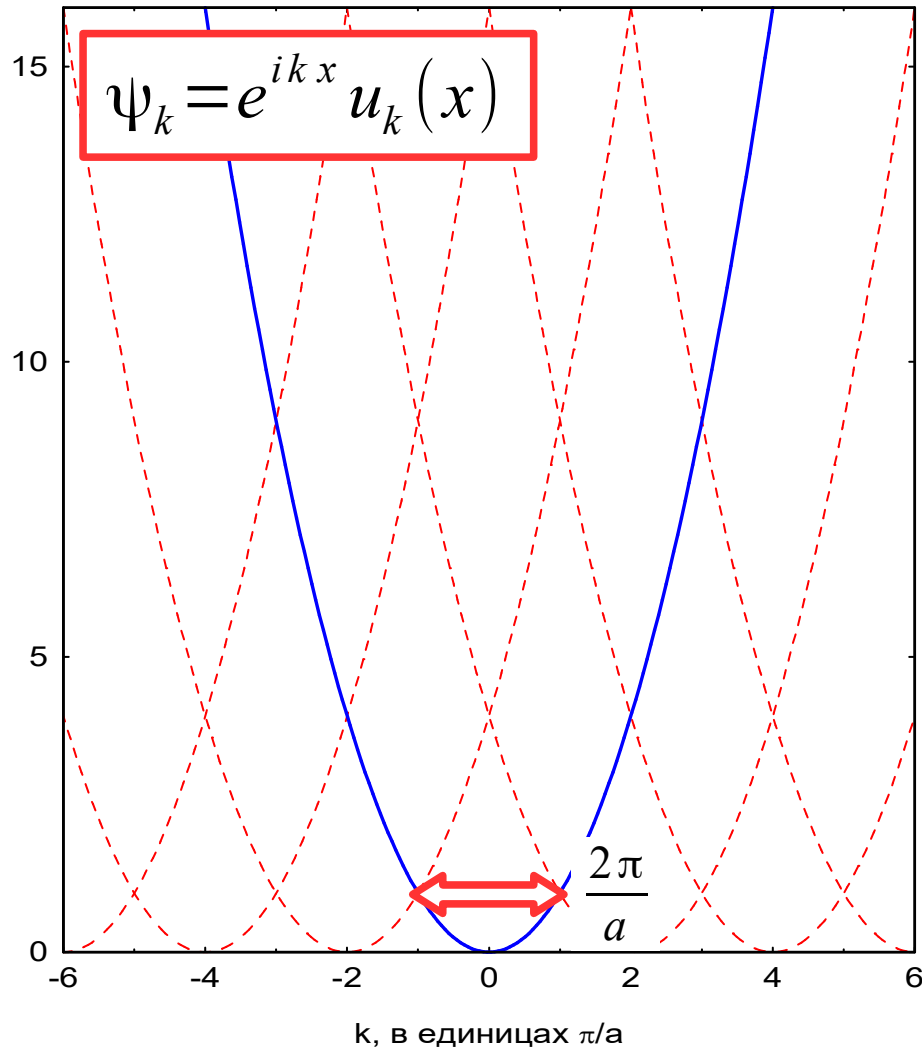
Приближение слабой связи



Взаимодействие с кристаллом

$$U = \delta \cos\left(\frac{2\pi}{a} x\right)$$

Приближение слабой связи



Взаимодействие с кристаллом

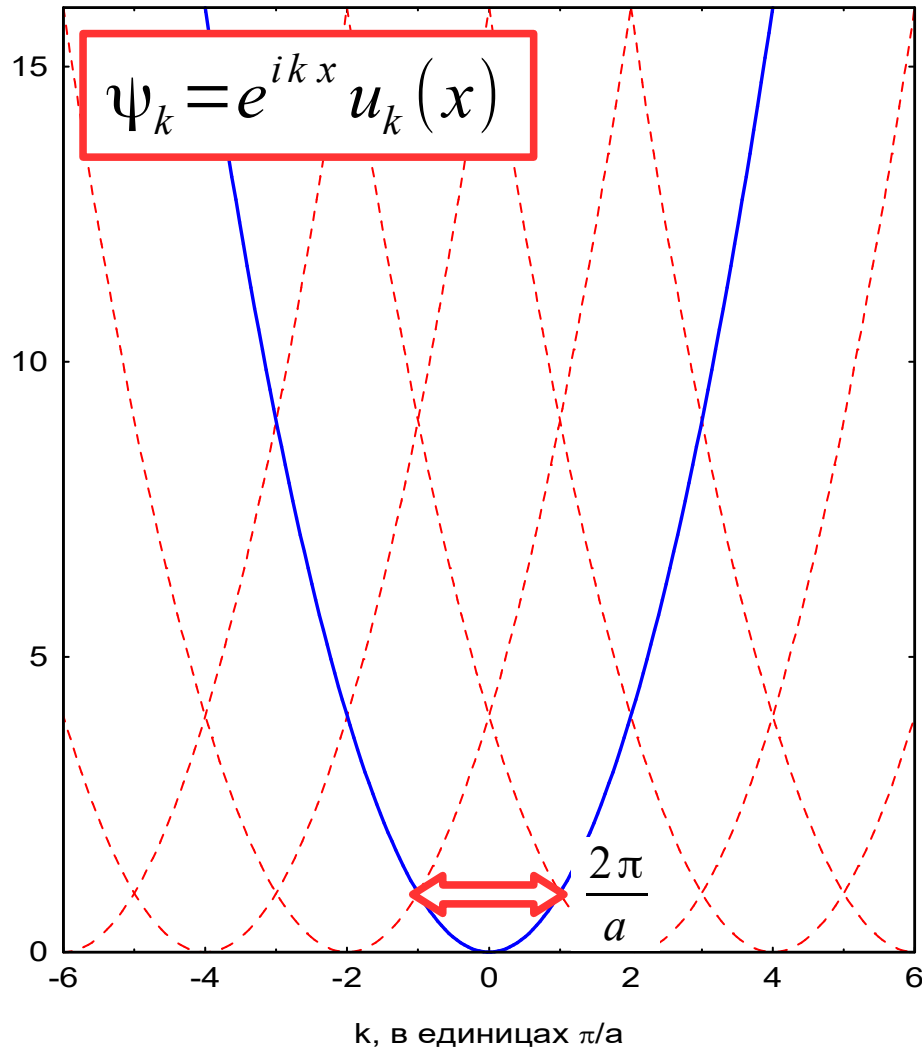
$$U = \delta \cos\left(\frac{2\pi}{a}x\right)$$

Начальное приближение

$$\Psi_1 = e^{i(\pi/a)x}$$

$$\Psi_2 = e^{-i(\pi/a)x}$$

Приближение слабой связи



Взаимодействие с кристаллом

$$U = \delta \cos\left(\frac{2\pi}{a} x\right)$$

Начальное приближение

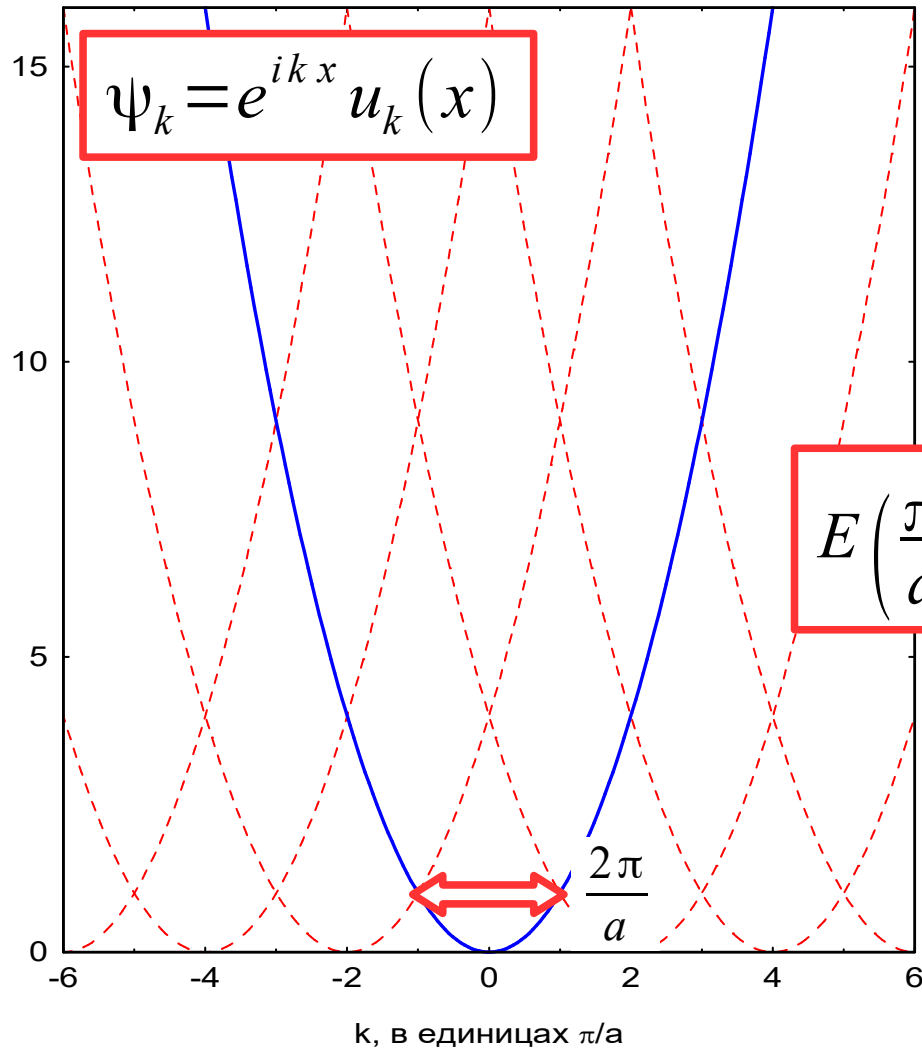
$$\Psi_1 = e^{i(\pi/a)x} / \sqrt{L}$$

$$\Psi_2 = e^{-i(\pi/a)x} / \sqrt{L}$$

Матрица гамильтониана:

$$\begin{pmatrix} \frac{\hbar^2 \pi^2}{2ma^2} & \frac{\delta}{2} \\ \frac{\delta}{2} & \frac{\hbar^2 \pi^2}{2ma^2} \end{pmatrix}$$

Приближение слабой связи



$$E\left(\frac{\pi}{a}\right) = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2 m a^2} \pm \frac{|\delta|}{2}$$

Взаимодействие с кристаллом

$$U = \delta \cos\left(\frac{2\pi}{a} x\right)$$

Начальное приближение

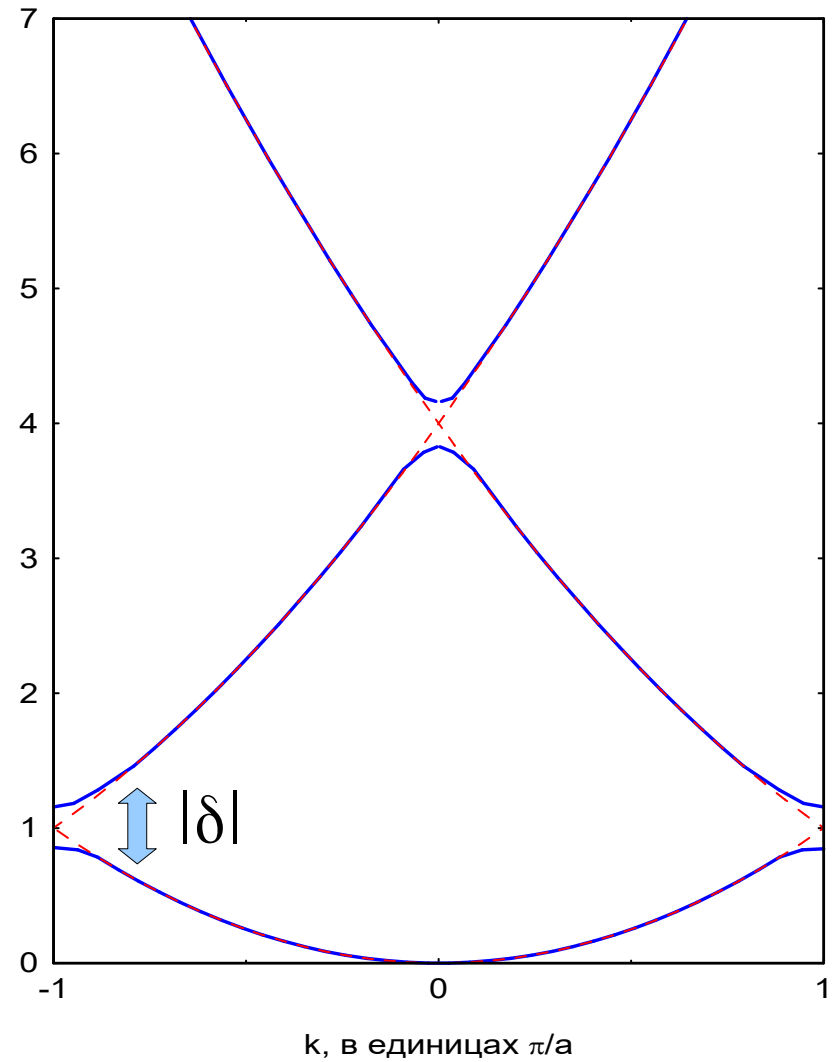
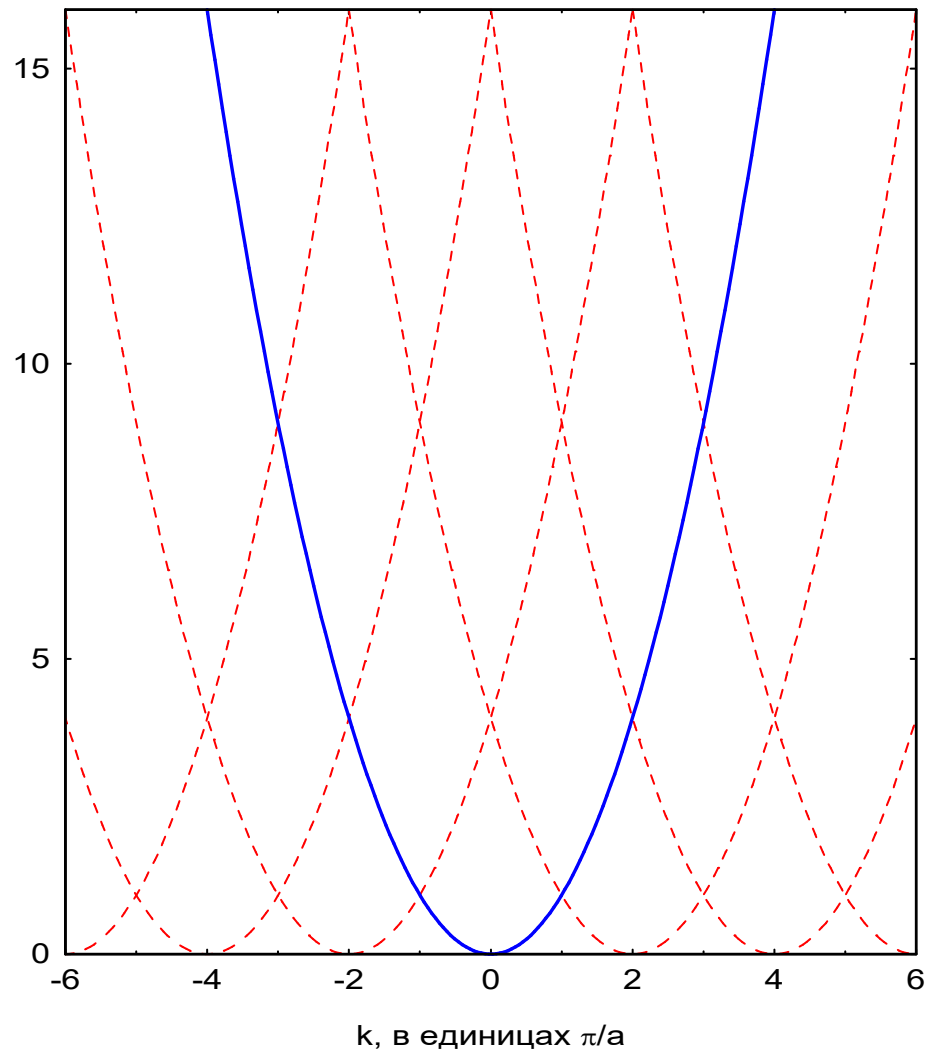
$$\Psi_1 = e^{i(\pi/a)x} / \sqrt{L}$$

$$\Psi_2 = e^{-i(\pi/a)x} / \sqrt{L}$$

матрица гамильтониана:

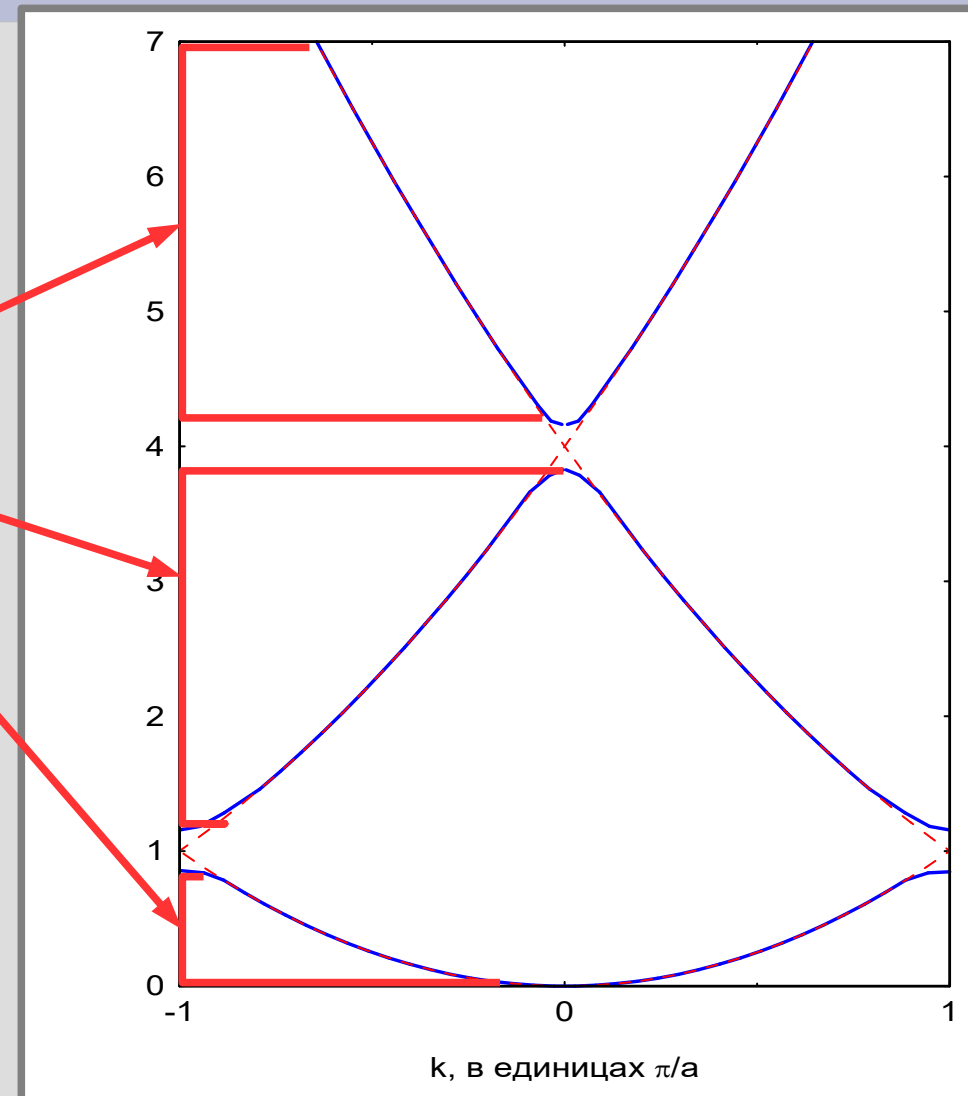
$$\begin{pmatrix} \frac{\hbar^2 \pi^2}{2 m a^2} & \frac{\delta}{2} \\ \frac{\delta}{2} & \frac{\hbar^2 \pi^2}{2 m a^2} \end{pmatrix}$$

