

Электрические свойства кристаллов

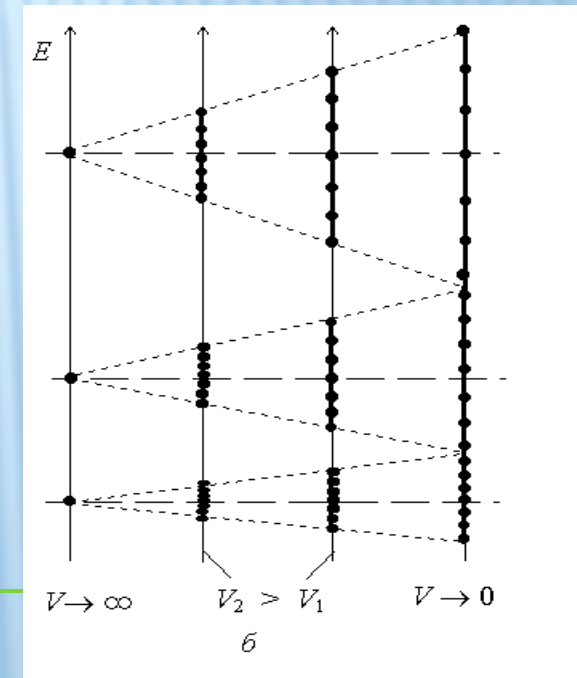
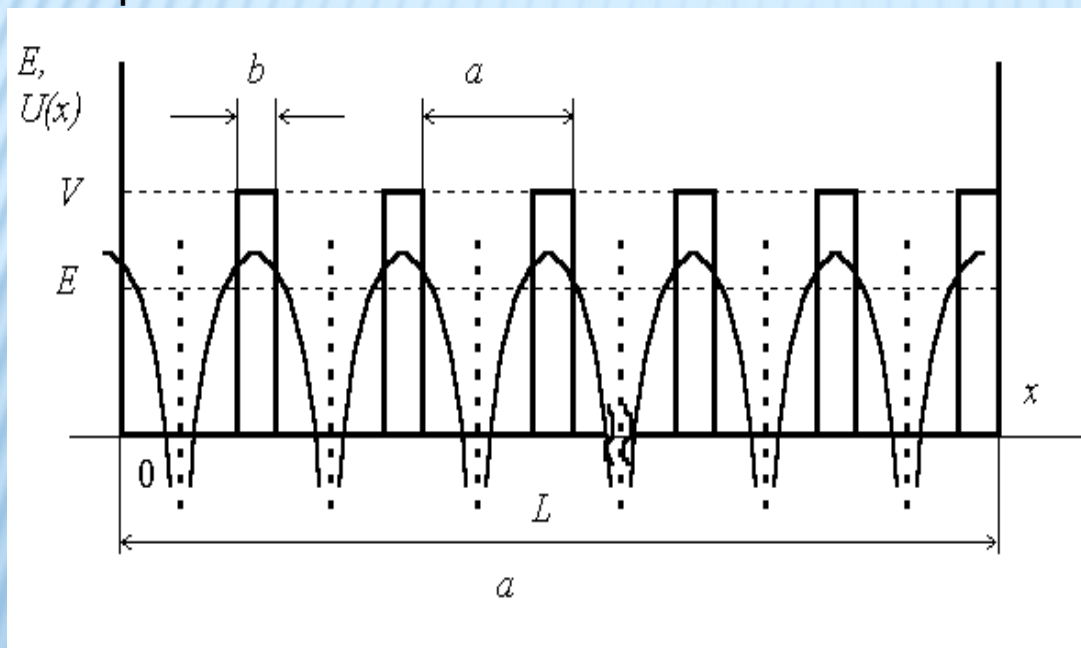
Электронные состояния в твердых телах

Различия в электропроводности кристаллических тел связаны с особенностями распределения электронов по энергетическим уровням формирующих кристалл атомов. На вид этого распределения сильное влияние оказывает периодическое расположение в пространстве атомов вещества, формирующих в пространстве трехмерный периодический потенциал, в поле которого движутся электроны. Каждый электрон в кристалле движется в сложном поле, создаваемом ядрами и движущимися электронами. Решить в таком случае уравнение Шредингера для электрона в кристалле и найти тем самым систему энергетических состояний электрона очень сложно и в настоящее время не удается. Поэтому для решения этой задачи используют различные упрощающие приближения.

Во-первых, рассматривают движение только внешних электронов в потенциале ионных остовов, содержащих ядро атома и электроны внутренних оболочек. К настоящему времени удалось решить только очень упрощенные задачи (модель Кронига-Пенни) об одномерном движении электрона в периодическом потенциале.

Во-вторых, рассматривают два наиболее распространенных частных случая: 1) приближение сильной связи и 2) приближение почти свободных электронов.

В модели Кронига-Пенни рассматривается одномерное движение электрона в периодическом потенциале простой формы: в одномерной потенциальной яме ширины L на одинаковом расстоянии a друг от друга располагаются потенциальные прямоугольные барьеры; высота каждого из них V , а ширина b . Такая форма потенциальных барьеров далека от реального потенциала ионных остовов, схематически изображенной на рис. сплошными тонкими кривыми. Однако, даже такая грубая модель в состоянии предсказать основные закономерности энергетического спектра движущихся в кристалле электронов.



Вид потенциальной энергии в рамках модели Кронига-Пенни (а) и схематическое распределение разрешенных значений энергии E по шкале энергии (б).

Уравнение Шредингера для электрона, находящегося в такой потенциальной яме, может быть решено приближенными методами. В результате получается, что энергия электрона может принимать не все значения. Промежуток на шкале E , в котором нет разрешенных значений, называют запрещенной энергетической зоной, а промежуток, в котором имеются разрешенные значения, называют разрешенной энергетической зоной.

При отсутствии барьеров задача аналогична задаче о движении электрона в одномерной потенциальной яме шириной L с периодическими граничными условиями для волновой функции. Распределение значений энергии электрона по шкале показано на рис. (б). Разрешенные значения энергии распределены по шкале без больших "пробелов".