Приближение слабой связи



Приближение слабой связи

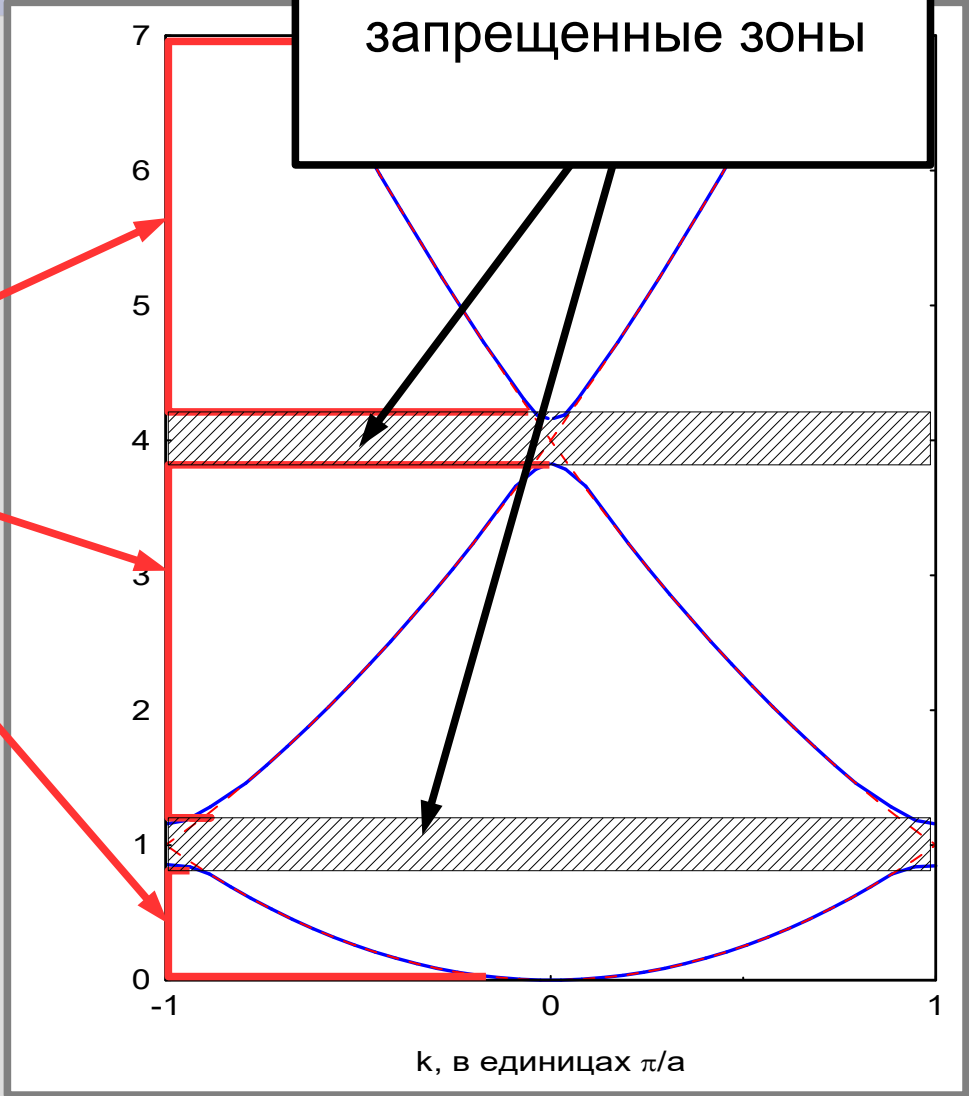
разрешенные зоны



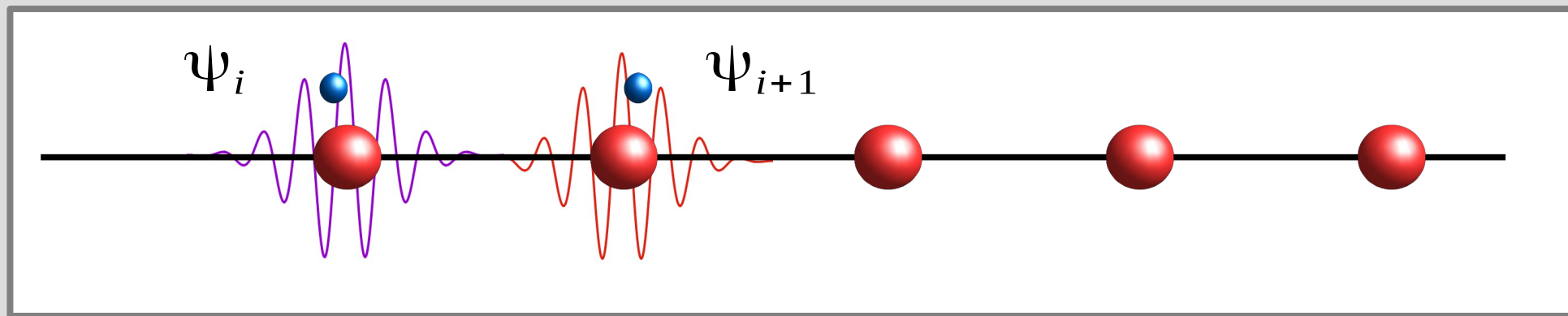
Приближение слабой связи

разрешенные зоны

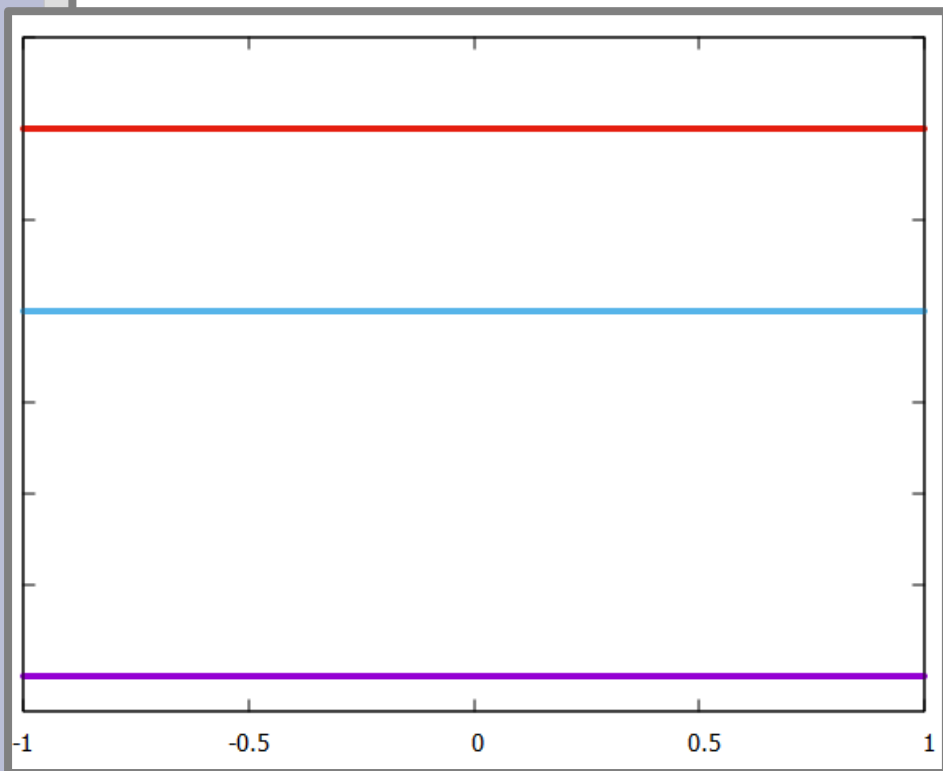
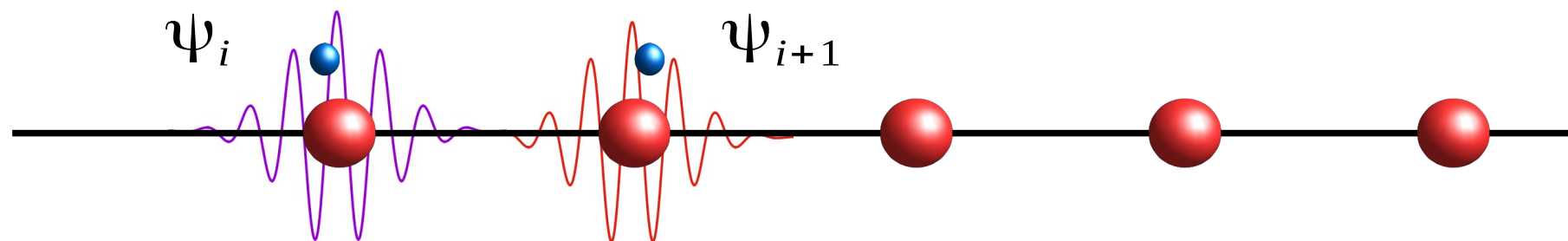
запрещенные зоны



Приближение сильной связи

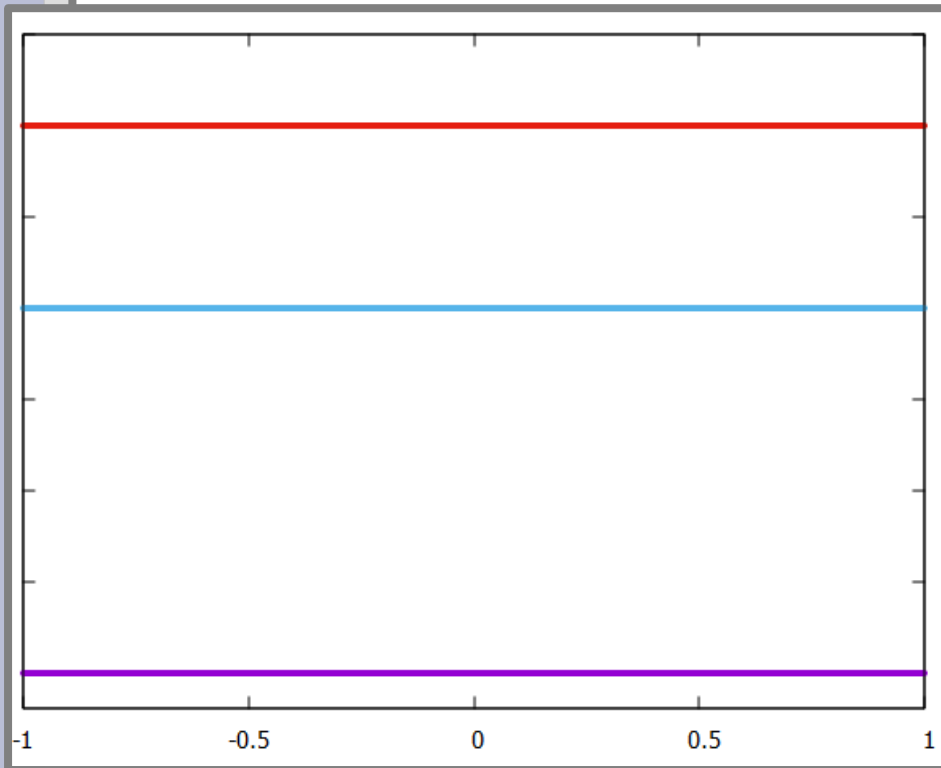
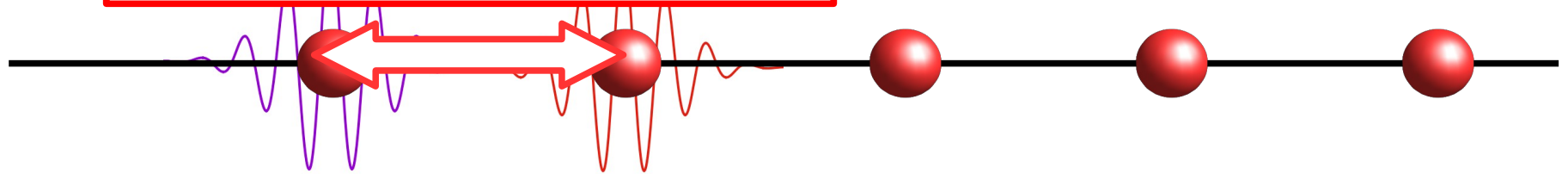


Приближение сильной связи



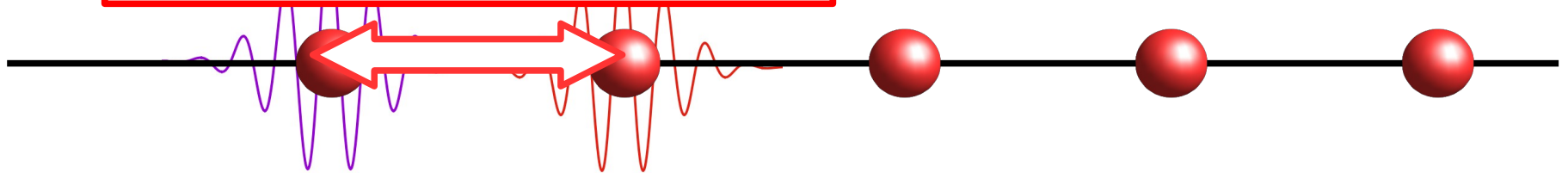
Приближение сильной связи

туннелирование между узлами



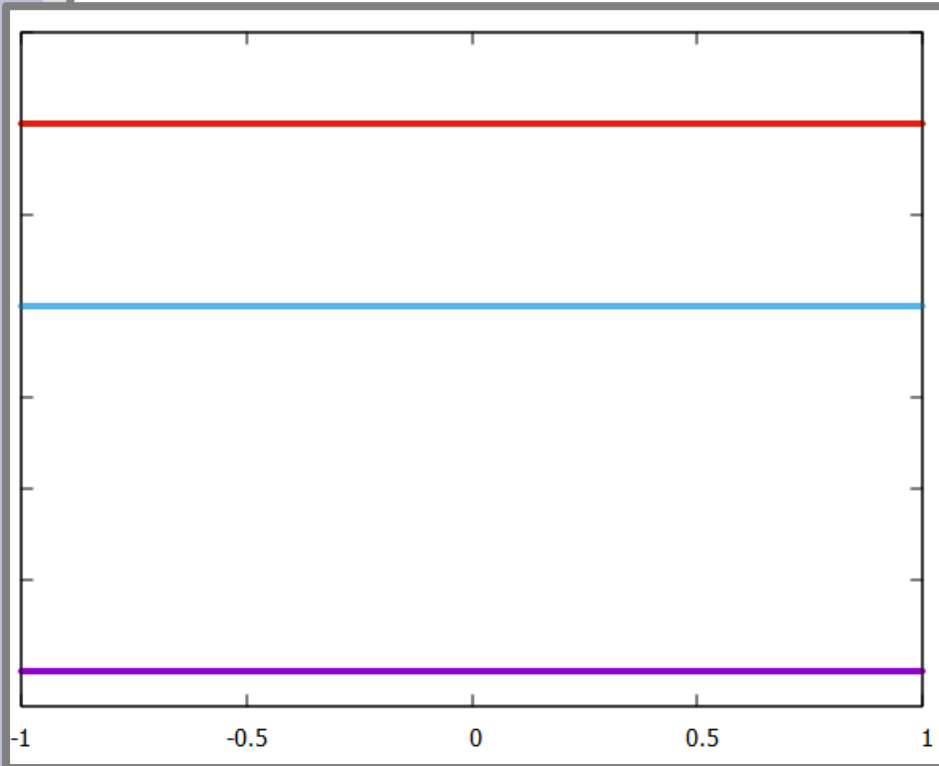
Приближение сильной связи

туннелирование между узлами



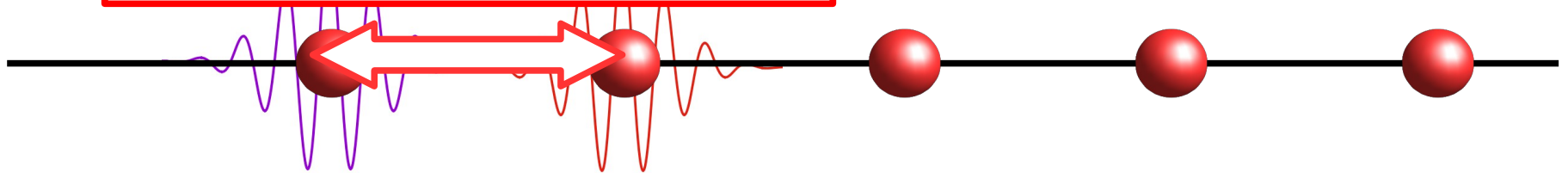
Оператор туннелирования:

$$\hat{T} \Psi_i = t (\Psi_{i-1} + \Psi_{i+1})$$



Приближение сильной связи

туннелирование между узлами

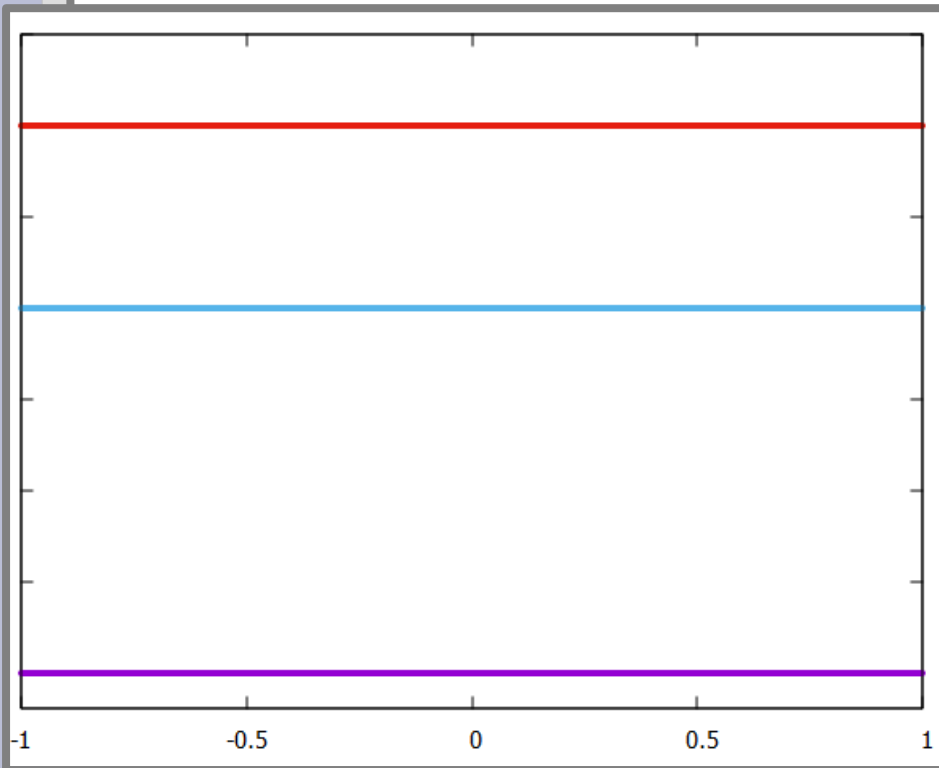


Оператор туннелирования:

$$\hat{T} \Psi_i = t (\Psi_{i-1} + \Psi_{i+1})$$

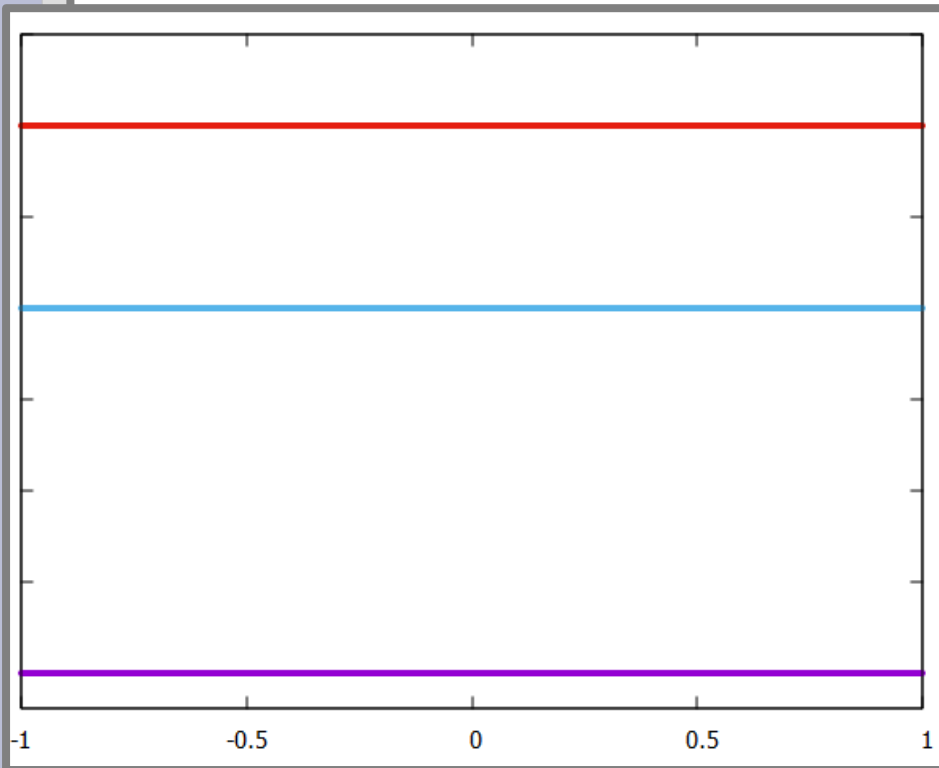
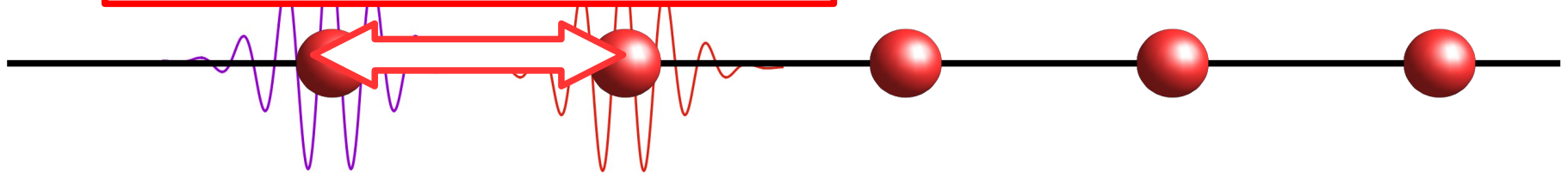
Угадываем волновую функцию блоховского вида:

$$\psi(k) = \sum_i \Psi_i e^{ik R_i}$$



Приближение сильной связи

туннелирование между узлами



Оператор туннелирования:

$$\hat{T} \Psi_i = t (\Psi_{i-1} + \Psi_{i+1})$$

Угадываем волновую функцию блоховского вида:

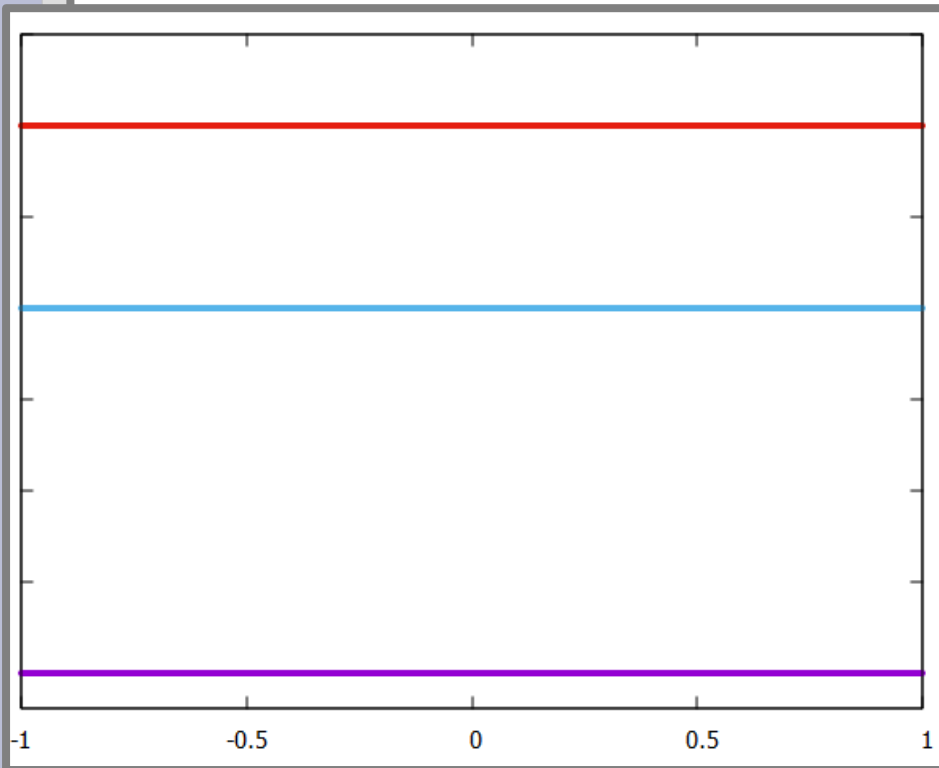
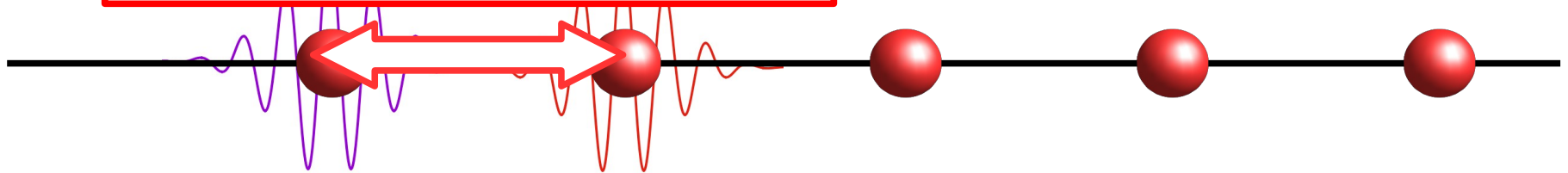
$$\psi(k) = \sum_i \Psi_i e^{ik R_i}$$

Проверяем:

$$(\hat{H}_0 + \hat{T}) \psi(k) = E_0 \psi(k) + \dots$$

Приближение сильной связи

туннелирование между узлами



Оператор туннелирования:

$$\hat{T} \Psi_i = t (\Psi_{i-1} + \Psi_{i+1})$$

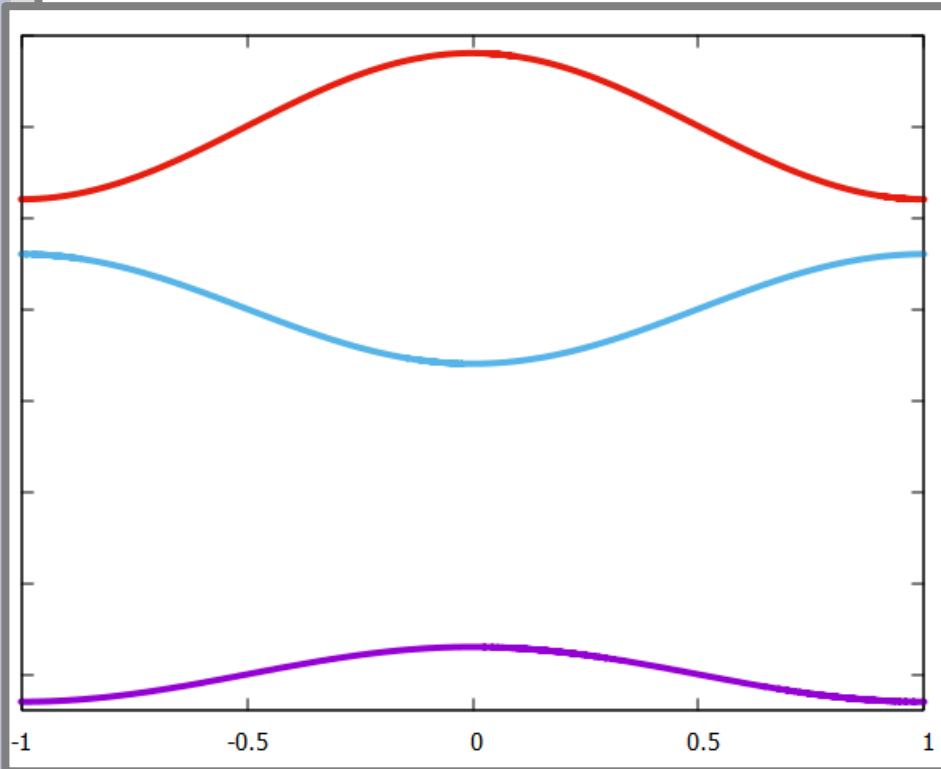
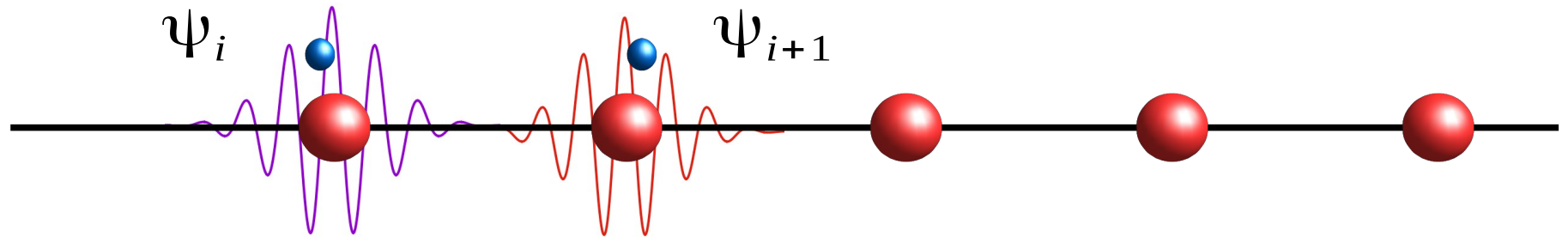
Угадываем волновую функцию
блоховского вида:

$$\begin{aligned} \hat{T} \psi(k) &= t \sum_i (\Psi_{i-1} + \Psi_{i+1}) e^{ikR_i} = \\ &= t (e^{ika} + e^{-ika}) \psi(k) \end{aligned}$$

Проверяем:

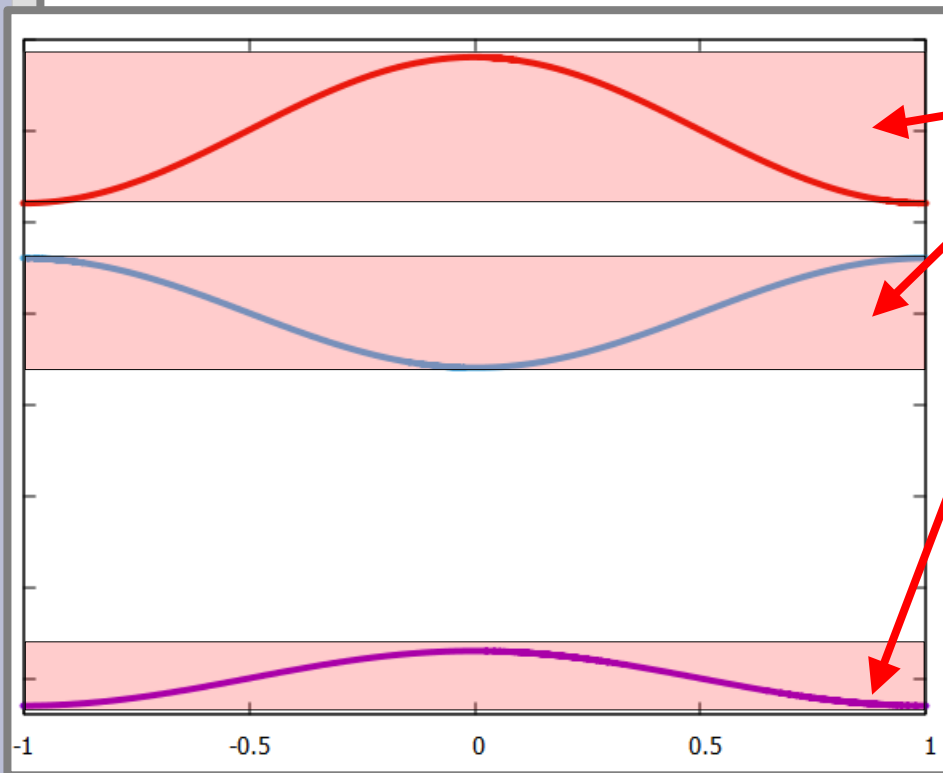
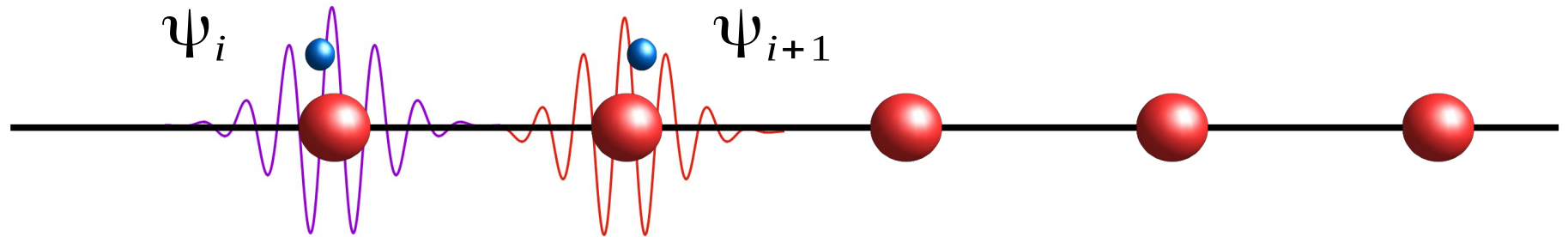
$$(\hat{H}_0 + \hat{T}) \psi(k) = E_0 \psi(k) + \dots$$

Приближение сильной связи



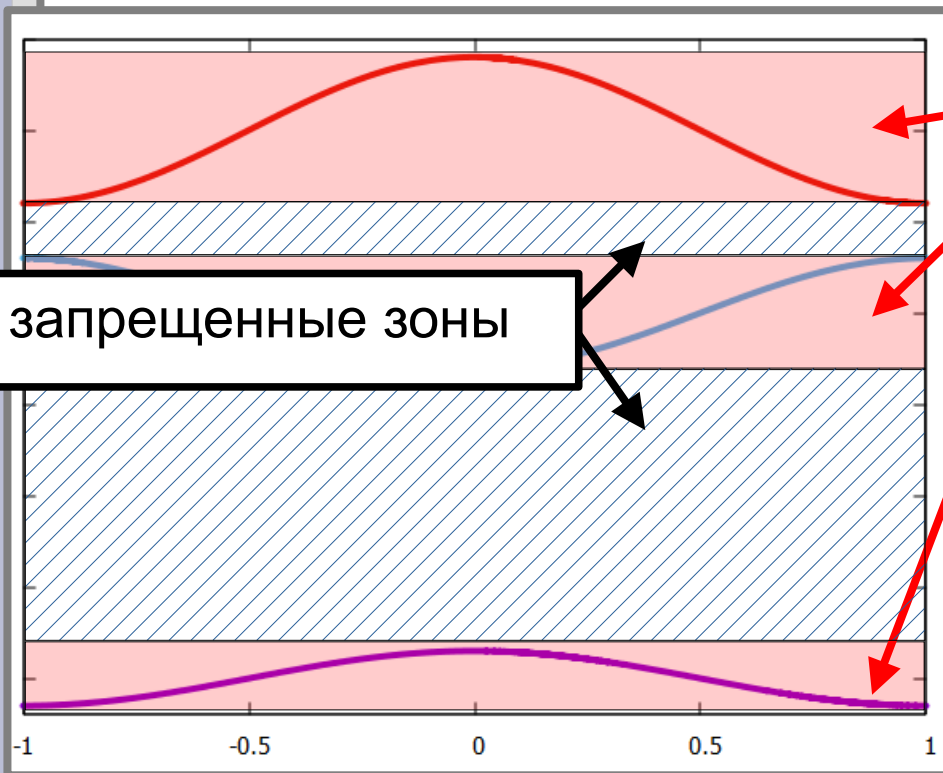
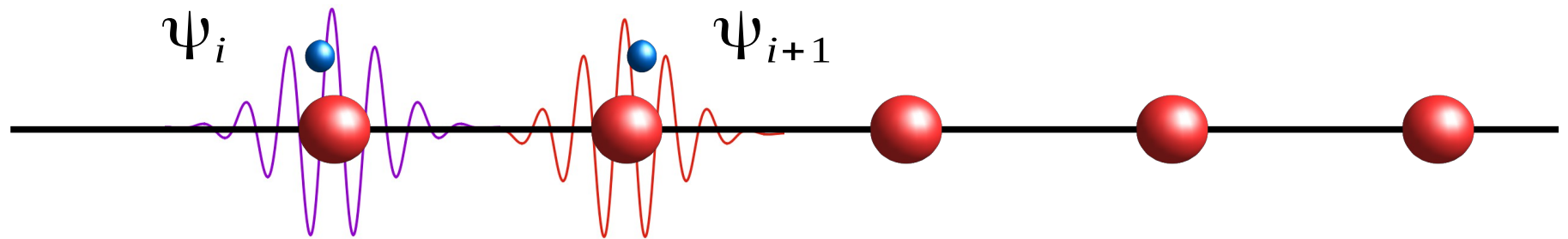
$$E(k) = E_0 + 2t \cos(ka)$$

Приближение сильной связи



разрешенные зоны

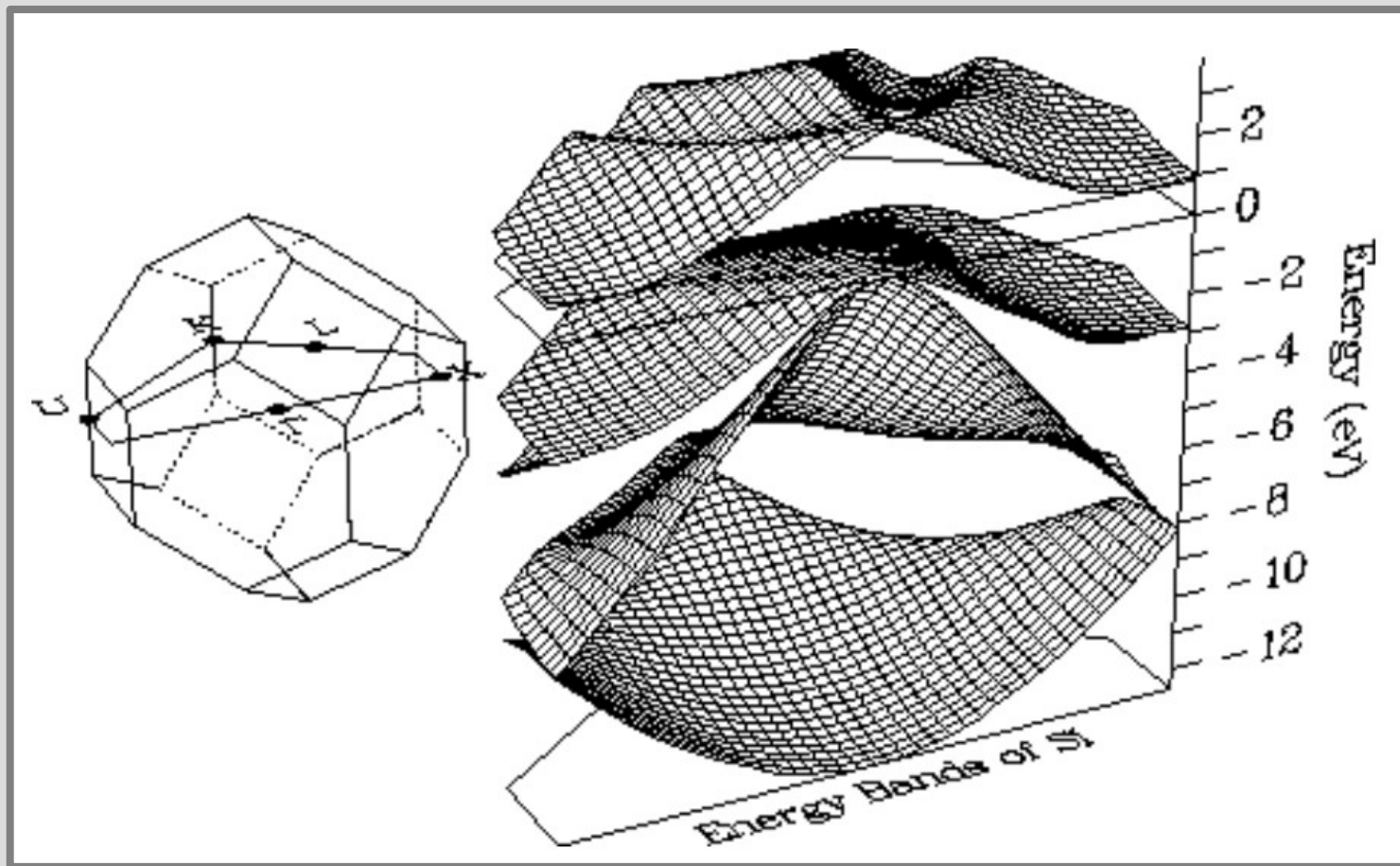
Приближение сильной связи



разрешенные зоны

запрещенные зоны

Трёхмерный случай, кремний

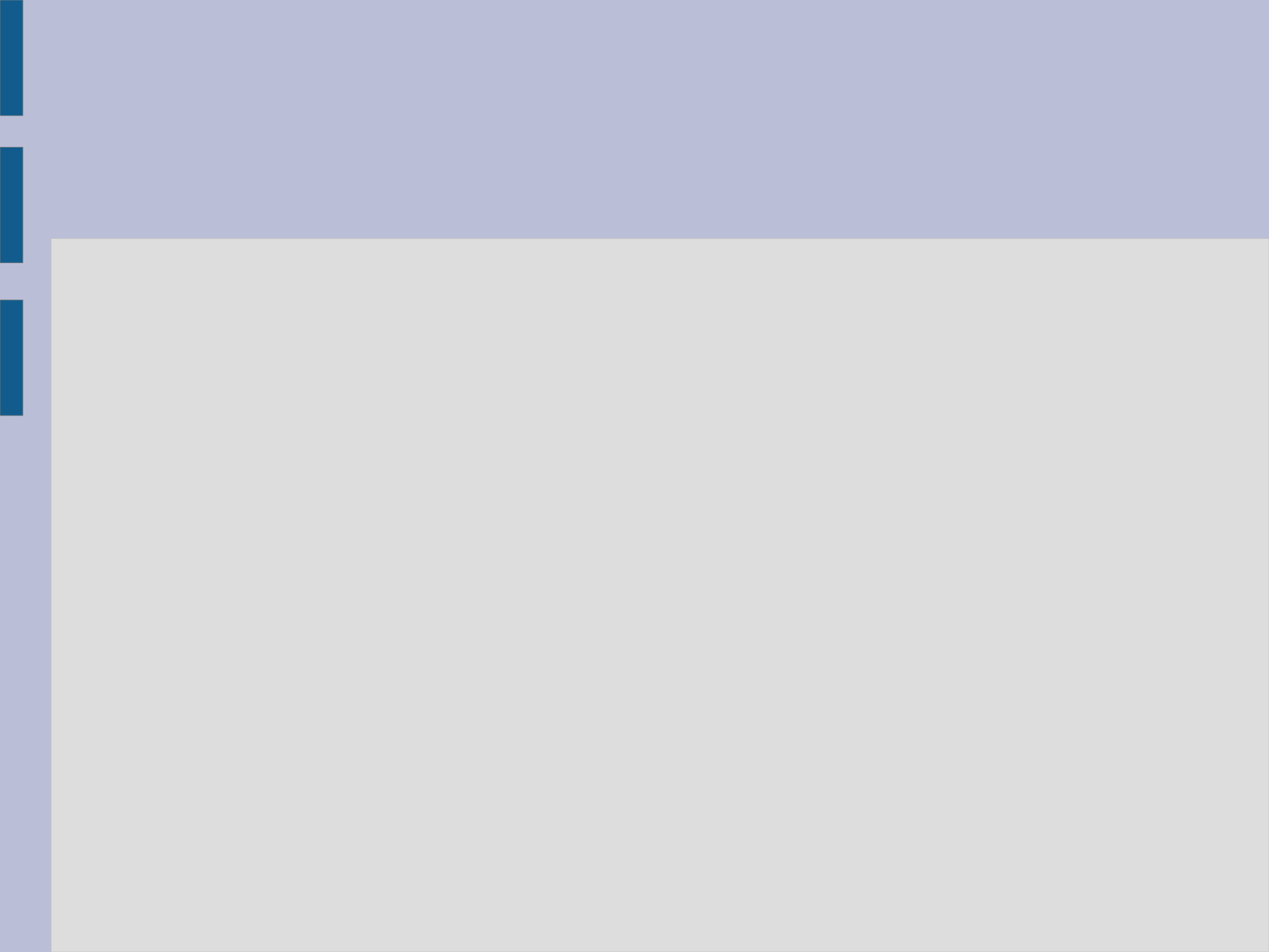


Зонная структура кремния. Слева: первая зона Бриллюэна и сечение, в котором построены профили энергии. Справа: вычисленная энергия для различных зон, показана только нижняя зона проводимости.