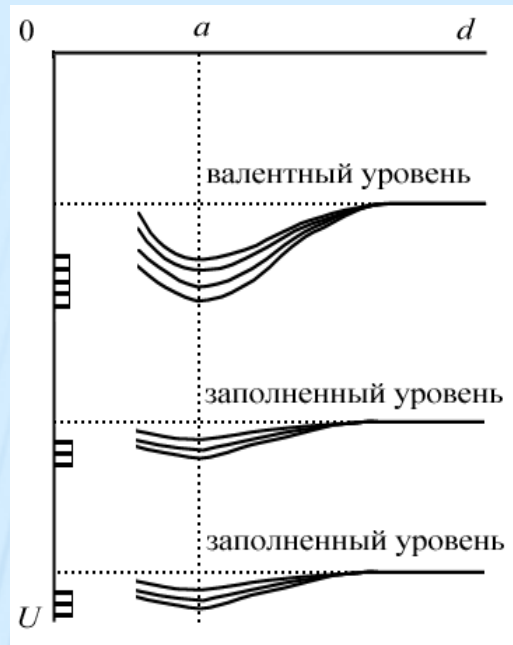
Если барьеры настолько высокие и широкие, что туннелированием электрона сквозь них можно пренебречь, то задача аналогична задаче о движении электрона в одномерной потенциальной яме. Электрон окажется локализованным в этой маленькой потенциальной яме, при этом разрешенные значения изолированы друг от друга.

При промежуточных значениях высот и ширин барьеров значения энергии вычисляют приближенными методами. В пределе при почти полной непроницаемости потенциальных барьеров разрешенная зона сужается почти до одиночного уровня. Такая ситуация характерна для изолированных атомов, в таком случае электрон локализован вблизи своего атома; это соответствует приближению сильной связи.

Приближение сильной связи базируется на предположении, что энергия связи электрона в данном атоме больше энергии взаимодействия этого электрона с полями, создаваемыми другими атомами.

Приближение сильной связи хорошо описывает систему энергетических уровней электронов в случае атомов, хорошо удерживающих свои электроны, например в ионных и ковалентных кристаллах. Атомы воздействуют друг на друга создаваемыми ими электрическими и магнитными полями, эти поля приводят к расщеплению отдельного вырожденного уровня атома на несколько подуровней. В таком случае вместо одиночных уровней изолированных атомов в конденсированном веществе должен получиться большой набор уровней в некотором диапазоне энергий.

Для N атомов, расположенных далеко друг от друга, взаимодействием атомов можно пренебречь и считать, что каждый из них имеет определенные значения энергии уровней, одинаковые для каждого из атомов. Уровни всей системы N атомов окажутся $2N$ кратно вырожденными (из-за учета спина электрона). При сближении атомов энергия уровней будет уменьшаться за счет уменьшения энергии атомов из-за их взаимного притяжения. Кроме того, уровни будут расщепляться и тем сильнее, чем ближе находятся атомы, поскольку создаваемые ими поля возрастают при приближении к атому. При расстоянии между атомами порядка периода кристаллической решетки должен наблюдаться минимум энергии уровней, поскольку при дальнейшем сближении атомы отталкиваются, и энергия их взаимодействия сильно возрастает.



Зависимость энергии уровней атомов в зависимости от расстояния между ними.

Модель почти свободных электронов. Существует большая группа кристаллических веществ, например металлических, в которых внешние электроны атомов "обобществляются" и могут относительно свободно перемещаться по кристаллу. В этом случае очень удачной оказывается модель почти свободных электронов, в рамках которой считают, что электроны в кристалле движутся внутри потенциальной ямы размером с кристалл в слабом поле периодически расположенных ионных остовов, которое можно рассматривать как малое возмущение.

В качестве первого приближения для описания поведения электронов в кристалле полем ионных остовов пренебрегают и используют модель электронного Ферми-газа. Систему электронных состояний в пространстве волновых векторов электронов получают в результате решения уравнения Шредингера для трехмерного потенциального ящика кубической формы с ребром длины L . В случае периодических граничных условий для волновой функции Ψ система электронных состояний имеет допустимые значения волнового вектора

$$\vec{k} = (k_x; k_y; k_z) \quad k_x = \frac{2\pi n_1}{L}; k_y = \frac{2\pi n_2}{L}; k_z = \frac{2\pi n_3}{L}$$

где n_1, n_2, n_3 - целые числа. Шаг изменения величин k_x, k_y, k_z оказывается малым из-за большой величины L . Поэтому функции зависящие от k далее рассматриваются как непрерывные.

Волновые функции электронов имеют вид:

$$\Psi = A e^{i\vec{k}\vec{r}}; \quad A = \left(\frac{2\pi}{L}\right)^{\frac{3}{2}}$$

Кинетическая энергия электронов вычисляется по формуле:

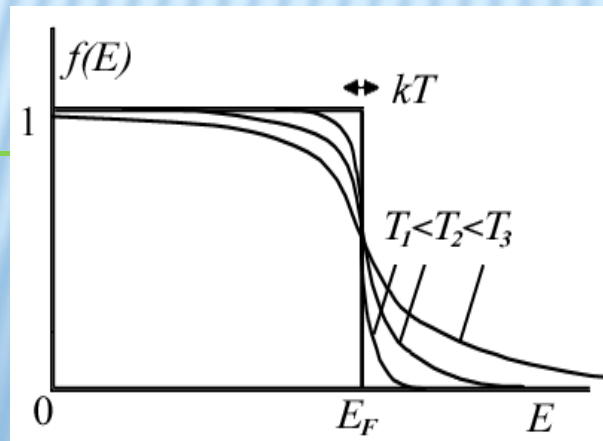
$$E = \frac{p^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{\hbar^2}{2m} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)$$

При $T=0$ все N электронов стремятся занять состояния с самыми малыми значениями энергии, соблюдая принцип Паули (не более 1 электрона на одно состояние). В таком случае в k -пространстве занятые состояния окажутся внутри шара радиуса k_F . Поверхность этого шара называется поверхностью Ферми, а отвечающая ей энергия электронов - энергией Ферми. Энергия Ферми зависит от концентрации свободных электронов n и вычисляется по формуле:

$$E_F = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n)^{\frac{2}{3}}$$

При увеличении температуры вероятность заполнения состояний электронами задается функцией занятости состояний, имеющей вид:

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



Функция заполнения состояний электронами Ферми-газа при различных температурах.