W. R. Frensley and N. G. Einspruch editors, *Heterostructures and Quantum Devices*, Academic Press, 1994

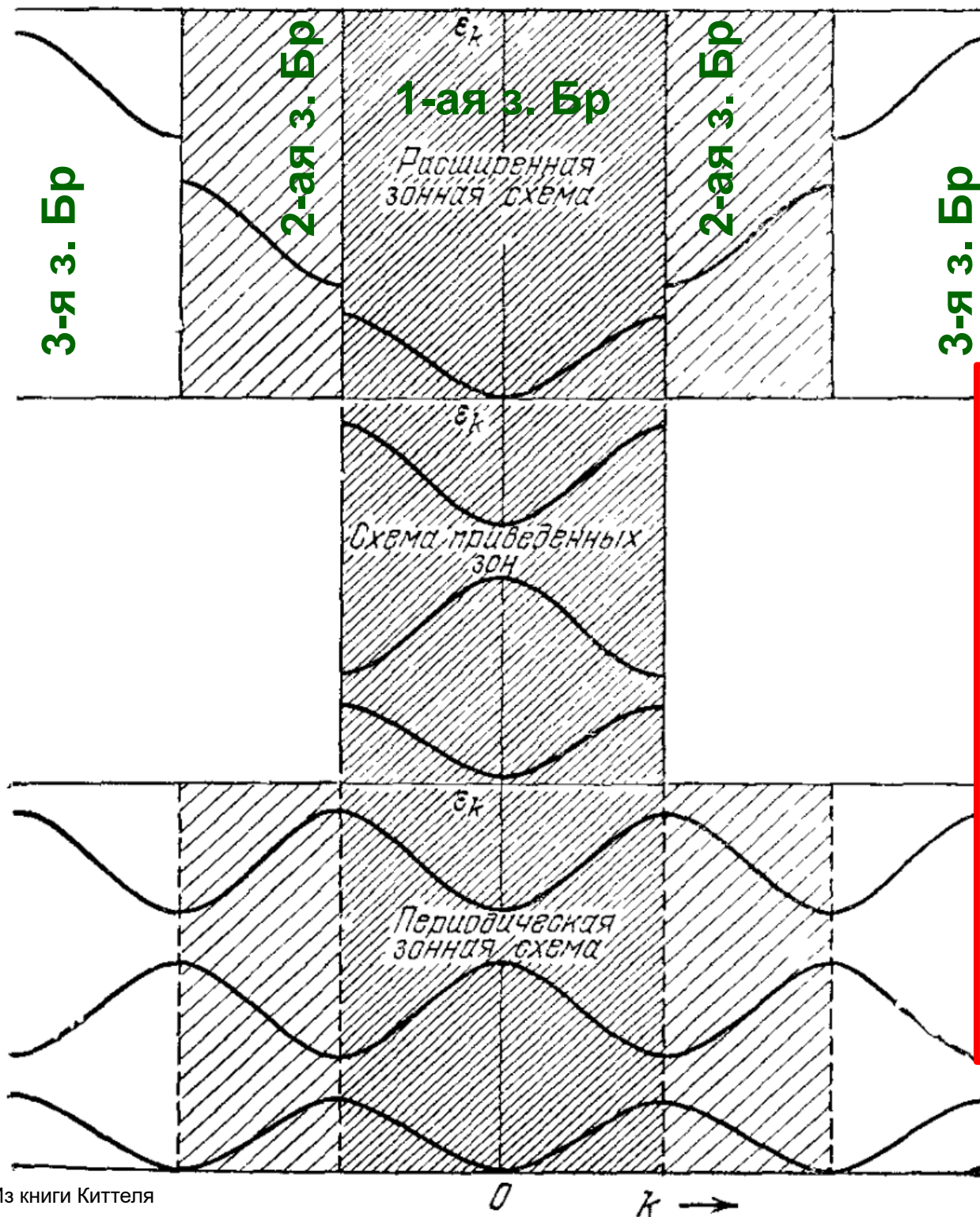
Промежуточный вывод.

- Состояние электрона характеризуется квазиимпульсом, который может быть приведён в первую зону Бриллюэна.
- В первой зоне Бриллюэна спектр состоит из многих ветвей, включает разрешённые и запрещённые зоны.
- Вид ветвей $E(k)$ определяется потенциалом и может иметь весьма произвольный вид, ширина запрещённых зон может (иногда) зануляться, разрешённые зоны могут перекрываться.
- На границе зоны Бриллюэна групповая скорость обращается в ноль.



Часть 4. Заполнение энергетических зон электронами. Металлы и диэлектрики.

Схемы зонной структуры.



Представления эквивалентны, в разных задачах оказываются удобными разные представления.

В приведенной и периодической зонных схемах номер разрешенной зоны — дополнительное квантовое число!

Заполнение разрешённых зон электронами и связь зонной структуры со свойствами кристалла.

на электронное
состояние: $\frac{(2\pi)^3}{V}$

объём 1 з.Бр. $V_{\vec{k}} = (\vec{a}^* \cdot [\vec{b}^* \times \vec{c}^*]) = \frac{(2\pi)^3}{(\vec{a} \cdot [\vec{b} \times \vec{c}])} = \frac{(2\pi)^3}{V_{\vec{r}}}$

Заполнение разрешённых зон электронами и связь зонной структуры со свойствами кристалла.

на электронное
состояние: $\frac{(2\pi)^3}{V}$

объём 1 з.Бр. $V_{\vec{k}} = (\vec{a}^* \cdot [\vec{b}^* \times \vec{c}^*]) = \frac{(2\pi)^3}{(\vec{a} \cdot [\vec{b} \times \vec{c}])} = \frac{(2\pi)^3}{V_{\vec{r}}}$

Число
электронных
состояний в зоне
Бриллюэна

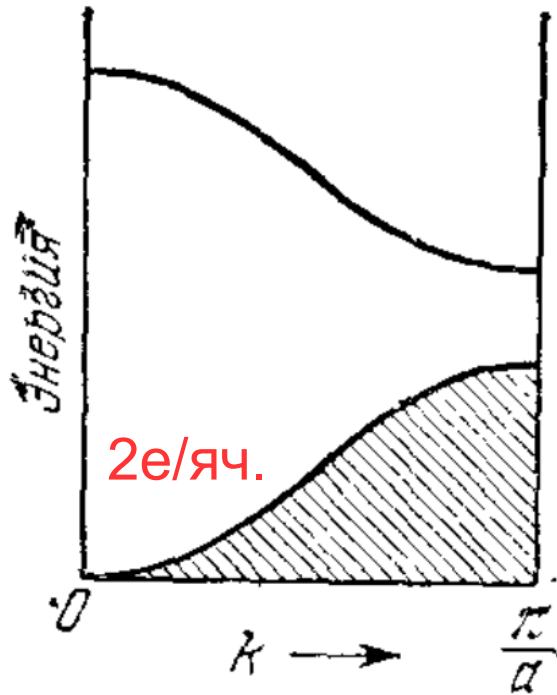
$$2 \frac{V}{V_{\vec{r}}} = 2N_{\text{яч}}$$

спин $\frac{1}{2}!$ число
ячеек

Случаи разного числа свободных электронов в ячейке.

Число электронных состояний в зоне Бриллюэна

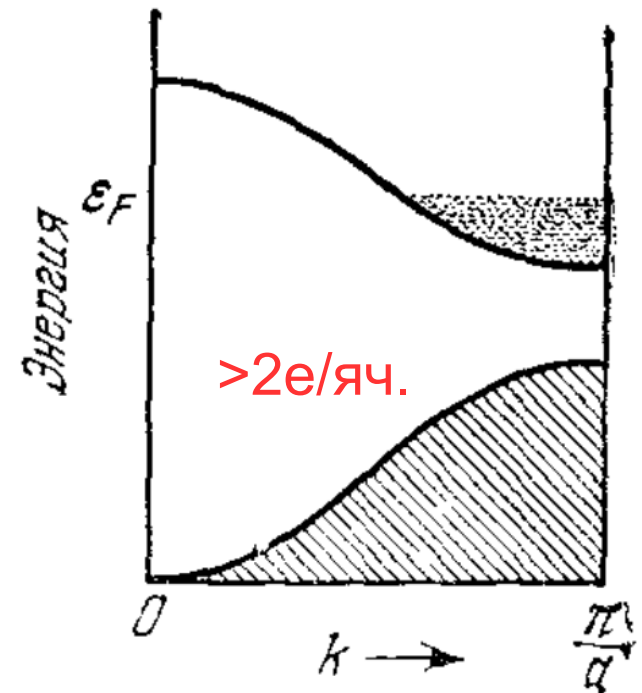
$$2 \frac{V}{V_{\vec{r}}} = 2N_{\text{яч}}$$



а)



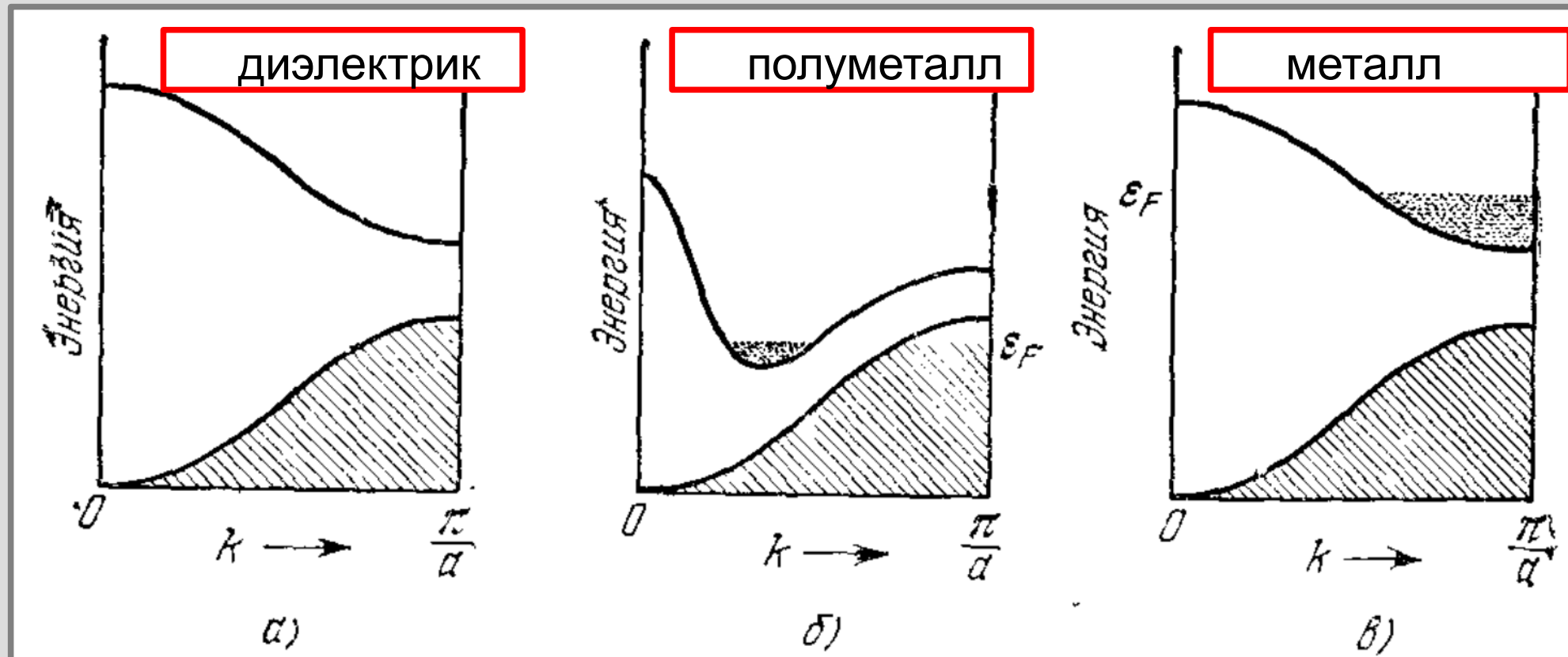
б)



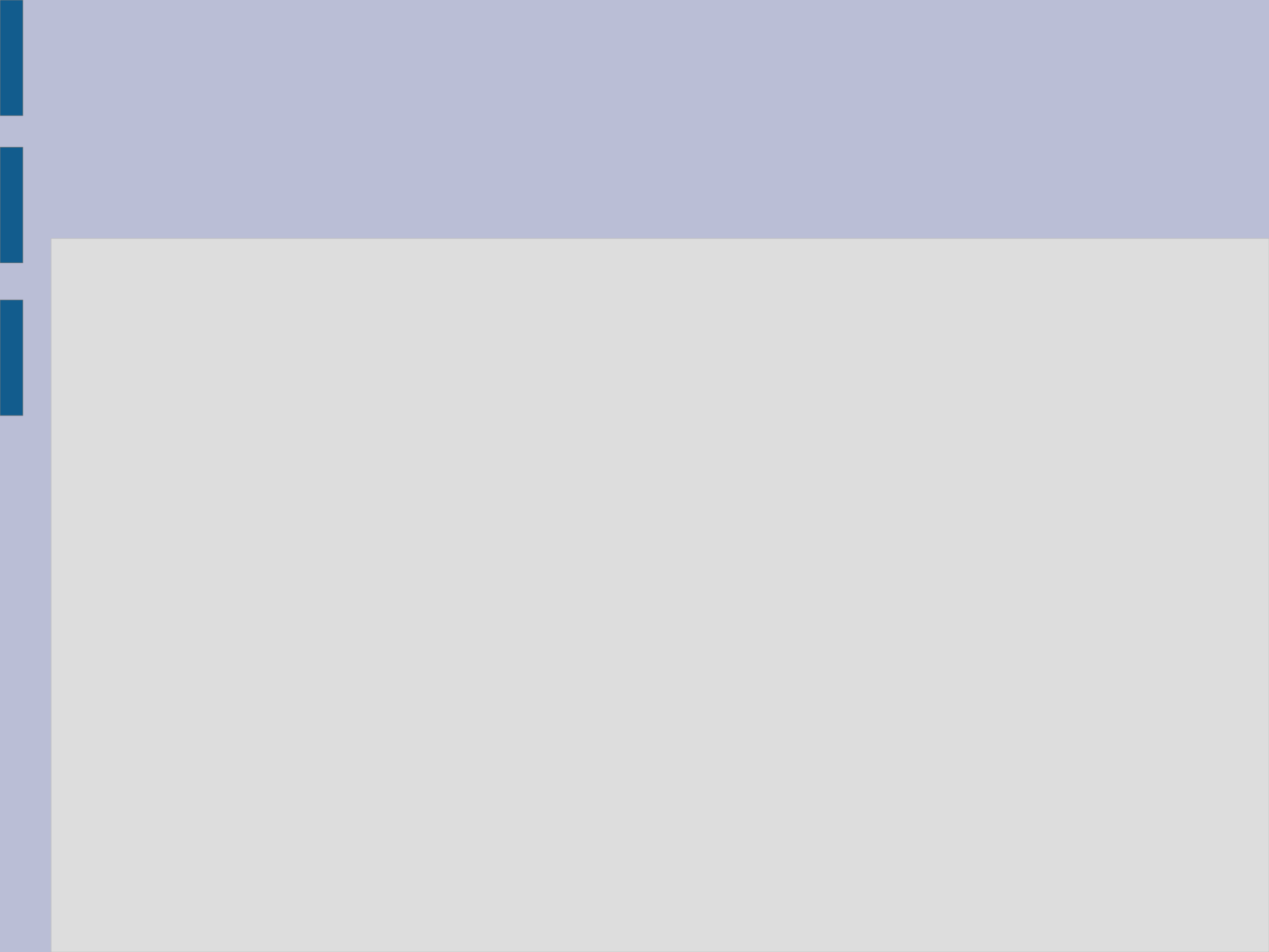
в)

Варианты заполнения электронных состояний (схематически). Занятые состояния показаны штриховкой. (а) Случай полностью заполненной зоны, диэлектрик. (б) Случай перекрывающихся зон, металл или полуметалл. (в) Случай частичного заполнения последней зоны, металл. Из книги Киттеля

Случаи разного числа свободных электронов в ячейке.



Варианты заполнения электронных состояний (схематически). Занятые состояния показаны штриховкой. (а) Случай полностью заполненной зоны, диэлектрик. (б) Случай перекрывающихся зон, металл или полуметалл. (в) Случай частичного заполнения последней зоны, металл. Из книги Киттеля

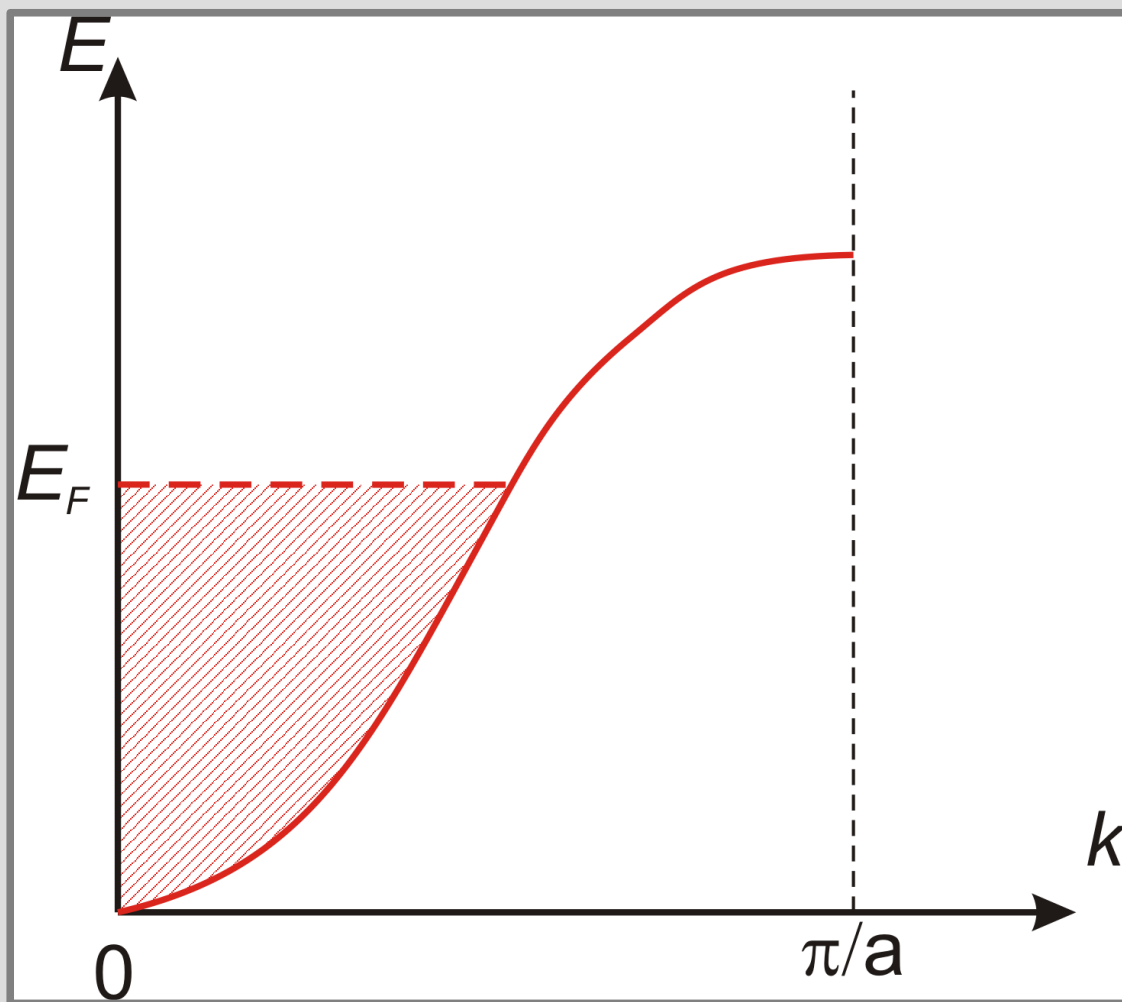


Часть 5. Зонная структура металла.

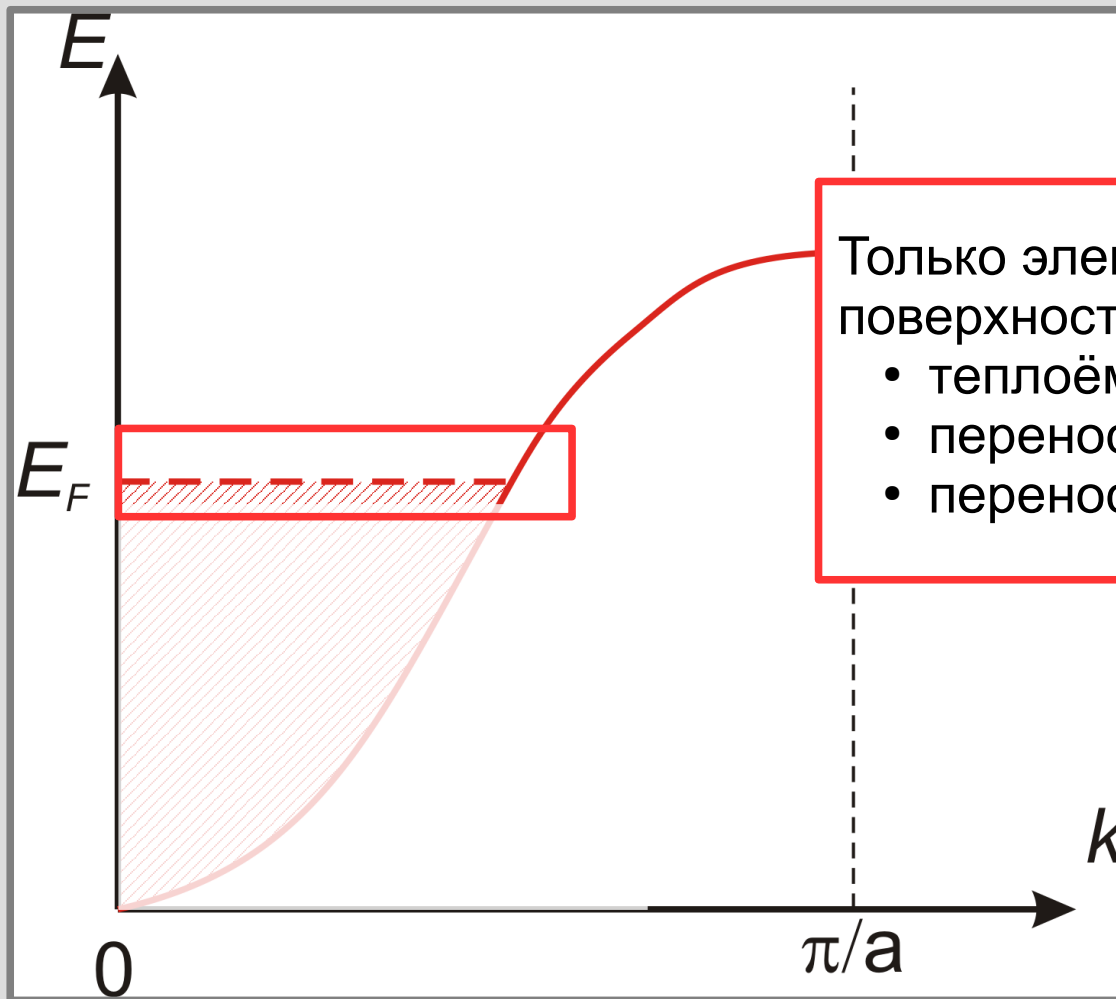
Эффективная масса электрона.

Поверхность Ферми.

Зонная структура металла



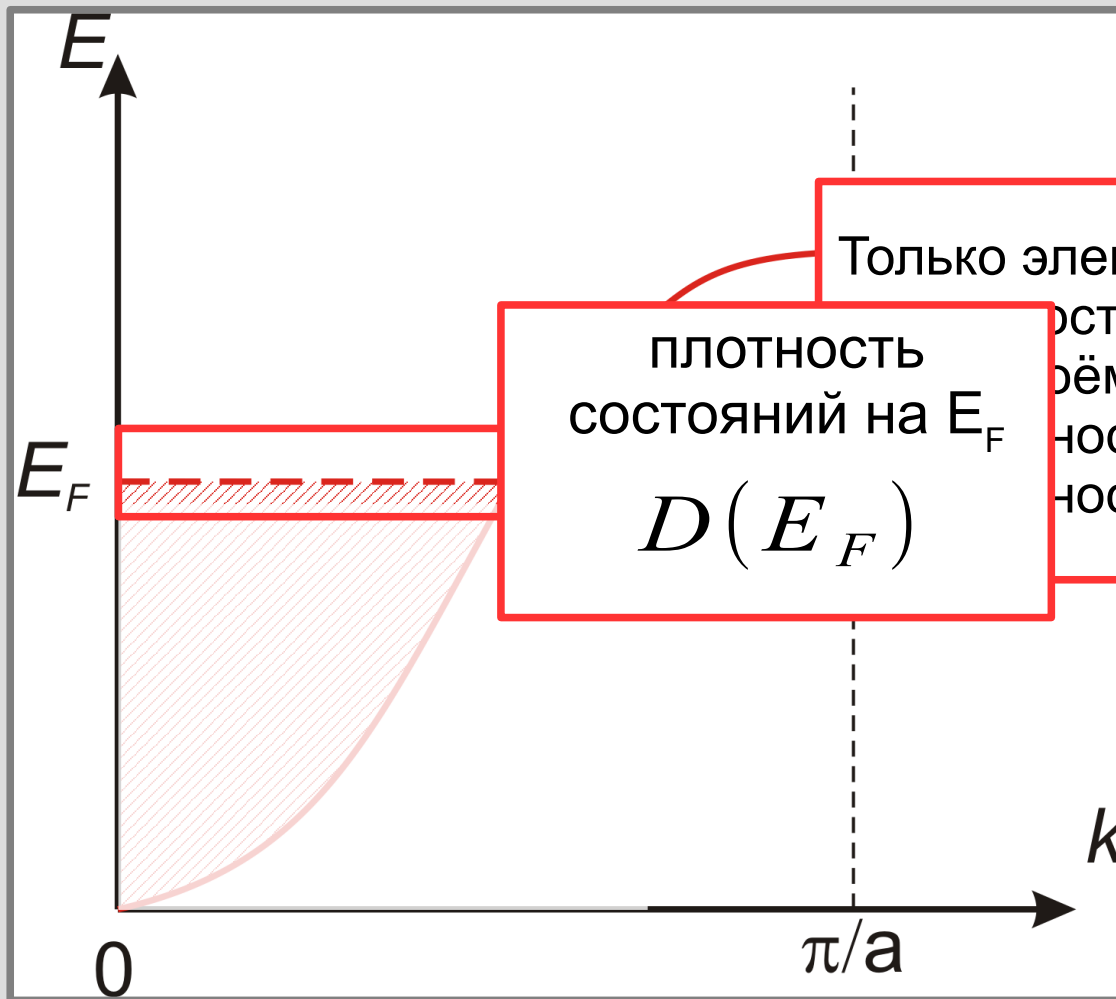
Зонная структура металла



Только электроны вблизи поверхности Ферми дают вклад в

- теплоёмкость,
- перенос тепла,
- перенос тока

Зонная структура металла

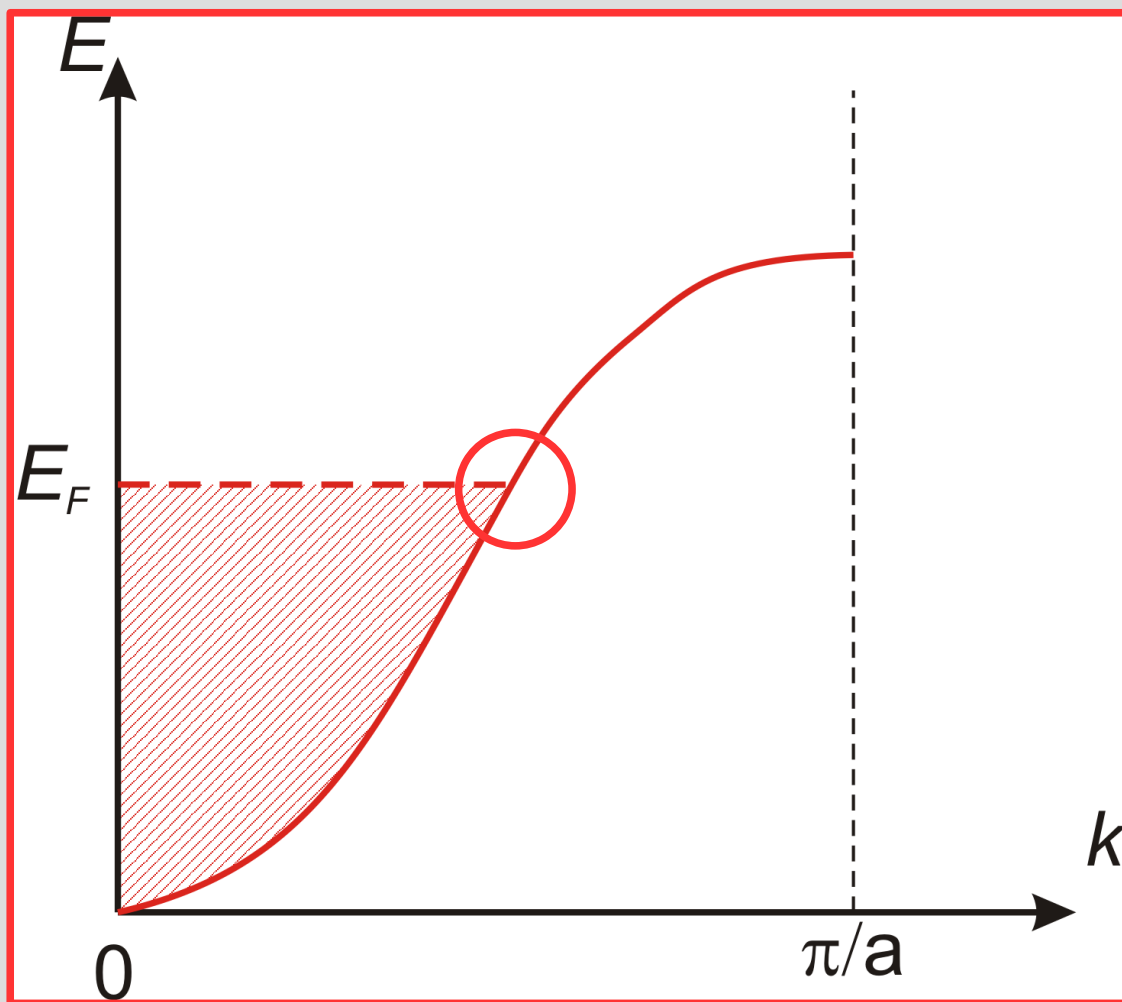


плотность состояний на E_F

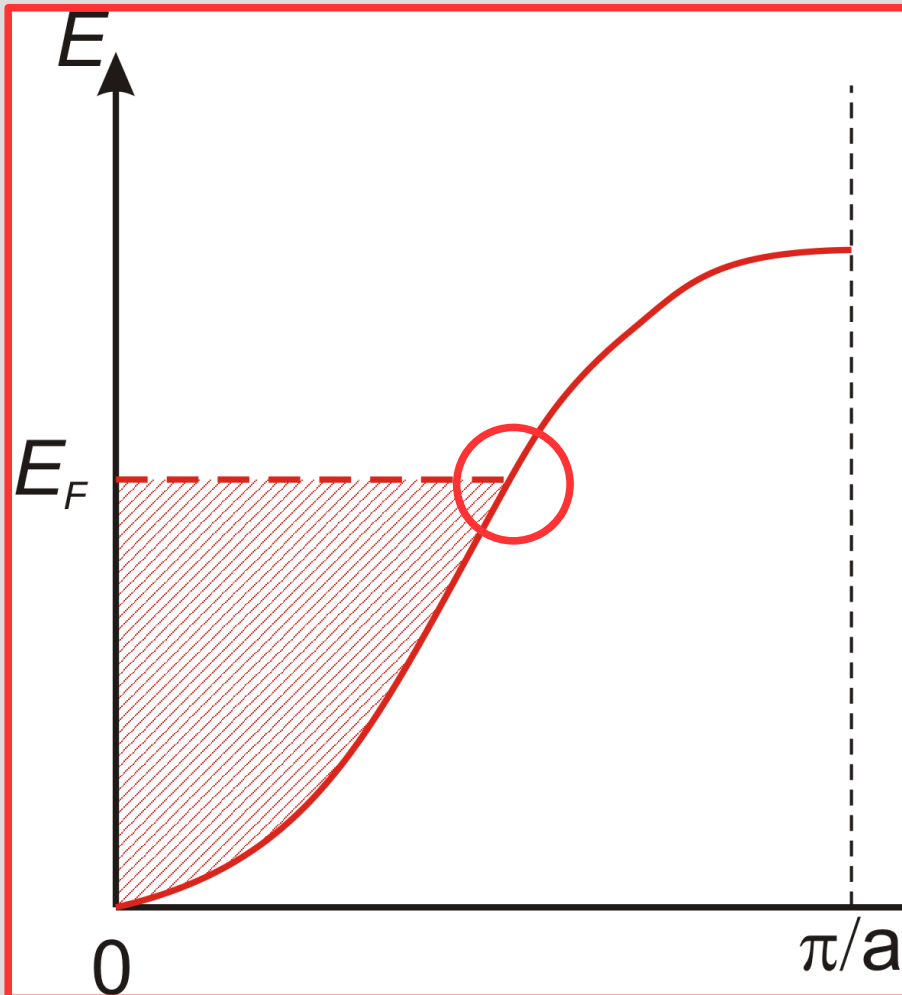
$$D(E_F)$$

Только электроны вблизи энергии Ферми дают вклад в ёмкость, нос тепла, нос тока

Динамическая эффективная масса



Динамическая эффективная масса



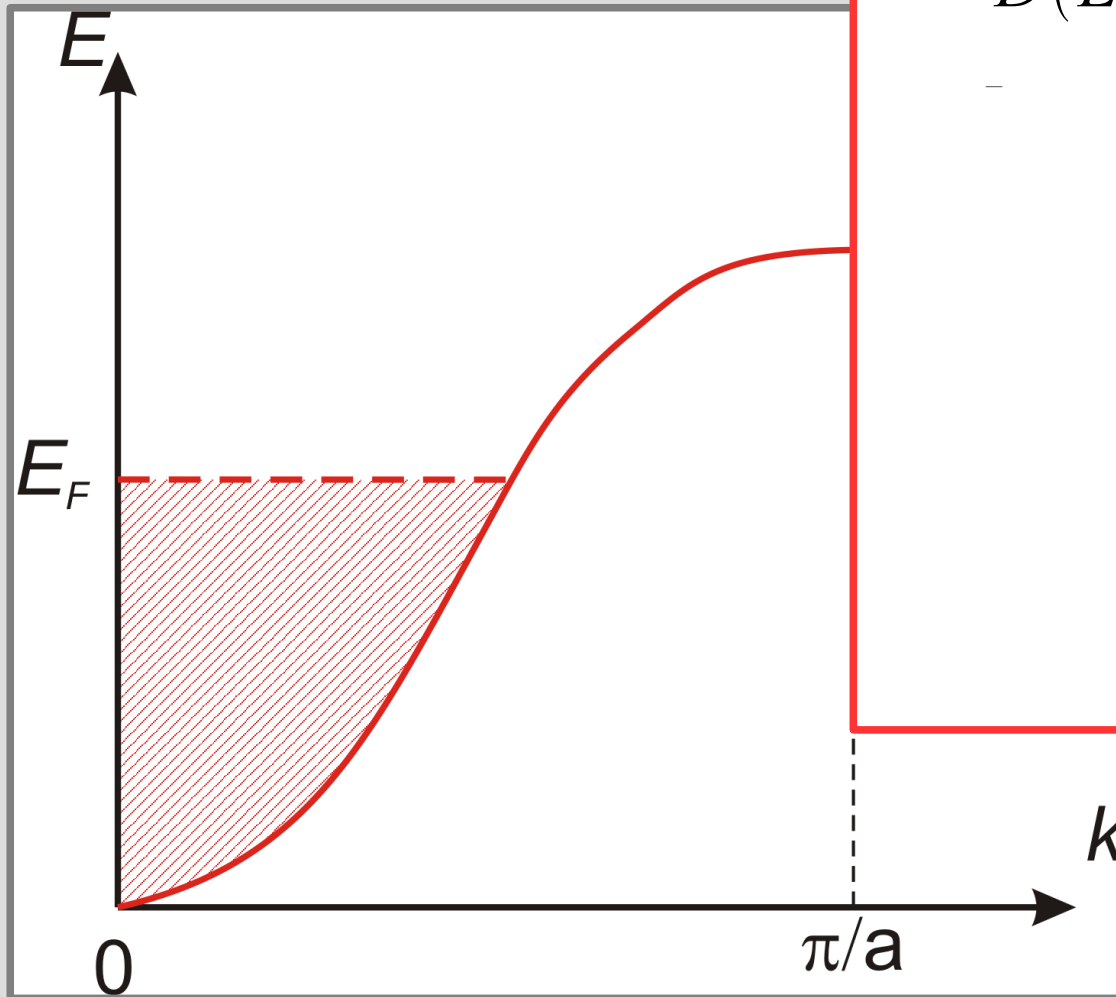
групповая скорость

$$\vec{V}_{gp} = \frac{\partial E}{\partial \vec{p}} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E}{\partial \vec{k}}$$

эффективная масса

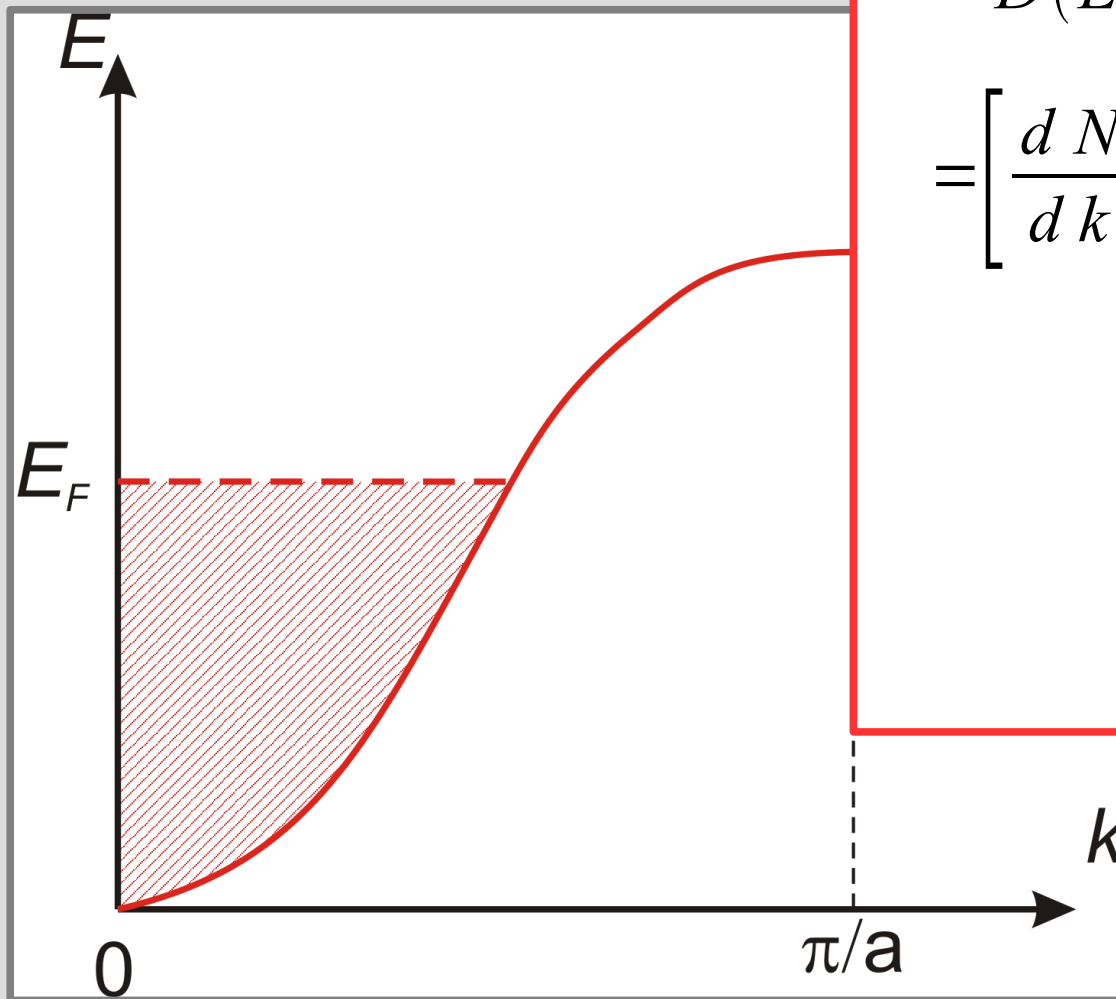
$$m^* \vec{V}_{gp} \Big|_{E=E_F} = \vec{p}_F$$

Плотность состояний (изотропный случай)



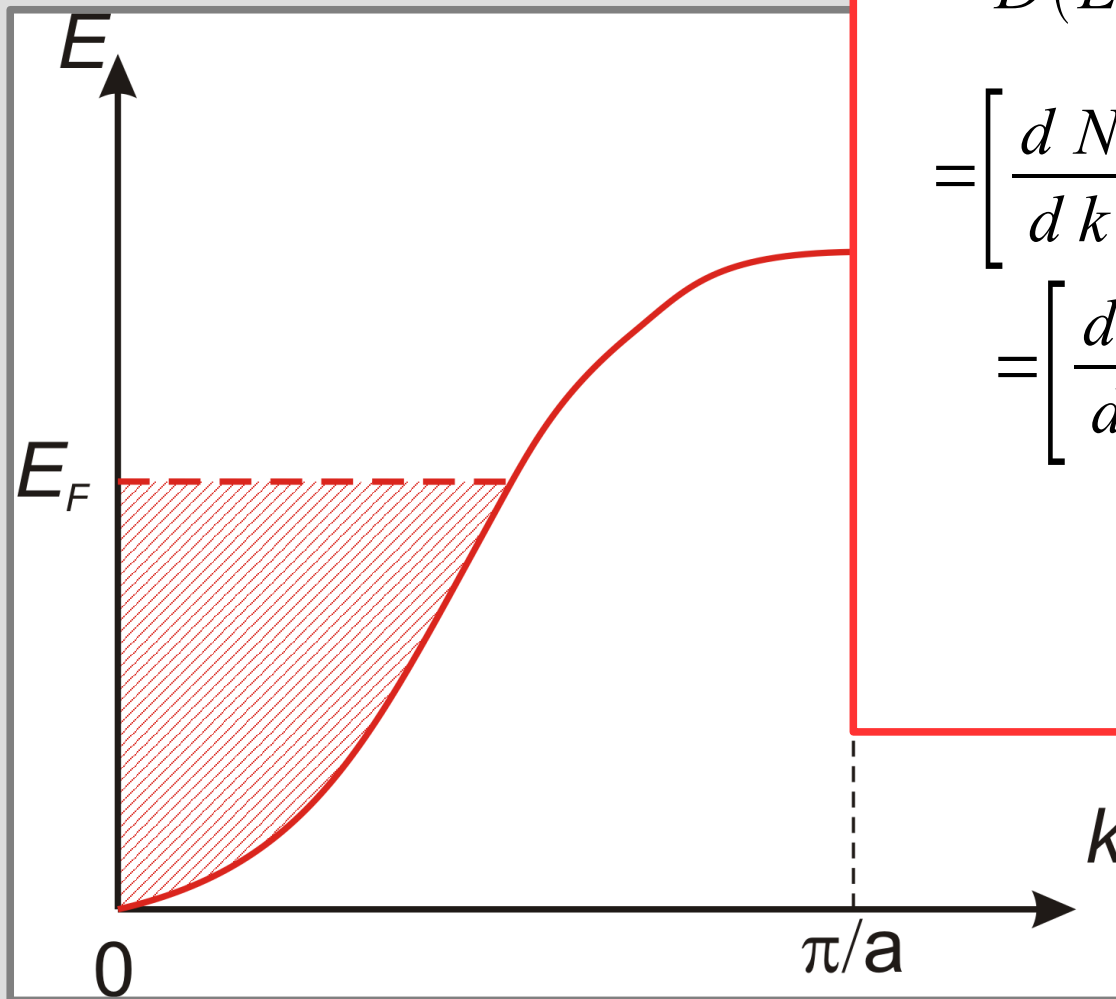
$$D(E_F) = \left. \frac{dN}{dE} \right|_{E=E_F} =$$