Для всех металлов при всех температурах, включая температуру их плавления, энергия Ферми в 50-200 раз превосходит величину kT . Поэтому электронный газ в металлах рассматривают как сильно вырожденный электронный Ферми-газ. Энергия Ферми при увеличении температуры незначительно увеличивается и задается формулой:

$$E_F(T) = E_F(0) \left(1 - \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{kT}{E_F(0)} \right)^2 \right)$$

Таким образом, увеличение температуры ведет к незначительному размытию поверхности Ферми в k -пространстве.

Потенциал ионных остовов в модели почти свободных электронов рассматривается как периодическая функция с периодами, соответствующими параметрам кристаллической решетки, для нее выполняется соотношение:

$$U(x + an_1; y + bn_2; z + cn_3) = U(x, y, z)$$

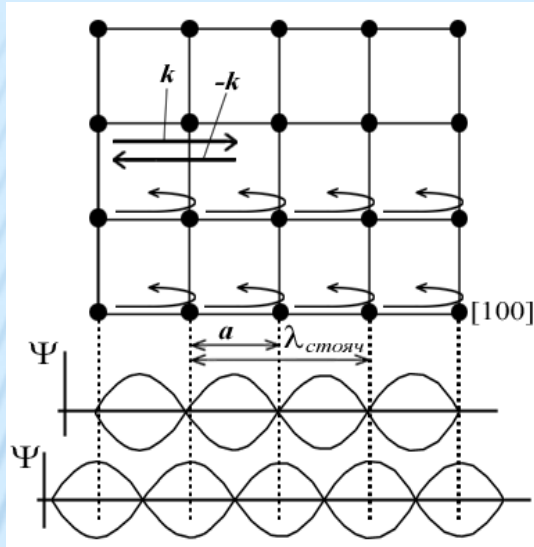
Существует **теорема Блоха**, согласно которой вид волновой функции при появлении периодического поля с потенциальной энергией вида изменяется в соответствии с формулой:

$$\Psi = u_k(\vec{r})e^{ikr}$$

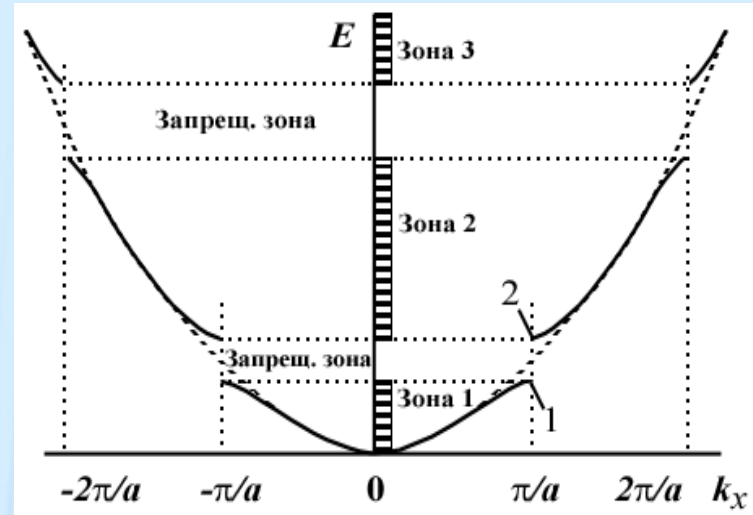
$u_k(\vec{r})$ периодическая функция, имеющая те же периоды, что и потенциальная энергия ионных остовов (по сути – период решетки)

В приближении почти свободных электронов считают, что $u_k(r)$ почти во всем пространстве внутри кристалла близка к единице, и только в малых областях "внутри" ионных остовов она заметно отличается от единицы.

Наиболее значимые особенности функции $E(\mathbf{k})$ наблюдаются вблизи границы зоны Бриллюэна. Рассмотрим простую кубическую кристаллическую решетку с периодом a . Пусть электрон движется по направлению $[100]$ и имеет волновой вектор $\mathbf{k}=(\mathbf{k};0;0)$ (a). Если бы мы пренебрегли полями ионных остовов, то получили бы квадратичную зависимость энергии от волнового вектора, изображенную на рис. (б).



а



б

Схема распространения электронных волн в кубической кристаллической решетке с периодом a и образования стоячей волны в этой решетке (а). Зависимость энергии электрона от его волнового вектора в модели свободных электронов и в модели почти свободных электронов (б)

Электрон обладает волновыми свойствами, в частности имеет длину волны де-Бройля равную

$$\lambda_B = \frac{2\pi\hbar}{p} = \frac{2\pi}{k}$$

Переходы между запрещенными и разрешенными зонами происходят на границах зон Бриллюэна, т.е. при волновом числе, соответствующем границе зон Бриллюэна, волны перестают распространяться в кристалле. В одномерном случае отражение волн наступает при

$$k = \frac{\pi}{a} n$$

Полное отражение волны означает, что вместо бегущих волн вида $\exp(ikx)$ стационарным состояниям электрона при значениях $k = \pi n/a$ отвечают стоячие волны. Падающая и отраженная волна может складываться двумя способами, образуя симметричную и антисимметричную комбинации:

$$\Psi_1(x) = \exp\left(i\frac{\pi}{a}x\right) + \exp\left(-i\frac{\pi}{a}x\right) = 2\cos\left(\frac{\pi}{a}x\right)$$

$$\Psi_2(x) = \exp\left(i\frac{\pi}{a}x\right) - \exp\left(-i\frac{\pi}{a}x\right) = 2i\sin\left(\frac{\pi}{a}x\right)$$

Волновым функциям Ψ_1 и Ψ_2 соответствуют разные значения энергии, причем $E_1 < E_2$. Разность значений энергии $E_2 - E_1 = \Delta E$ соответствует щели в энергетическом спектре или полосе (зоне) запрещенных энергий.

Аналогичные щели в энергетическом спектре возникают и при значениях $k = \pi n/a$ $n > 1$.

Таким образом, структуры энергетического спектра электрона в кристалле в приближении сильной связи и в приближении почти свободных электронов качественно совпадают. Различие состоит только в том, что в первом случае возникают узкие разрешенные зоны и широкие запрещенные зоны. Во втором случае наоборот, получаются широкие разрешенные зоны и узкие зоны запрещенных энергий. В реальных кристаллах наблюдаются как эти предельные случаи, так и промежуточные варианты. Однако во всех случаях энергетический спектр электронов в кристалле имеет зонную структуру, причем в пределах каждой зоны энергия меняется почти непрерывно. Вместо классического случая, в котором электроны либо принадлежат отдельным атомам, либо движутся свободно до первого столкновения с атомным остовом, квантовая динамика приводит к качественно иному результату. В случае с идеальной решеткой каждый электрон способен двигаться свободно, не меняя энергию, если только эта энергия принадлежит определенной разрешенной зоне.

Динамика электронов в кристаллической решетке. Учет периодического потенциала кристаллической решетки не меняет радикально картину движения электрона по сравнению его движением в свободном пространстве.

Соотношение неопределенностей:

$$\delta x \delta p_x \geq \frac{\hbar}{2}$$

волновой функцией свободного электрона является плоская волна вида:

$$\Psi = Ae^{ikr}$$

Скорость распространения максимума амплитуды волнового пакета, так называемая групповая скорость:

$$v = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{\partial E}{\partial p} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E}{\partial k}$$

Рассмотрим движение электрона как классической частицы под действием внешней силы F , вычислим, как будет изменяться групповая скорость.

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\hbar} \frac{\partial E}{\partial k} \right) = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial^2 E}{\partial k^2} \frac{\partial k}{\partial t} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 E}{\partial k^2} \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 E}{\partial k^2} F$$

Эту формулу можно переписать в виде:

$$\frac{\partial v}{\partial t} m_{\circ} = F$$

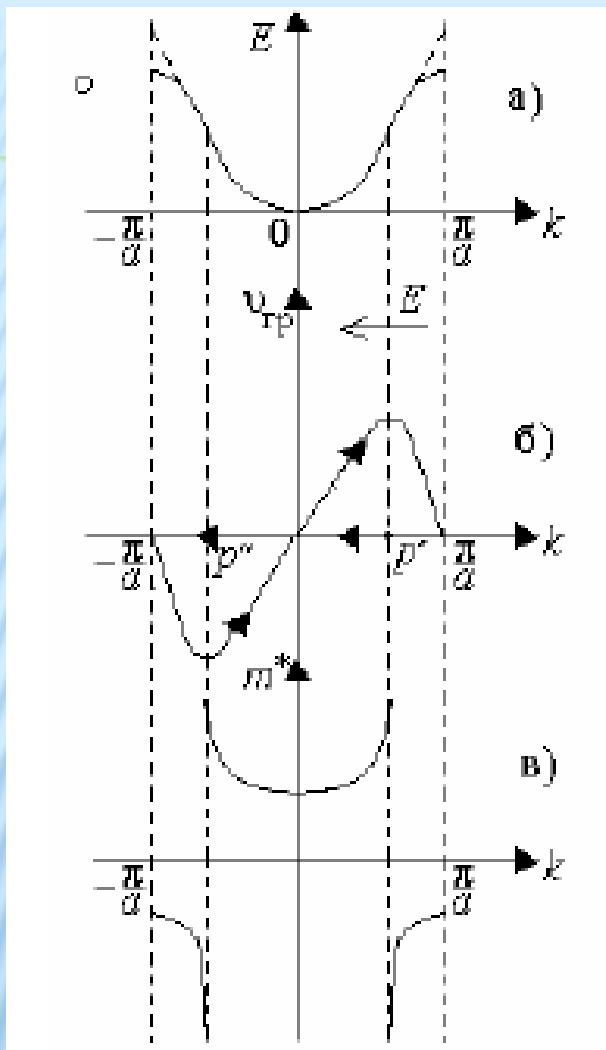
Она аналогична второму закону Ньютона, если положить, что:

$$m_{\circ} = \frac{\hbar^2}{\frac{\partial^2 E}{\partial k^2}}$$

Величину m_{\circ} называют **эффективной массой электрона**. В ее значении косвенно учтено воздействие периодического поля кристалла, на закон изменения энергии электрона от волнового вектора электрона.

При малых значениях k , ее значение, задаваемое второй производной функции $E(k)$, оказывается положительным, а при k близких к границе зоны Бриллюэна - отрицательным. В последнем случае получается, что внешняя сила не ускоряет, а тормозит электрон. Это связано с влиянием периодического поля кристалла на движение электрона. Такие электроны ведут себя во внешних электромагнитных полях как частицы с отрицательной массой или как положительно заряженные частицы.

Для большей части электронов эффективная масса как правило положительна. В частности, она положительна у всех электронов, если зона заполнена наполовину или менее. Отрицательной эффективной массой обладают лишь электроны в состояниях вблизи границы первой зоны Бриллюэна.



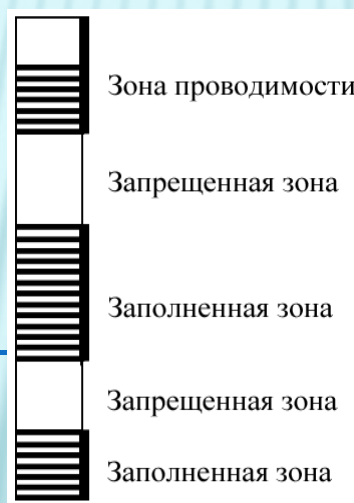
Необычные свойства валентных электронов кристалла, обусловленные появлением у них эффективных масс и возможностью изменения знака массы, позволяют рассматривать эти электроны не как обычные свободные частицы, а как квазичастицы, свойства которых значительно отличаются от свойств свободных электронов.