Плотность состояний (изотропный случай)



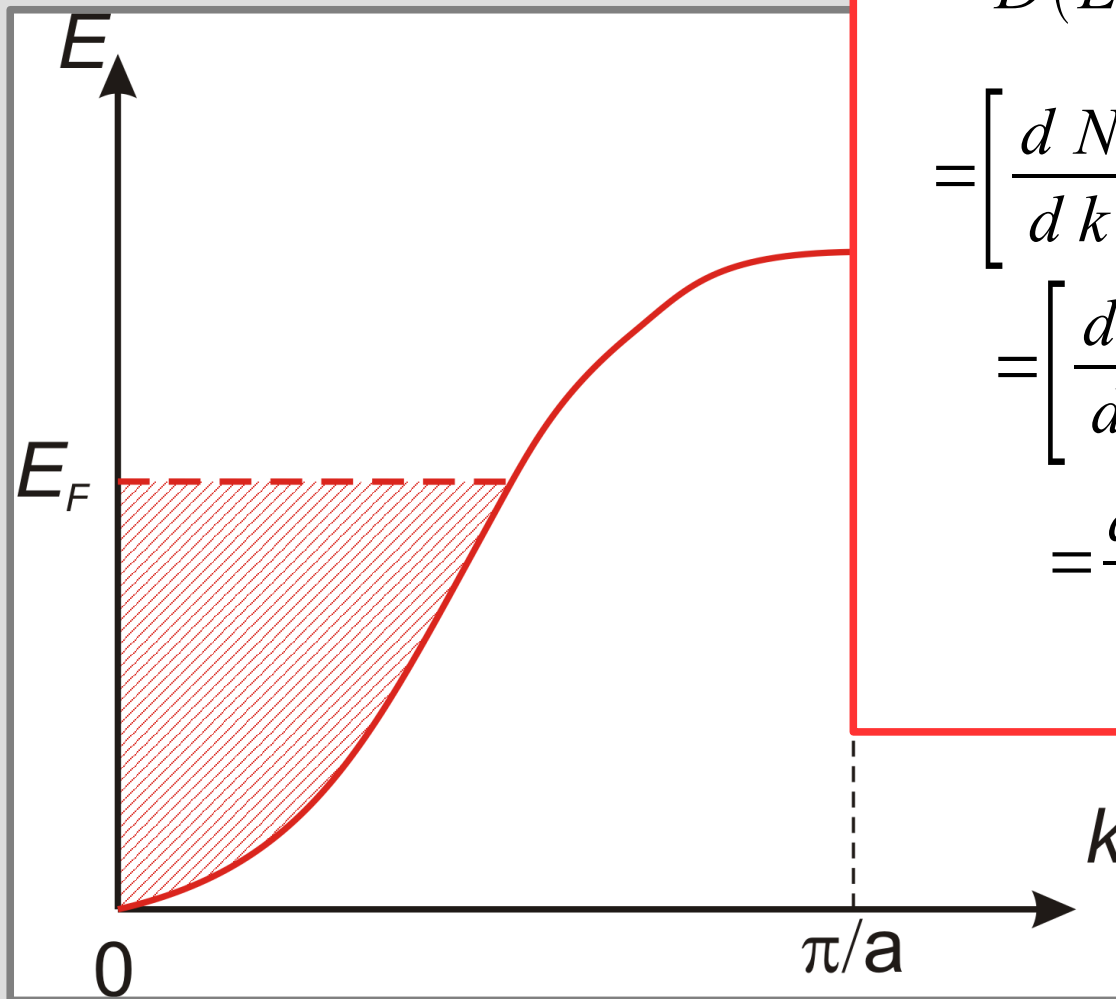
$$D(E_F) = \left. \frac{dN}{dE} \right|_{E=E_F} =$$
$$= \left[\frac{dN}{dk} \frac{1}{(dE/dk)} \right]_{E=E_F} =$$

Плотность состояний (изотропный случай)



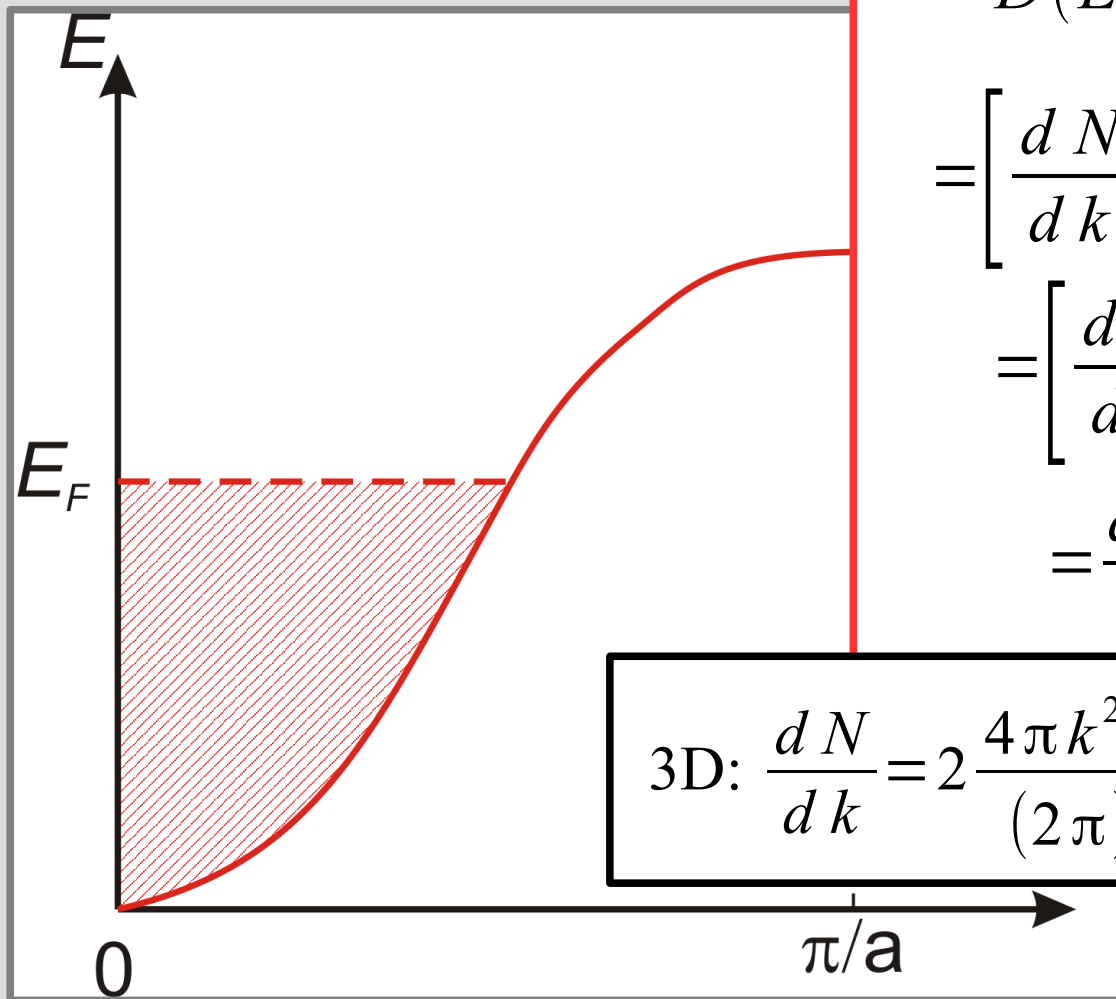
$$\begin{aligned} D(E_F) &= \left. \frac{dN}{dE} \right|_{E=E_F} = \\ &= \left[\frac{dN}{dk} \frac{1}{(dE/dk)} \right]_{E=E_F} = \\ &= \left[\frac{dN}{dk} \frac{1}{\hbar V_{gp}} \right]_{E=E_F} = \end{aligned}$$

Плотность состояний (изотропный случай)



$$\begin{aligned} D(E_F) &= \left. \frac{dN}{dE} \right|_{E=E_F} = \\ &= \left[\frac{dN}{dk} \frac{1}{(dE/dk)} \right]_{E=E_F} = \\ &= \left[\frac{dN}{dk} \frac{1}{\hbar V_{gp}} \right]_{E=E_F} = \\ &= \left. \frac{dN}{dk} \right|_{E=E_F} \frac{m^*}{\hbar p_F} \end{aligned}$$

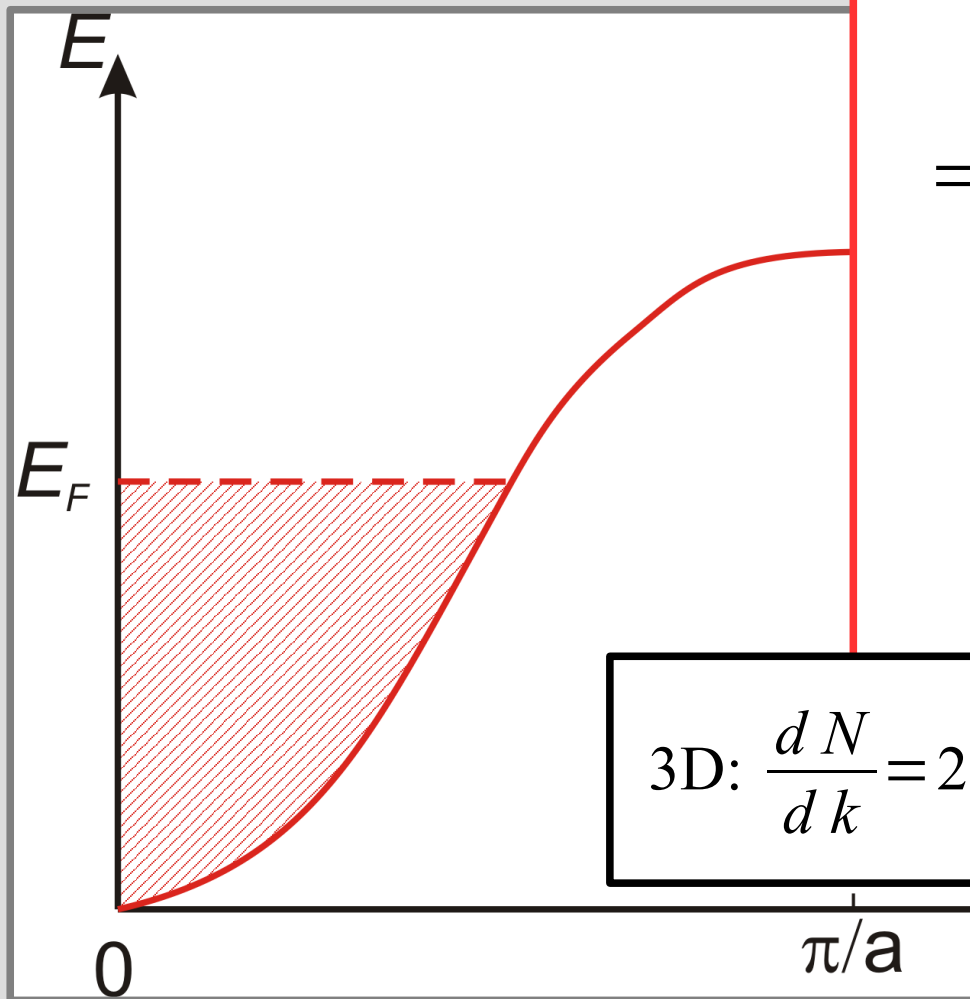
Плотность состояний (изотропный случай)



$$3D: \frac{dN}{dk} = 2 \frac{4\pi k^2 V}{(2\pi)^3}$$

$$\begin{aligned}
 D(E_F) &= \left. \frac{dN}{dE} \right|_{E=E_F} = \\
 &= \left[\frac{dN}{dk} \frac{1}{(dE/dk)} \right]_{E=E_F} = \\
 &= \left[\frac{dN}{dk} \frac{1}{\hbar v_{gp}} \right]_{E=E_F} = \\
 &= \left. \frac{dN}{dk} \right|_{E=E_F} \frac{m^*}{\hbar p_F}
 \end{aligned}$$

Плотность состояний (изотропный случай)

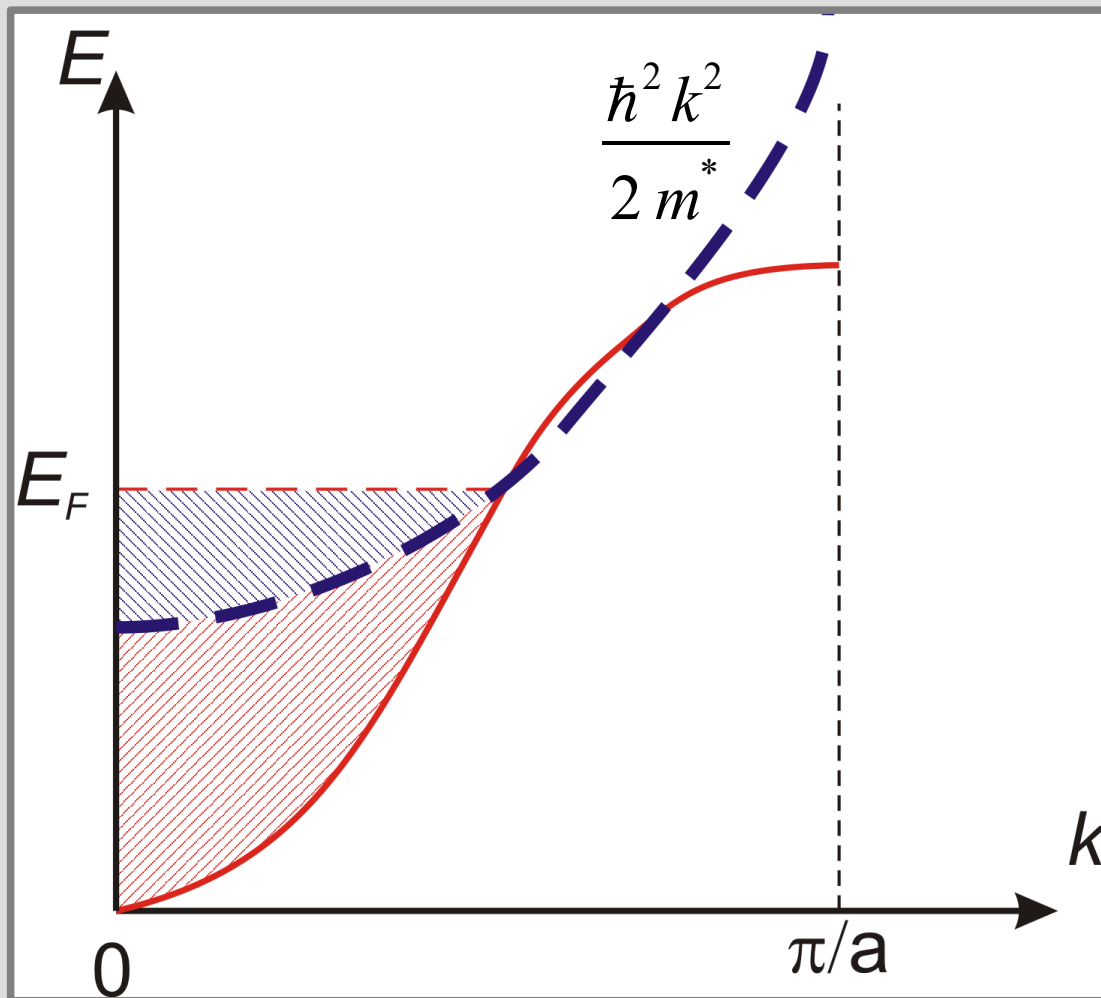


$$\begin{aligned}
 D(E_F) &= \left. \frac{dN}{dE} \right|_{E=E_F} = \\
 &= \left[\frac{dN}{dk} \frac{1}{(dE/dk)} \right]_{E=E_F} = \\
 &= \left[\frac{dN}{dk} \frac{1}{\hbar V_{gp}} \right]_{E=E_F} = \\
 &= \left. \frac{dN}{dk} \right|_{E=E_F} \frac{m^*}{\hbar p_F}
 \end{aligned}$$

$$\text{3D: } \frac{dN}{dk} = 2 \frac{4\pi k^2 V}{(2\pi)^3}$$

$$D(E_F) = \frac{V}{\pi^2 \hbar^3} m^* p_F$$

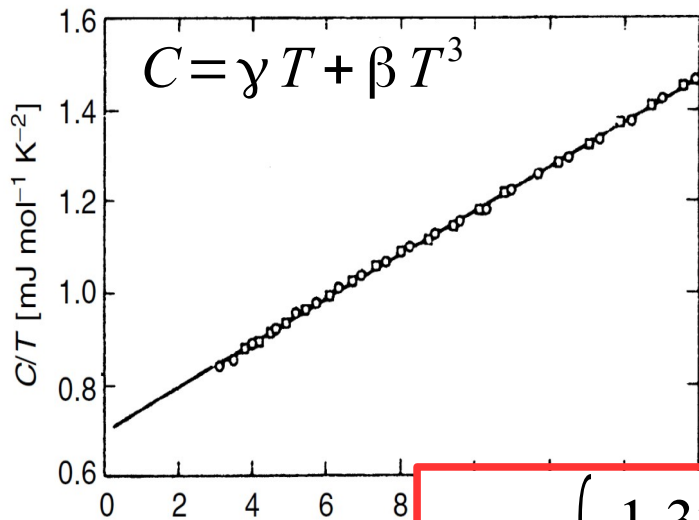
Плотность состояний (изотропный случай)



$$D(E_F) = \frac{V}{\pi^2 \hbar^3} m^* p_F$$

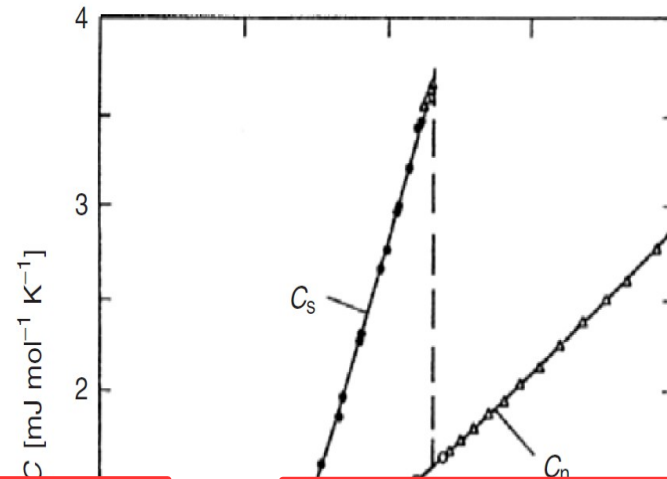
Плотность состояний — как для ферми-газа с той же концентрацией электронов, но массой электрона равной m^*

Воспоминание о теплоёмкости металлов...



$$\frac{m^*}{m_0} = \begin{cases} 1.37 \text{ (Cu)} \\ 1.08 \text{ (Au)} \\ 0.995 \text{ (Ag)} \\ 4.45 \text{ (Al)} \end{cases}$$

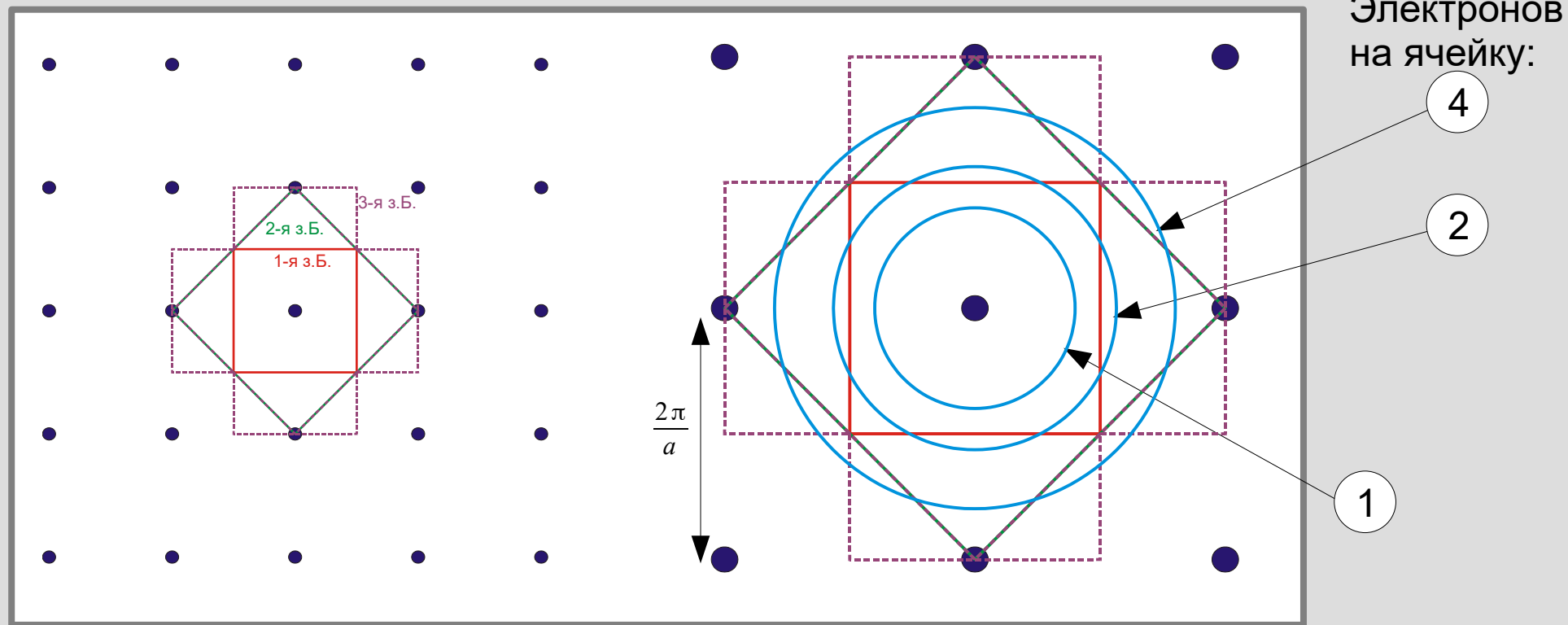
(a)



Отличие масс от массы электрона объяснено!