Зависимость от волнового числа:
 а) энергии, б) скорости, в)
 эффективной массы электрона

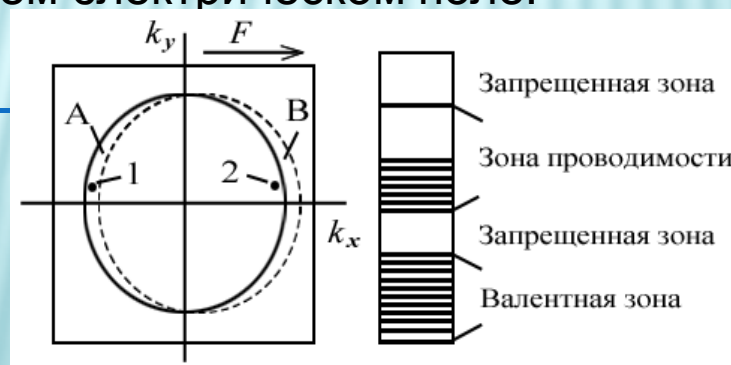
Диэлектрики полупроводники и проводники

Характер заполнения зон электронами определяет механизм проводимости вещества и объясняет деление веществ на диэлектрики полупроводники и проводники.

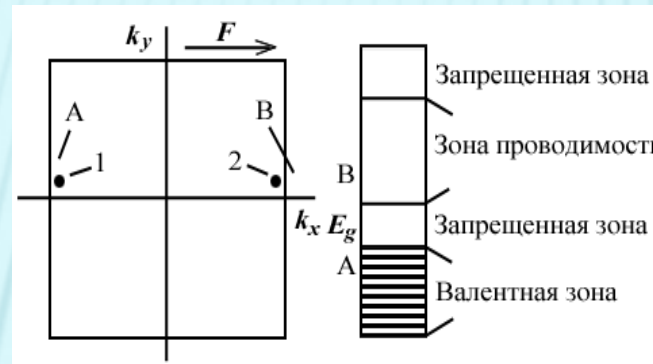
Сначала заполняются зоны с меньшей энергией, они оказываются полностью заполненными. Зона полностью заполненная, но обладающая наибольшей энергией, называется валентной зоной. Следующая за ней зона, называемая зоной проводимости, может быть не заполненной или частично заполненной. Не заполненная зона соответствует случаю полупроводников и диэлектриков, а частично заполненная зона соответствует случаю проводников.



Случай проводников. Если зона проводимости заполнена частично, то занятые состояния в ней будут находиться под поверхностью Ферми, которая имеет центр симметрии. В таком случае электрону с любым волновым вектором \mathbf{k} будет соответствовать электрон с волновым вектором $-\mathbf{k}$. Оба эти электрона будут обладать суммарным нулевым импульсом (и суммарной нулевой скоростью) и не будут давать вклад в перенос заряда и формирование электрического тока. Ситуация изменится, если приложить электрическое поле и связанную с ним внешнюю силу \mathbf{F} : состояние электрона 1 с волновым вектором \mathbf{k} , направленным вдоль \mathbf{F} , будет менее энергетически выгодным, чем состояние электрона 2 с волновым вектором $-\mathbf{k}$, направленным против \mathbf{F} . Тогда электронам будет выгодно перегруппироваться: освободить состояния A под поверхностью Ферми и занять состояния B над поверхностью Ферми. Такое распределение электронов будет уже обладать ненулевой суммарной скоростью и будет давать вклад в электрический ток. Такое вещество, называемое проводником, сможет хорошо проводить электрический ток, что обеспечено возможностью для электронов перераспределиться по состояниям во внешнем электрическом поле.

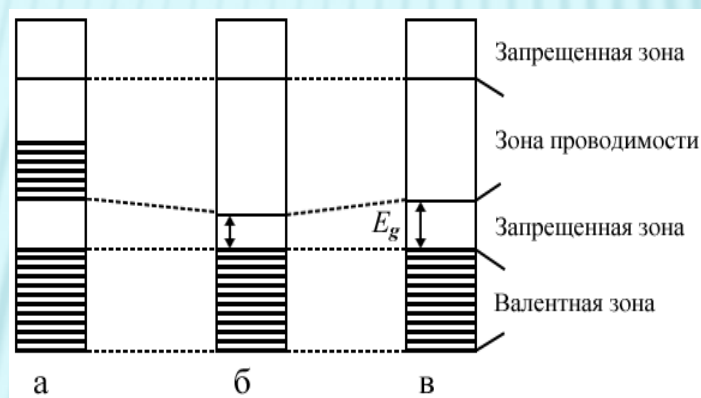


Случай диэлектриков. Если зона проводимости заполнена полностью, то занятые состояния в ней будут полностью заполнять зону Бриллюэна, которая имеет центр симметрии; ближайшие незанятые состояния будут находиться уже в следующей зоне и отделены от занятых состояний по энергии на величину E_g . В таком случае, как и в случае проводников, электрону с любым волновым вектором \mathbf{k} будет соответствовать электрон с волновым вектором $-\mathbf{k}$. Оба эти электрона будут обладать суммарным нулевым импульсом и не будут давать вклад в перенос заряда и формирование электрического тока.



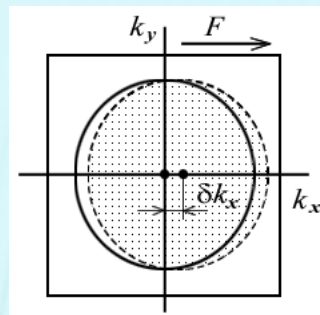
Ситуация не изменится, если приложить внешнее электрическое поле и связанную с ним внешнюю силу \mathbf{F} . Электронам не удастся перегруппироваться, так как для этого они должны покинуть состояния A и занять состояния B с энергией на E_g большей. Энергии теплового движения порядка kT не хватает для такой перегруппировки. Таким образом, полностью заполненная зона не будет давать вклад в электропроводность вещества.

Случай полупроводников. Если в случае диэлектрика ширина запрещенной зоны не слишком велика, а составляет, например, $10kT$, то часть электронов в результате теплового движения сможет "перебраться" из полностью заполненной зоны в зону проводимости. В таком случае в валентной зоне появятся свободные состояния (дырки), а в зоне проводимости - состояния, занятые электронами. Электроны получают возможность перегруппировки по состояниям во внешнем электрическом поле, как в зоне проводимости, так и в валентной зоне. Однако, поскольку электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне мало, такое вещество, называемое полупроводником, будет сравнительно плохо проводить электрический ток.



Заполнение зон электронами в случае проводников, полупроводников и диэлектриков

Рассмотрим проводник, у которого при отсутствии внешнего электрического поля занятые состояния электронов в k -пространстве будут ограничены поверхностью Ферми, которую для простоты будем считать сферой, не пересекающей границы первой зоны Бриллюэна.



При появлении внешнего поля \mathbf{E} на электроны будет действовать сила $\mathbf{F} = e\mathbf{E}$. Они начнут ускоряться в соответствии со вторым законом Ньютона:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} m = \vec{E} e$$

Электроны через время τ приобретут дополнительную скорость:

$$\vec{v} = \frac{\vec{E} e \tau}{m}$$

Распределение электронов по состояниям, как бы сместится на некоторое расстояние. Необходимо учитывать столкновения электронов как друг с другом, так и с различными препятствиями.

К динамическим дефектам (препятствиям) относятся, например, фононы и магноны; взаимодействие электрона с ними напоминает столкновение с движущейся частицей. На самом же деле движущийся фонон искажает кристаллическую решетку, и электрон отклоняется искаженным ее участком.

К статическим дефектам относятся все дефекты кристаллической решетки; взаимодействие электрона с ними напоминает столкновение с покоящейся (статической) частицей. Концентрация динамических дефектов возрастает при увеличении температуры, а статических дефектов - приблизительно остается постоянной.

Из-за столкновений электрон будет ускоряться какое-то среднее время τ , называемое временем релаксации, после чего произойдет столкновение, скорость электрона изменится и примет случайное, в среднем равное нулю значение. За время до столкновения электрон приобретет среднюю скорость направленного движения, называемую дрейфовой скоростью, равную:

$$\langle \vec{v} \rangle = \frac{\vec{E}e\tau}{2m}$$

Это обеспечит протекание тока плотности:

$$\vec{j} = n\langle \vec{v} \rangle e = \frac{\vec{E}e^2n\tau}{2m}$$

Коэффициент электропроводности будет равен:

$$\sigma = \frac{e^2n\tau}{2m}$$

Удельное сопротивление:

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{2m}{e^2 n \tau} = \frac{2m v}{e^2 n}$$

Можно считать, что динамические и статические дефекты при не слишком больших концентрациях воздействуют на движущиеся электроны независимо друг от друга, тогда:

$$v = v_{\text{стат}} + v_{\text{дин}}$$

Первое слагаемое не зависит от температуры. Второе слагаемое зависит: во-первых, от концентрации фононов и от механизмов столкновений электронов с фононами, во-вторых, от столкновений электронов друг с другом.

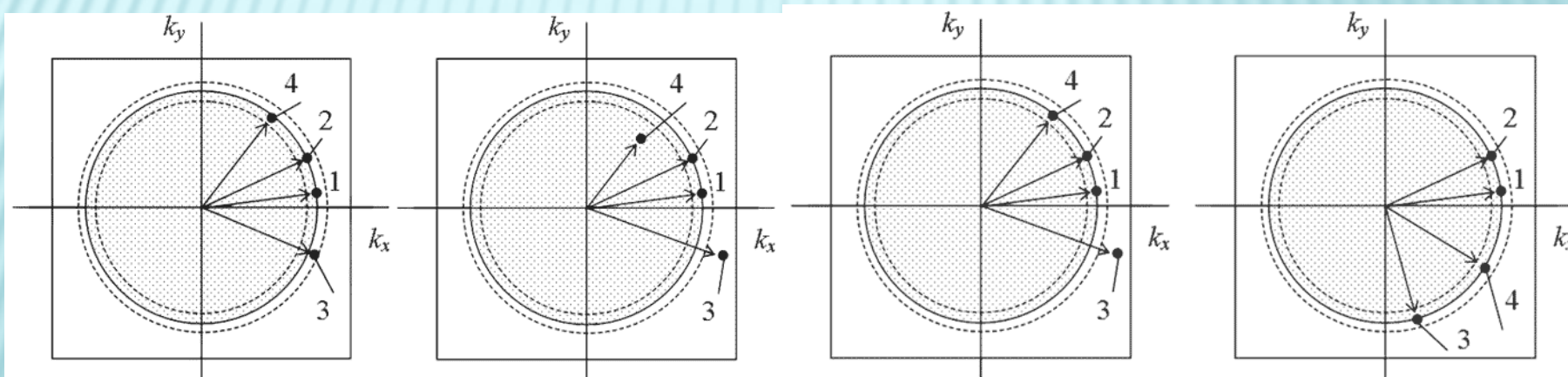
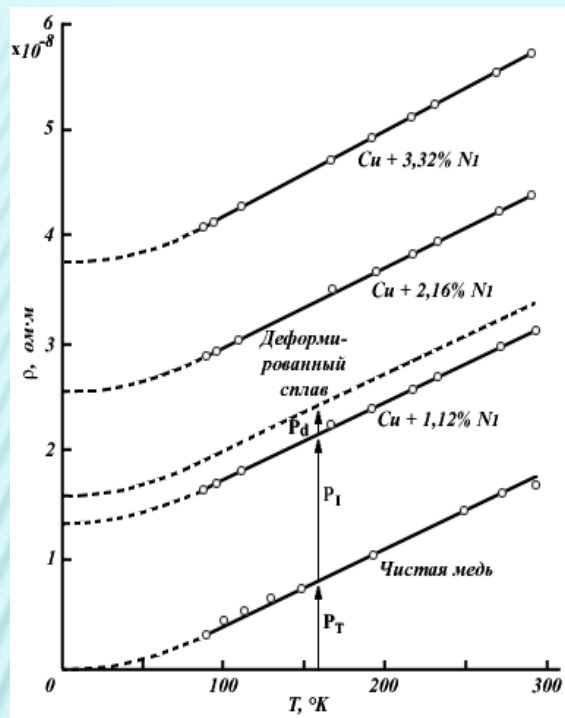


Схема столкновений двух электронов друг с другом. Стрелками обозначены волновые векторы двух электронов до (1 и 2) и после (3 и 4) столкновения друг с другом

Принцип Паули приводит к дополнительным значительным ограничениям на волновые векторы электронов после столкновения: электрон должен оказаться в состоянии, не занятом другими электронами.