Это следствие изменения спектра электрона, измеряется эффективная масса!

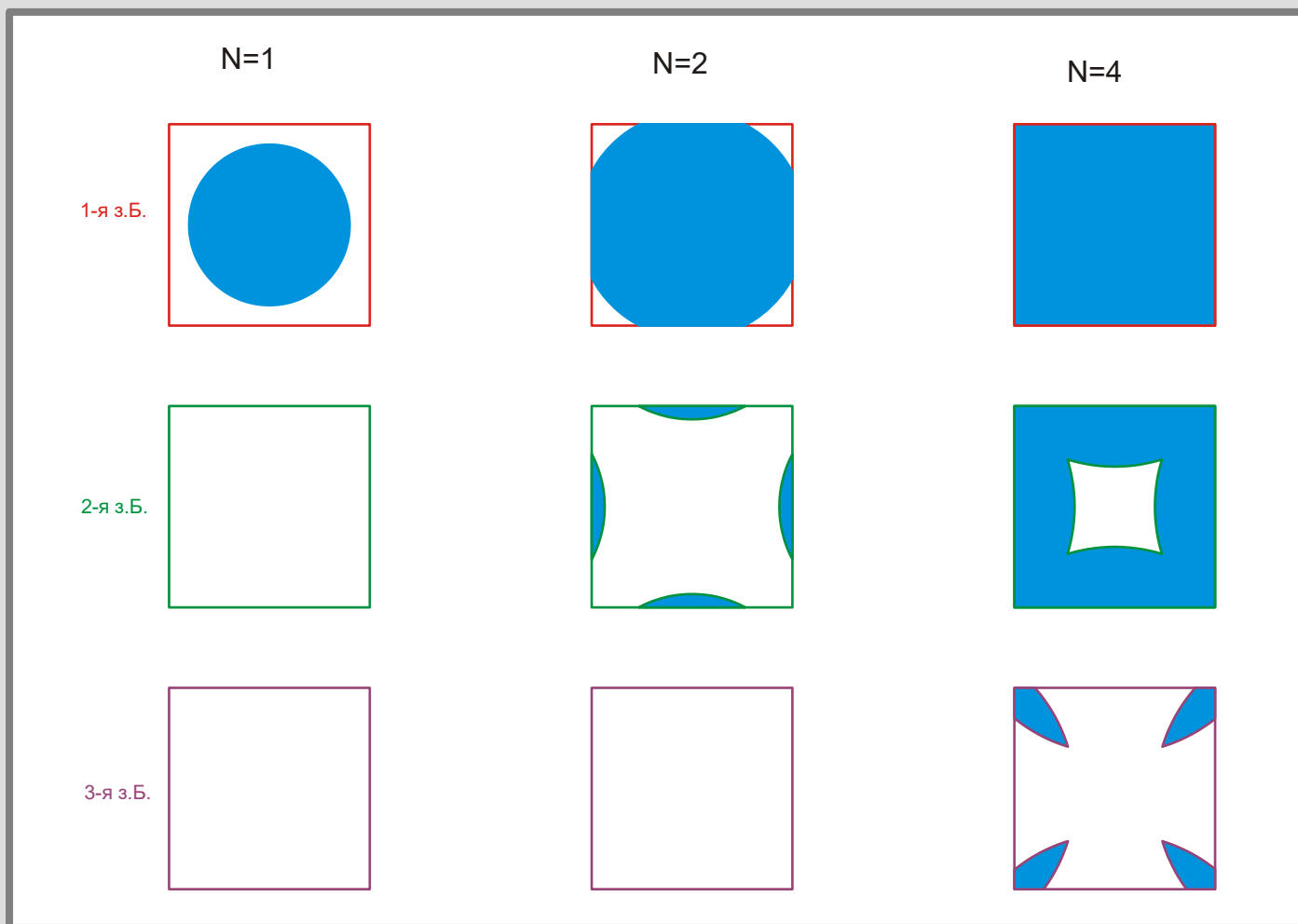
Построение поверхности Ферми для металла. Модель свободных электронов.



Слева: обратная решётка для двумерной квадратной решётки и построение нескольких первых зон Бриллюэна. Справа: фрагмент обратной решётки и окружности радиуса для случая одного, двух и четырёх электронов на элементарную ячейку.

$$2D: \quad k_F = \sqrt{2\pi n} = \frac{\sqrt{2\pi N}}{a}$$

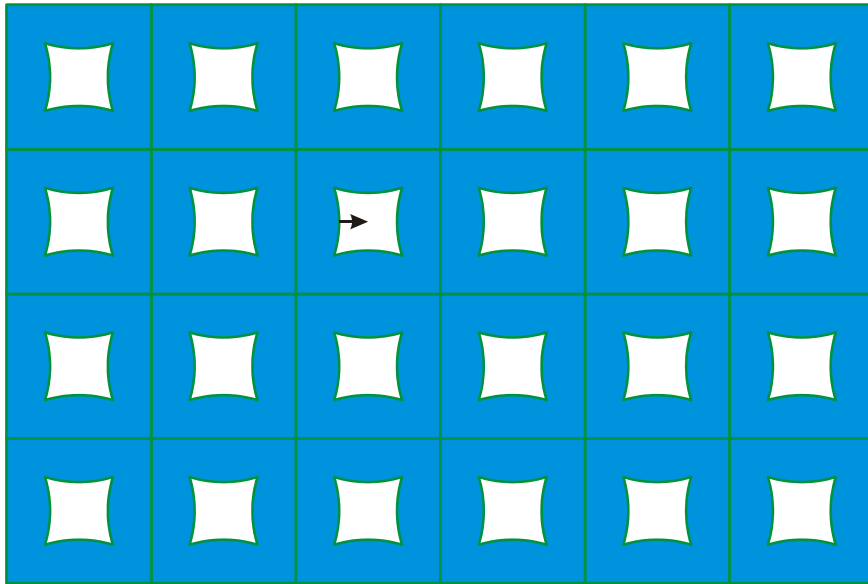
Построение поверхности Ферми для металла. Модель свободных электронов.



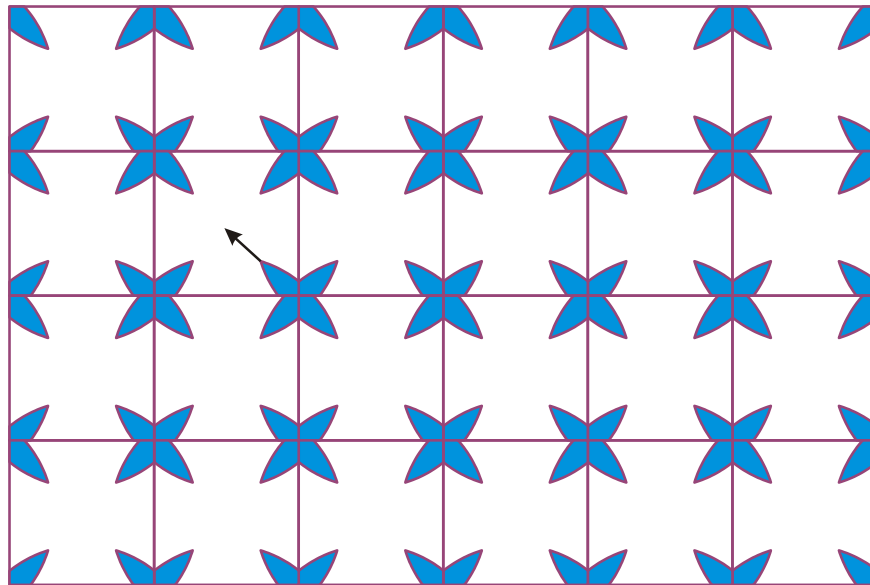
Поверхность Ферми для свободных электронов в схеме приведённых зон для двумерной простой квадратной решётки для разного числа электронов на элементарную ячейку. Заливкой показаны занятые состояния.

Построение поверхности Ферми для металла. Модель свободных электронов.

2-я з.б.



3-я з.б.

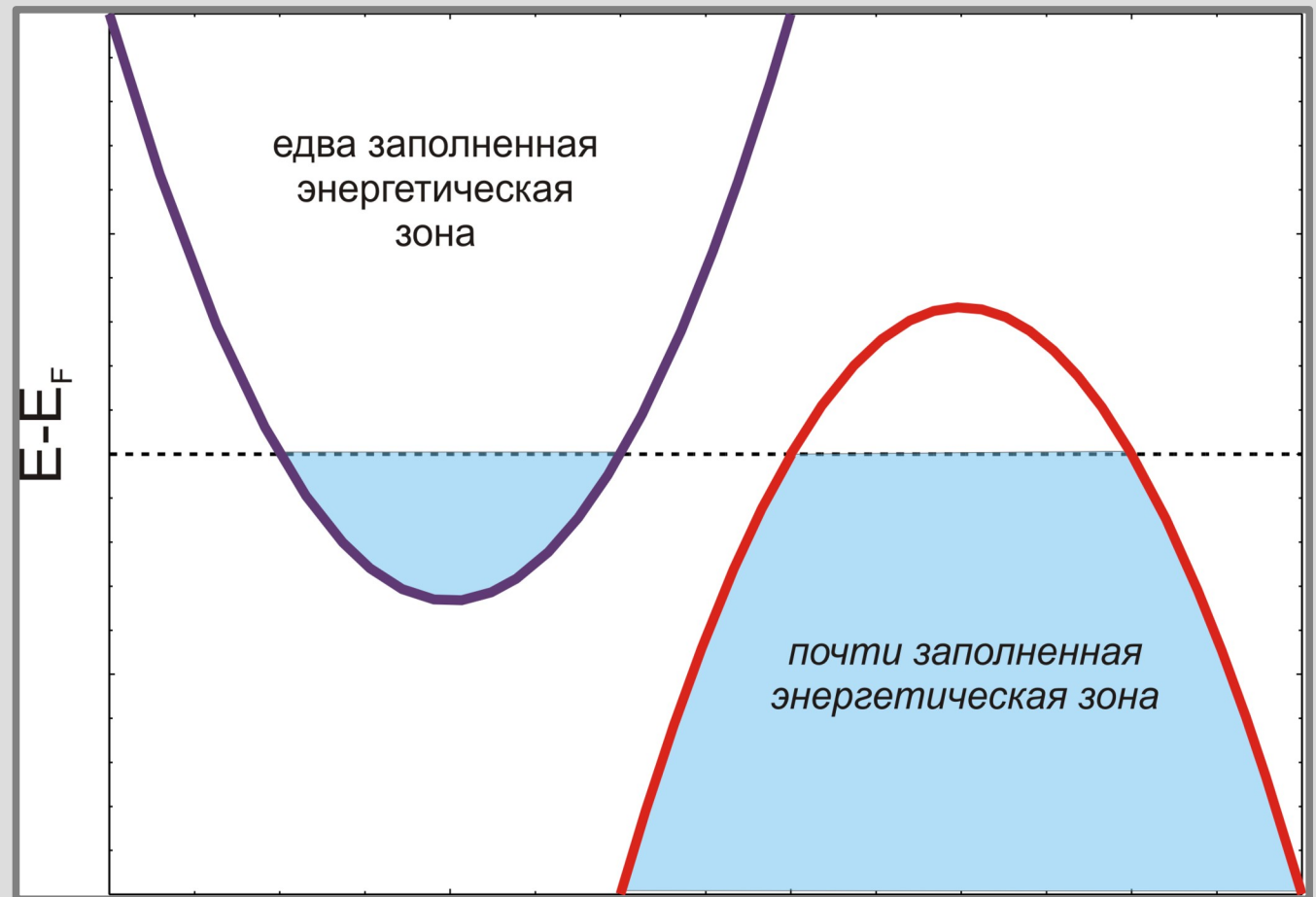


Поверхность Ферми в модели свободных электронов в представлении периодической зонной схемы для второй и третьей зон Бриллюэна в модели двумерной простой квадратной решётки с четырьмя электронами на элементарную ячейку. Стрелки показывают направление роста энергии. Заливкой показаны занятые состояния.

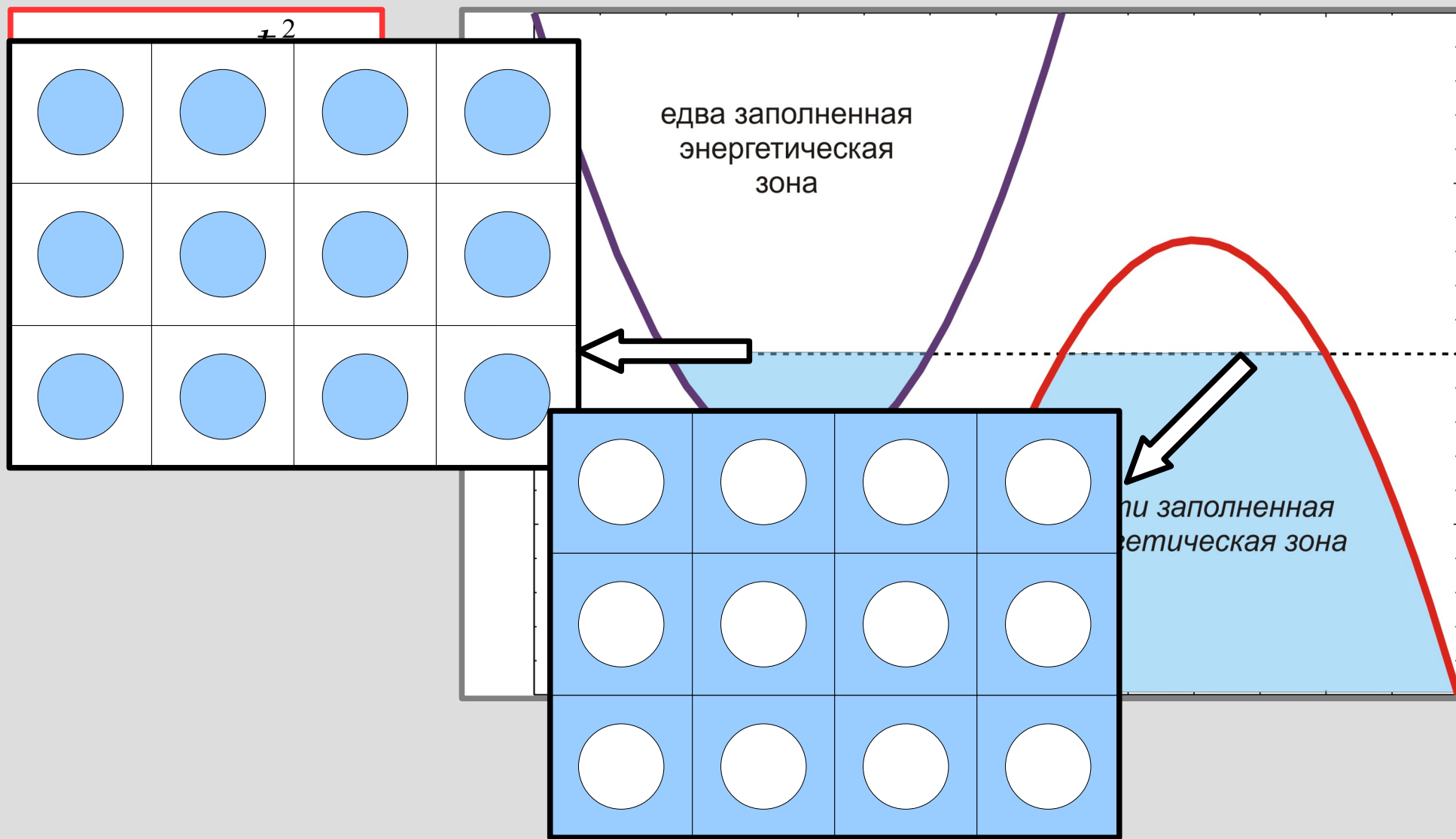
Электронные и дырочные поверхности Ферми.

$$\varepsilon(\vec{k}) = \varepsilon_0 \pm \frac{\hbar^2}{2m^*} k^2$$

НЕКОТОРАЯ
эффективная
масса



Электронные и дырочные поверхности Ферми.



Электронные и дырочные поверхности Ферми.

$$\varepsilon(\vec{k}) = \varepsilon_0 \pm \frac{\hbar^2}{2m^*} k^2$$

$$C = \frac{\pi^2}{3} D(E_F) T$$

В металле важна только плотность состояний на поверхности Ферми, а не детали устройства «глубоких» состояний



Электронные и дырочные поверхности Ферми.

$$\varepsilon(\vec{k}) = \varepsilon_0 \pm \frac{\hbar^2}{2m^*} k^2$$

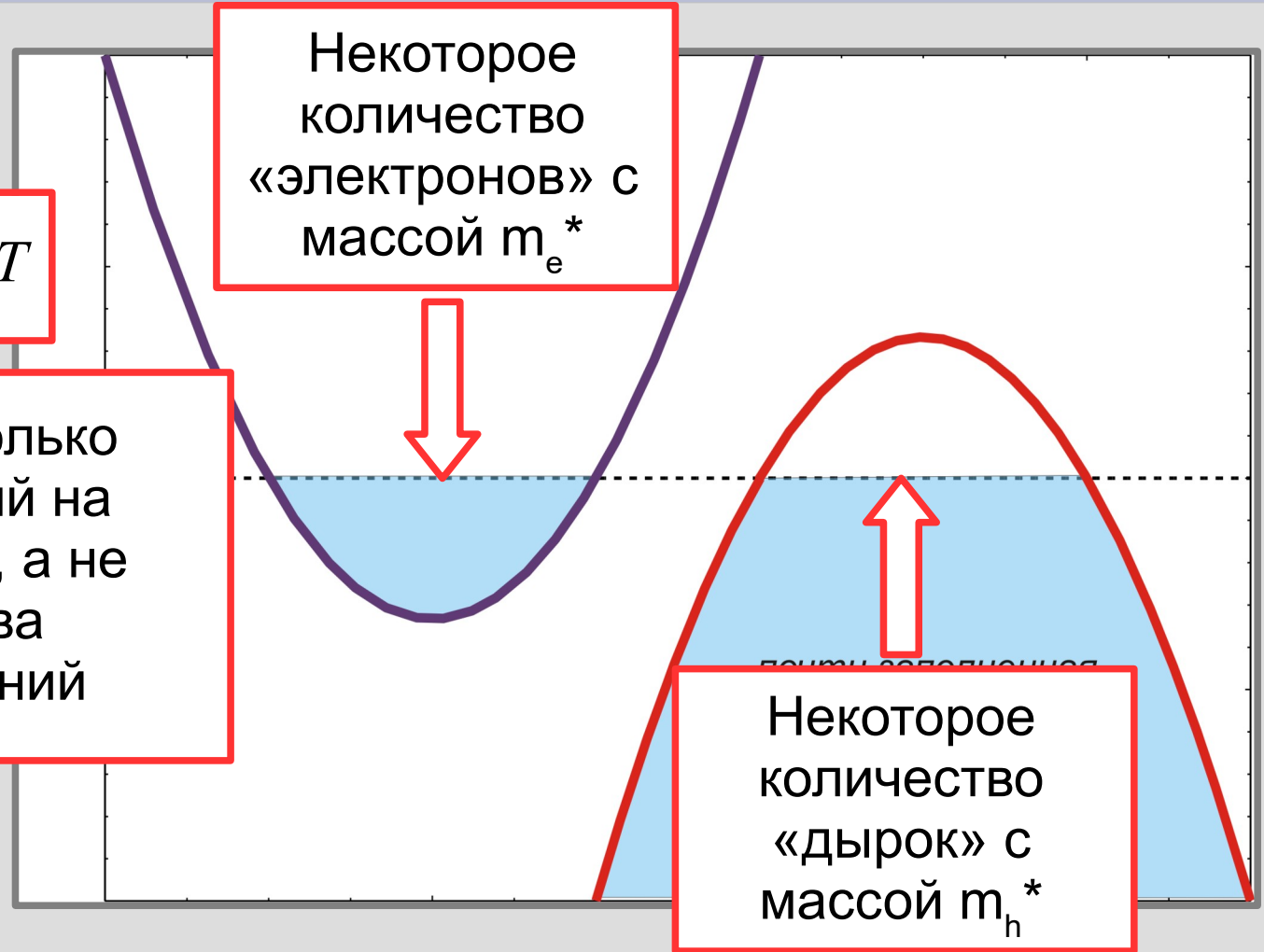
$$C = \frac{\pi^2}{3} D(E_F) T$$

В металле важна только плотность состояний на поверхности Ферми, а не детали устройства «глубоких» состояний