Процессы, изображенные на рис. а (слева), возможны, так как для них выполнены закон сохранения энергии и импульса и обеспечено выполнение принципа Паули. Остальные невозможны либо из-за нарушения принципа Паули, либо с энергетической точки зрения, либо из-за невыполнения закона сохранения импульса. По этим причинам электроны, находящиеся в металле на малых расстояниях порядка межатомных и быстродвигающиеся, сталкиваются тем не менее сравнительно редко. Результатом этого является очень большая длина свободного пробега электронов, достигающая иногда десятков и сотен тысяч межатомных расстояний. Столкновения электронов с фононами - более частые, чем электронов с электронами и обеспечивают главный вклад в электросопротивление.

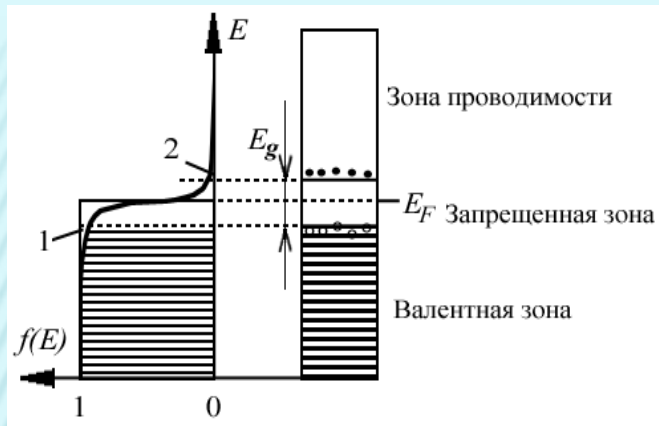
Число фононов при температурах порядка комнатной пропорционально температуре; поэтому считают, что частота столкновений электронов с фононами пропорциональна температуре.



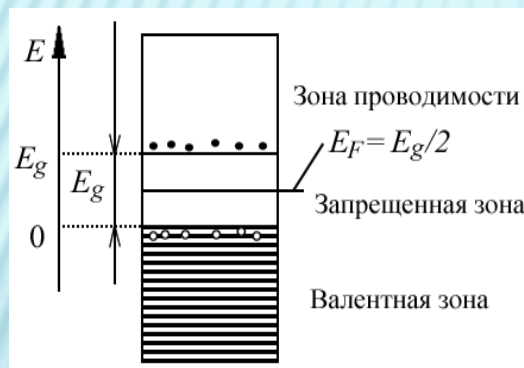
Из экспериментальных данных следует, что вклады в удельное сопротивление проводника от динамических и статических дефектов можно считать аддитивными. Концентрация статических дефектов и связанное с ней удельное сопротивление проводника при температуре вблизи абсолютного нуля пропорциональны концентрации атомов примеси.

Для создания проводников с наименьшим сопротивлением обеспечивают минимальное количество дефектов - используют наиболее чистые металлы (медь, алюминий или серебро) и проводят их дополнительный отжиг.

Для создания проводников с наибольшим сопротивлением проводников обеспечивают максимальное количество дефектов в материале - используют сплавы атомов сильно различающихся строением электронных оболочек (сплав никеля с хромом), но хорошо смешиваемые друг с другом. В таком случае кристаллическая решетка состоит из беспорядочно чередующихся атомов, которые затрудняют движение электронов, сильно рассеивая их.

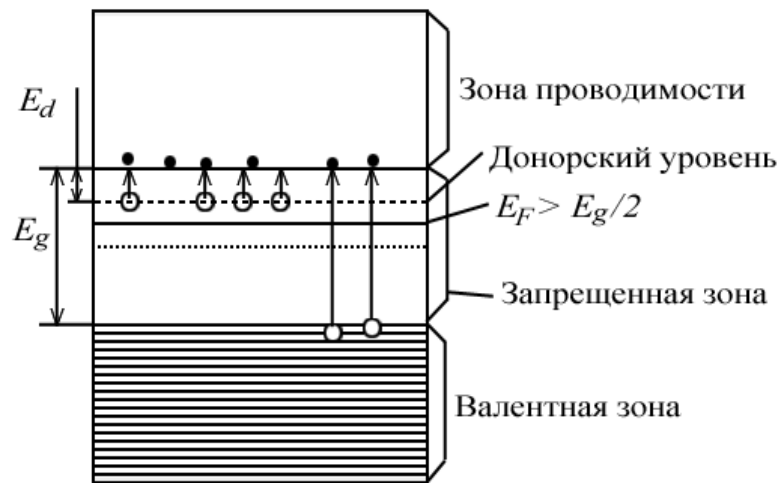


Электропроводность полупроводников можно рассматривать с позиций классической механики, то есть считать, что одновременно измеримы координаты и импульс как электронов, так и дырок, и что можно отслеживать движение каждого электрона и дырки индивидуально.

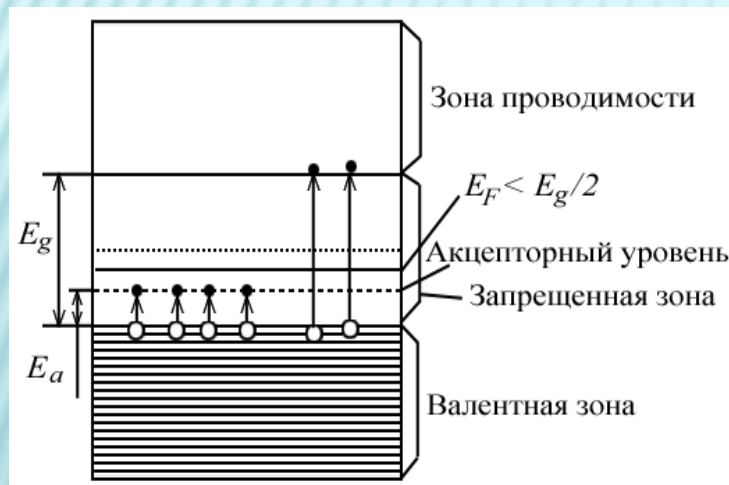


Беспримесные полупроводники.

При температуре $T=0$ К все связи кремния заполнены электронами, что соответствует полностью заполненной валентной зоне и пустой зоне проводимости, отделенной от валентной зоны по энергии на 1,1 эВ. При увеличении температуры до примерно 200-300 К некоторые электроны из валентной зоны смогут перейти в зону проводимости. На месте опустевшей ковалентной связи образуется дырка - "разорвавшаяся" ковалентная связь, которую покинул электрон. Электрон из соседней связи может "перескочить" в "дырку", тогда дырка как бы переместится на новое место.