Некоторое количество «электронов» с массой m_e^*



Некоторое количество «дырок» с массой m_h^*



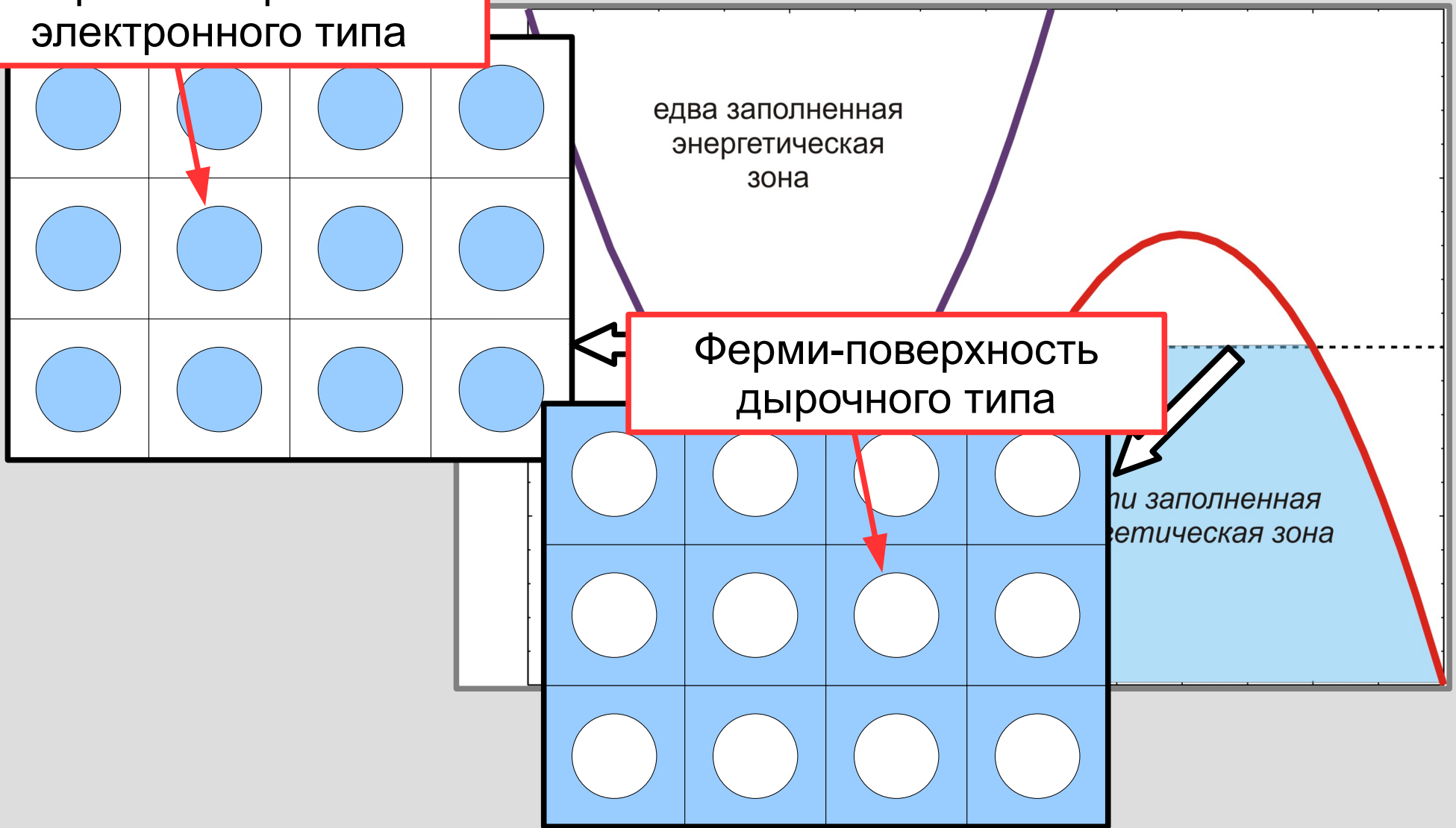
Электронные и дырочные поверхности Ферми.

Ферми-поверхность
электронного типа

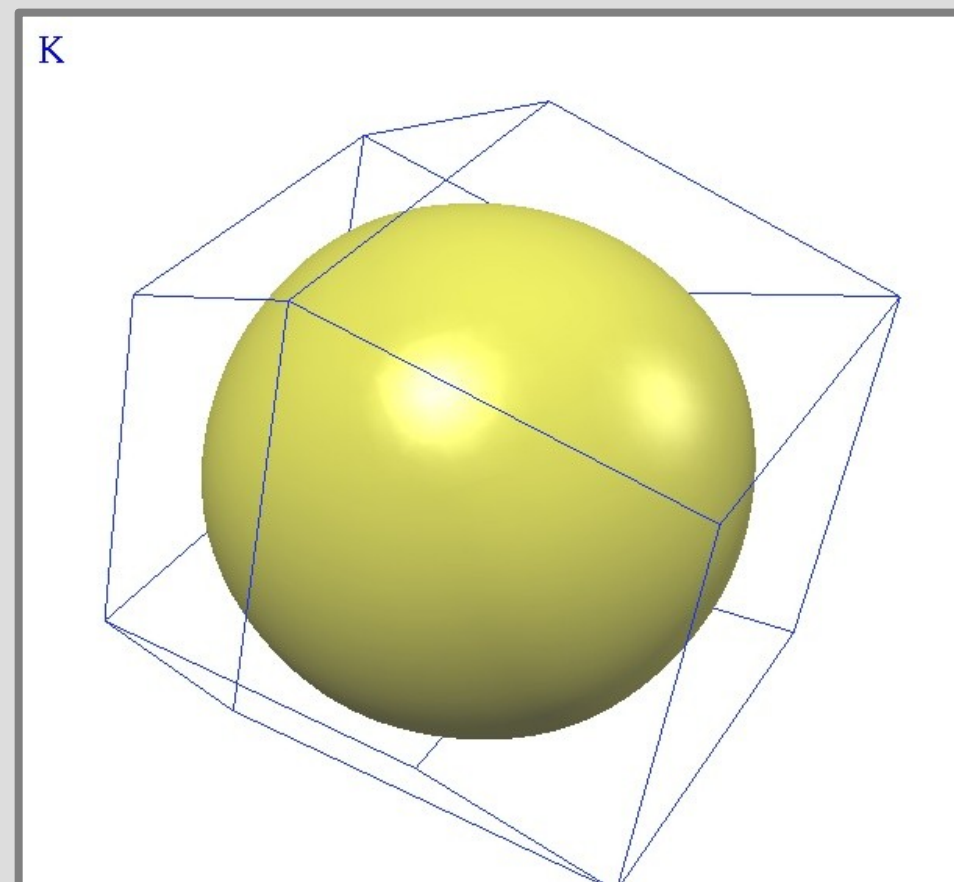
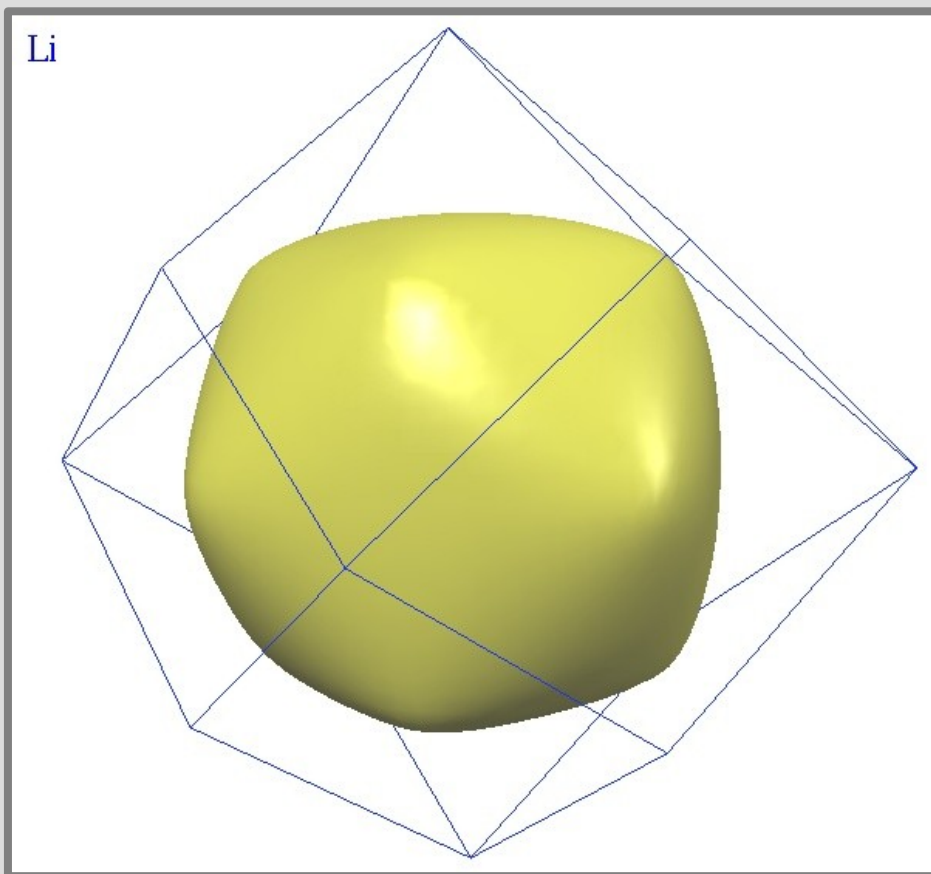
едва заполненная
энергетическая
зона

Ферми-поверхность
дырочного типа

полностью заполненная
энергетическая зона



Примеры поверхностей Ферми. Щелочные металлы.



Ферми-поверхности лития (слева) и калия (справа). Тонкими линиями показаны границы первой зоны Бриллюэна.
<http://www.phys.ufl.edu/fermisurface/>

Примеры ферми-поверхностей. Cu, Au, Ag.



Слева: Модель ферми-поверхности меди из музея Кавендишской лаборатории. Стекланный многогранник показывает границы первой зоны Бриллюэна. Справа: соединение ферми-поверхностей в периодической зонной схеме. Модель из музея Кавендишской лаборатории.

<http://www-outreach.phy.cam.ac.uk/camphy/museum/area7/tour.htm>

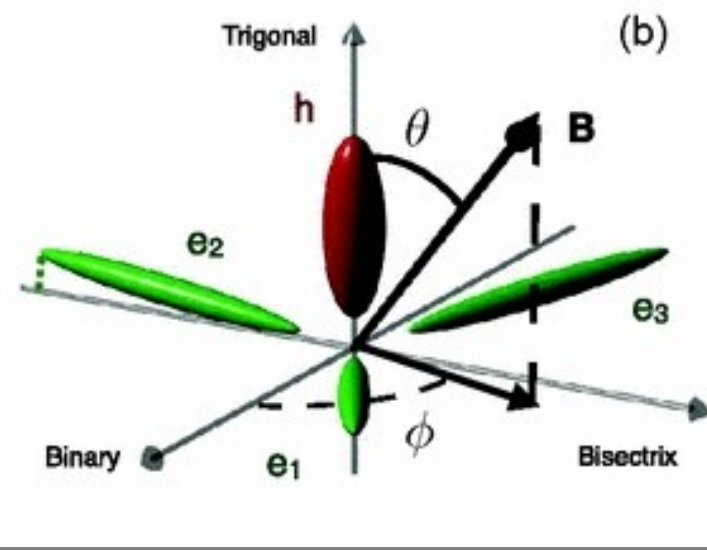
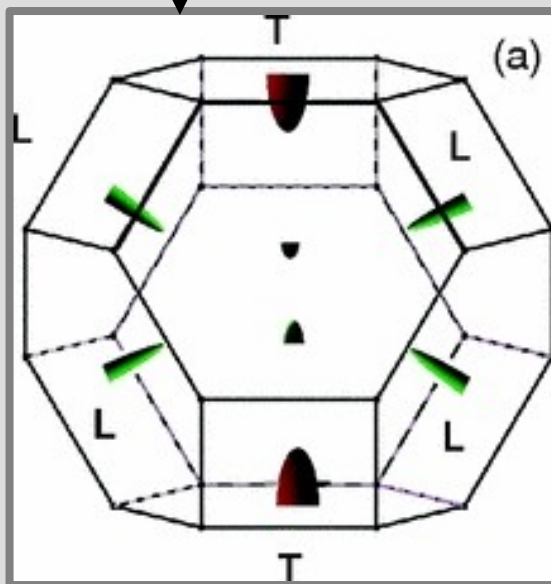
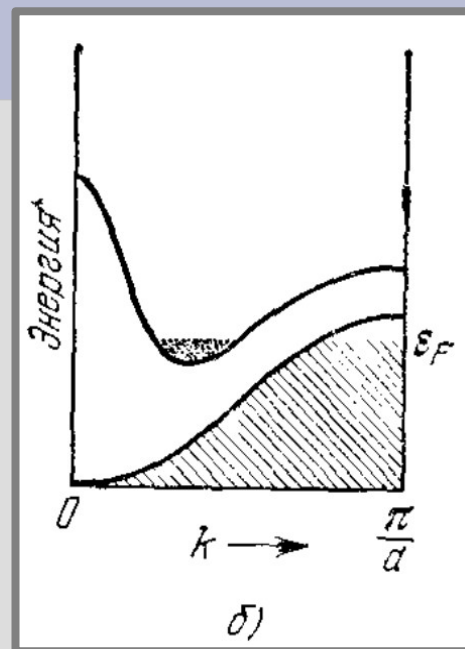
Только электроны на ферми-поверхности «за всё в ответе».

«Экзотика»

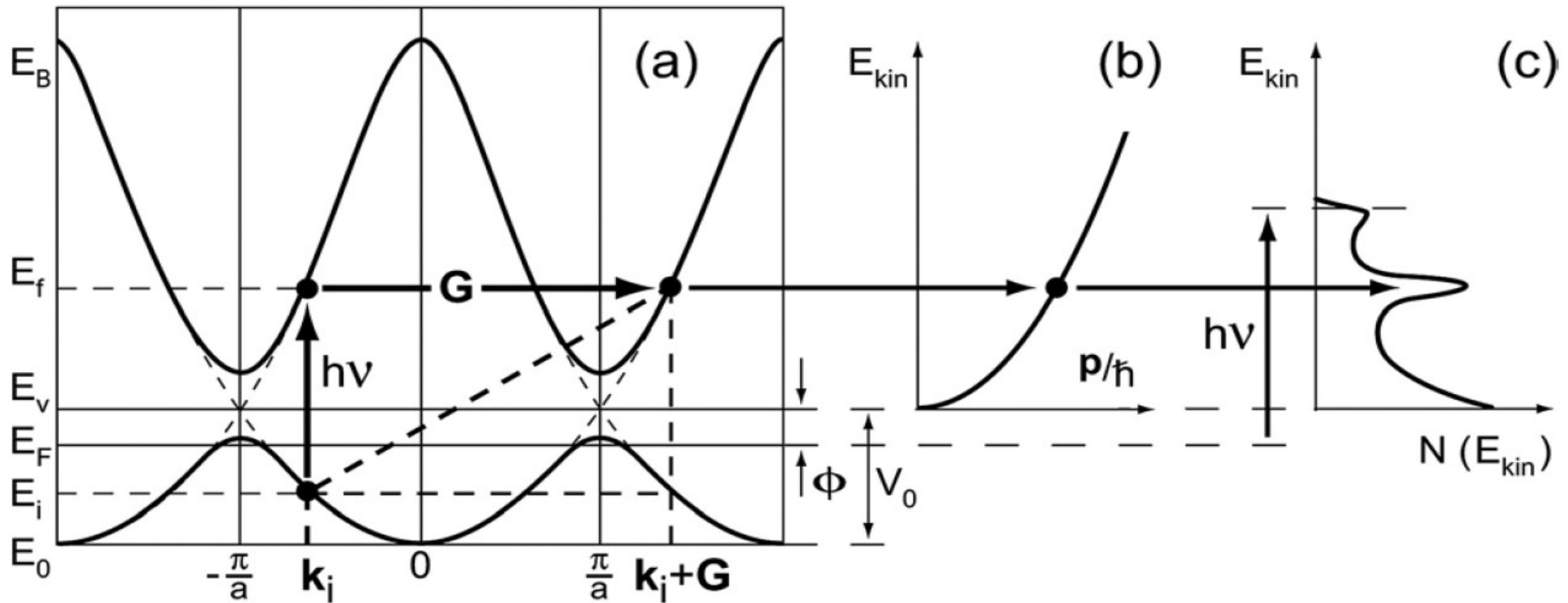


алюминий: 3 электрона, первая зона Бриллюэна заполнена полностью, во второй *незаполненная* область выглядит вот так

полуметалл висмут — сильно анизотропная поверхность, несколько электронных «карманов»

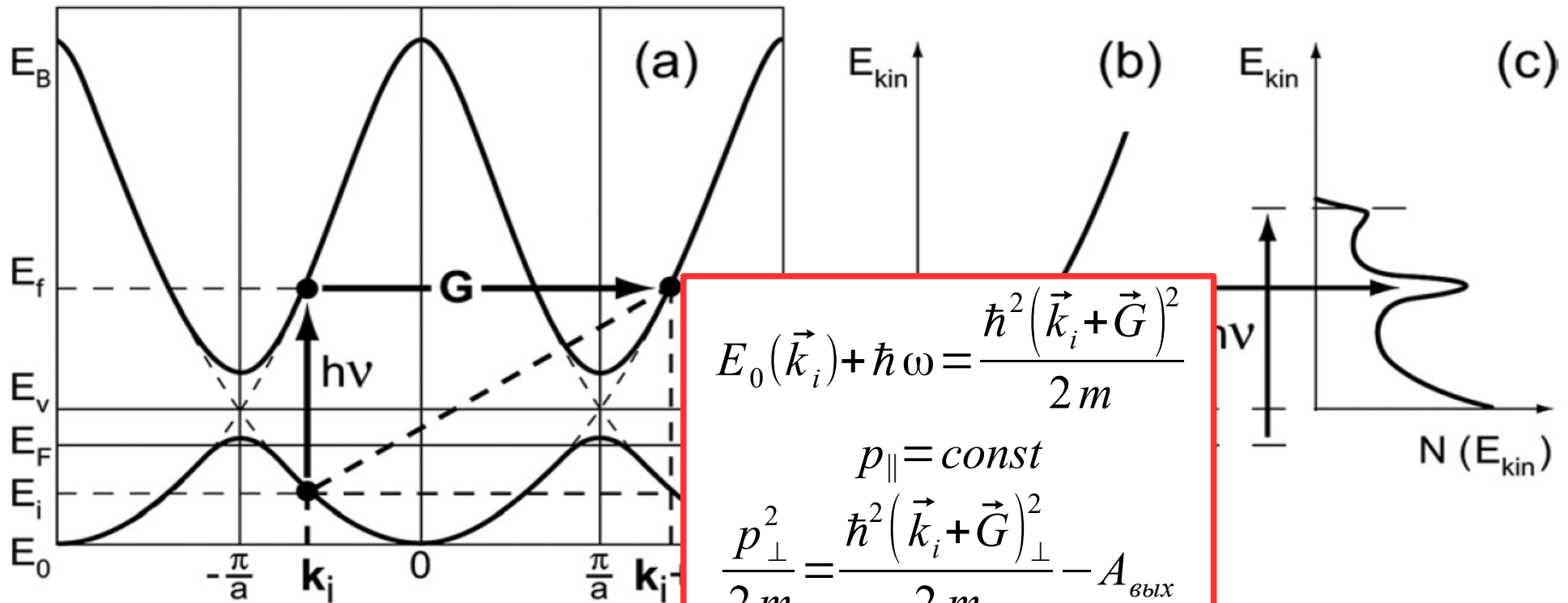


Как увидеть спектр электронов? ARPES.



Из статьи Andrea Damascelli, Probing the Electronic Structure of Complex Systems by ARPES, Physica Scripta, 109, 61(2004)

Как увидеть спектр электронов? ARPES.



$$E_0(\vec{k}_i) + \hbar\omega = \frac{\hbar^2(\vec{k}_i + \vec{G})^2}{2m}$$

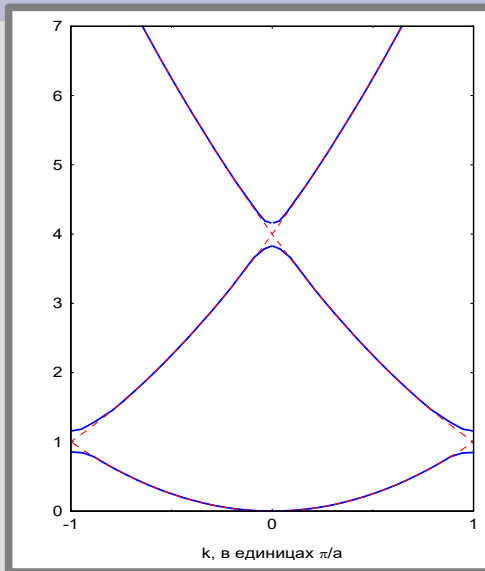
$$p_{\parallel} = const$$

$$\frac{p_{\perp}^2}{2m} = \frac{\hbar^2(\vec{k}_i + \vec{G})_{\perp}^2}{2m} - A_{вых}$$

$$E_{kin} = \frac{p_{\parallel}^2 + p_{\perp}^2}{2m}; \quad tg \Theta = \frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}}$$

Из статьи Andrea Damascelli, Probing the Electronic Structure of Complex
61(2004)

Основное на этой лекции.



- Спектр электрона в кристалле меняется, возникает зонная структура.
- Свойства кристалла зависят от заполнения зон.
- Ферми-поверхность металлов в реальных кристаллах может быть сложной, но для всех свойств металла важна плотность состояний на уровне Ферми — которую можно параметризовать эффективной массой.