Донорные полупроводники - получают при добавлении в полупроводник элементов, от которых легко "отрывается" электрон. В таком случае в кристалле образуется избыток свободных электронов. Электроны в донорном полупроводнике принято называть основными носителями заряда, а дырки - неосновными носителями заряда.



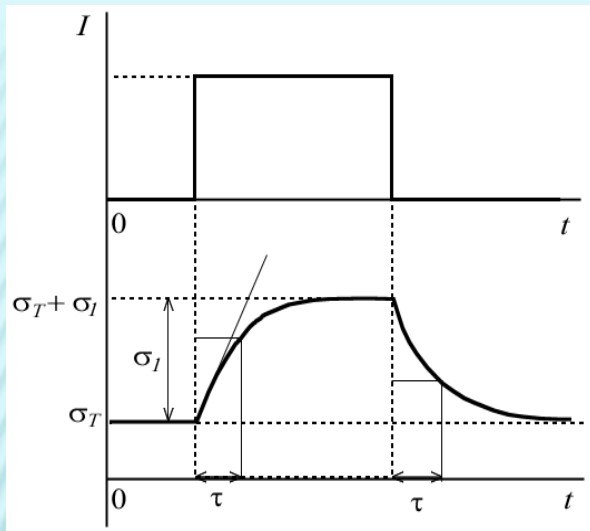
Акцепторные полупроводники - получают при добавлении в полупроводник элементов, которые легко "отбирают" электрон у атомов полупроводника. В таком случае в кристалле образуется избыток дырок. Параллельно образуются пары электрон - дырка, как в случае беспримесного полупроводника, однако вероятность этого процесса при комнатных температурах достаточно мала. Дырки в акцепторном полупроводнике принято называть основными носителями, а электроны – неосновными.

Фотопроводимость полупроводников. Если на полупроводник падает поток квантов электромагнитных излучений с энергией $\hbar\omega$ большей ширины запрещенной зоны E_g , то возможен внутренний фотоэффект в полупроводнике - переход электронов, поглотивших квант излучения, из валентной зоны в зону проводимости. Из-за этого количество электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне и связанная с ними проводимость полупроводника возрастают.

Ширину запрещенной зоны вычисляют по найденной экспериментально красной границе внутреннего фотоэффекта - максимальной длине волны излучения λ_k , при которой возможен внутренний фотоэффект. Для этого используют соотношение:

$$E_g = \hbar\omega_k = \frac{2\pi\hbar c}{\lambda_k}$$

Среднее время жизни носителей в полупроводнике вычисляют по найденной экспериментально зависимости проводимости полупроводника при облучении его светом. Рассмотрим беспримесный полупроводник при комнатной температуре. При отсутствии освещения в нем будет равновесная концентрация носителей заряда n_T ; с ней связана проводимость σ_T

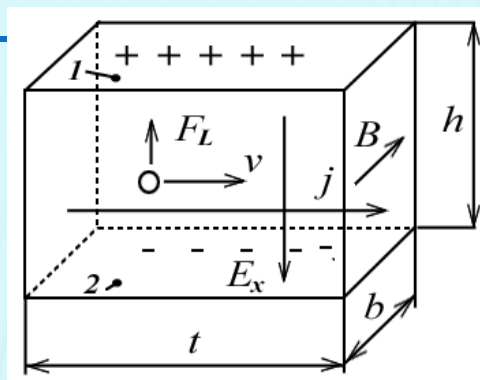


При освещении полупроводника будут нарождаться пары электрон - дырка. Этот процесс скоро уравновесится рекомбинацией электронов и дырок, вероятность которой растет при увеличении концентраций последних. Через некоторое время скорость рекомбинации сравняется со скоростью нарождения электронов и дырок. При этом в полупроводнике установится новое значение концентрации электронов и дырок: $n=n_T+n_I$. Если теперь свет мгновенно выключить, то концентрации электронов и дырок постепенно из-за рекомбинации вернутся к значению n_T , которое наблюдалось до освещения полупроводника. Аналогичным образом будет изменяться проводимость полупроводника. Время τ , за которое добавка к проводимости σ_I уменьшится приблизительно в 2,7-раза, называют средним временем жизни электронов и дырок в полупроводнике.

В настоящее время полупроводниковые датчики используются как для измерения освещенности, так и для пересчета импульсов светового потока, например в устройствах регистрации числа оборотов и скорости вращения валов машин, перемещения узлов станков, чтения информации, записанной на компакт-дисках и т.д. Устройства чтения компакт-дисков измеряют с помощью полупроводникового светового датчика изменения интенсивности отражения лазерного луча, сфокусированного на поверхности вращающегося компакт-диска. Они должны обеспечивать высокую скорость чтения информации - порядка 10^8 импульсов в секунду, что возможно при очень малых временах жизни электронов и дырок в полупроводниковом материале датчика (примерно 10^{-8} сек).

Эффект Холла в полупроводниках. Рассмотрим образец полупроводника в виде прямоугольного параллелепипеда, вдоль стороны l которого течет ток плотности \mathbf{j} , а вдоль стороны b которого направлен вектор магнитной индукции \mathbf{B} . Эффект Холла состоит в появлении разности потенциалов, называемой холловской, между точками верхней и нижней граней, расположенных друг над другом.

На заряд e , движущийся в магнитном поле, как известно из электродинамики, действует сила Лоренца F_L



Дырки под воздействием силы Лоренца начнут двигаться вверх и накапливаться на верхней грани, на верхней грани будет формироваться избыток положительного заряда, а на нижней - избыток отрицательного заряда. Эти заряды создадут электрическое поле E_x , которое препятствует движению дырок вверх, действуя на них силой eE_x . Когда заряда накопится столько, что сила eE_x уравнивает силу Лоренца, процесс накопления заряда.

$$\vec{E}_x = \frac{[\vec{j}\vec{B}]}{en} = R[\vec{j}\vec{B}]$$

Величина R называется постоянной Холла. Аналогичную формулу можно получить и для донорного полупроводника. Заметим, что знак R совпадает со знаком носителей заряда.

В технике эффект Холла используется для измерения величины магнитной индукции.