

## ЛЕКЦИЯ 8

### Электрофизические свойства полупроводников

План занятия:

1. Полупроводники, кристаллическая структура, зонная диаграмма
2. Собственная электропроводность полупроводников
3. Примесная электропроводность полупроводников
4. Основные свойства и характеристики полупроводников
5. Эффект Холла

#### Полупроводники, кристаллическая структура, зонная диаграмма

К полупроводникам относится большое количество веществ и элементов, которые по своим свойствам занимают промежуточное положение между проводниками и диэлектриками. Формальным признаком принадлежности вещества к классу полупроводников является величина удельной электропроводности, которая при комнатной температуре лежит в пределах  $\sigma = 10^{-10} \dots 10^4 \text{ (Ом}\cdot\text{см)}^{-1}$ .

Отличительной особенностью полупроводников является сильная зависимость их удельной электропроводности от внешних факторов: температуры, концентрации примесей, действия света и ионизирующих излучений и т.д.

Наибольшее применение в полупроводниковой технике получили кремний (Si), германий (Ge), селен (Se), а также полупроводниковые соединения: арсенид галлия (GaAs), карбид кремния (SiC), сульфид кадмия и др.

Атом вещества, в том числе и полупроводника, состоит из положительно заряженного ядра и электронов, которые находятся в движении на некотором расстоянии от ядра в пределах слоев (оболочек), определяемых их энергиями. Чем дальше от ядра вращается электрон, тем большей энергией он обладает (тем выше его энергетический уровень).

Если рассматривать структуру атомов различных элементов то можно выделить оболочки, полностью заполненные электронами (внутренние) и незаполненные (внешние). Электроны внешней оболочки атома называются *валентными*, а их количество определяет валентность элемента. Валентные электроны наиболее слабо связаны с ядром и легче вступают во взаимодействие с другими атомами.

Кристаллическая решетка кремния (германия) называется *тетраэдрической* или решеткой типа *алмаз*. Она характерна для всех четырехвалентных элементов. Для определенности мы будем рассматривать структуру кремния, поскольку примерно 97% всех изделий полупроводниковой электроники на сегодняшний день выполняются на основе кремния.

Связь атомов в кристалле кремния устанавливается вследствие наличия специфических обменных сил, возникающих при парном объединении валентных электронов. В кристаллической решетке кремния (рис.8.1,а) каждый

атом связан с четырьмя соседними атомами общей орбитой, на которой находятся два электрона. Такая связь называется *ковалентной*, а валентные электроны, которые ее образуют, по своей энергии расположены в валентной зоне.

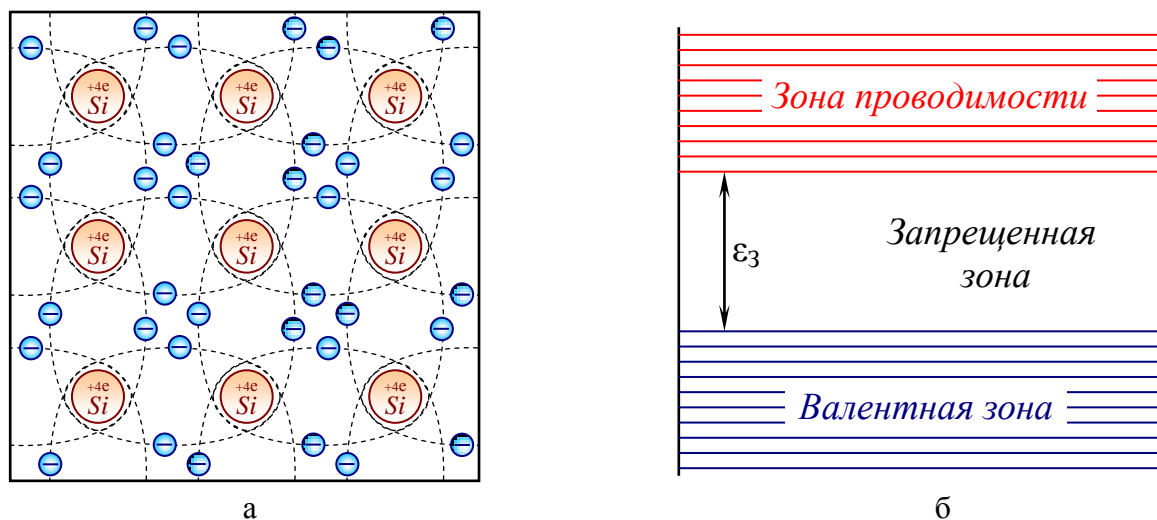


Рис.8.1. Структура связей атомов кремния в кристаллической решетке и зонная диаграмма собственного полупроводника

Свободные атомы имеют дискретный энергетический спектр. При переходе электрона с одного разрешенного уровня на другой, более отдаленный, происходит поглощение энергии, а при обратном переходе – ее выделение. Поглощение и выделение энергии может происходить только строго определенными порциями – *квантами*.

Пределом энергетического спектра является *уровень ионизации*, на котором электрон обладает энергией, позволяющей ему покинуть атом и стать свободным.

Всю совокупность атомов в кристалле полупроводника следует рассматривать как единую целую структуру, которая, подобно атому, характеризуется некоторым единым энергетическим спектром. Особенность этого спектра в том, что он состоит из дискретных разрешенных энергетических зон. Разрешенные зоны сами имеют дискретную структуру и состоят из большого числа разрешенных уровней. Однако энергетические расстояния между уровнями малы, вследствие чего разрешенные зоны в большинстве случаев можно считать сплошными.

Верхняя разрешенная зона (рис.8.1,б) называется *зоной проводимости*. Электроны, находящиеся в этой зоне, обладают довольно большой энергией и могут ее изменять под действием электрического поля, перемещаясь в объеме полупроводника.

Нижняя разрешенная зона называется *валентной зоной*. Энергетические уровни этой зоны обычно заполнены электронами внешней оболочки атомов – внешних устойчивых орбит (валентными электронами).

*Запрещенная зона* разделяет разрешенные зоны. Ширина запрещенной

зоны  $\varepsilon_3$  определяет энергетический промежуток запрещенных энергий. Для наиболее часто используемых в электронике полупроводников – германия, кремния и арсенида галлия – ширина запрещенной зоны равна соответственно 0,72; 1,12 и 1,4 эВ. У диэлектриков ширина запрещенной зоны больше, чем у полупроводников ( $\varepsilon_3 > 3$  эВ), а у металлов запрещенной зоны нет ( $\varepsilon_3 = 0$ ), и валентная зона сливается с зоной проводимости.

### Собственная электропроводность полупроводников

У абсолютно чистого однородного полупроводника электроны будут присутствовать во всех связях только при температуре абсолютного нуля. В этих условиях полупроводник является идеальным диэлектриком. По мере нагрева полупроводника происходит нарушение связей, т.е. некоторые валентные электроны получают энергию, достаточную для перехода из валентной зоны в зону проводимости. Эти электроны становятся свободными (электронами проводимости), а полупроводник – электропроводным.

Уход электрона из валентной зоны приводит к образованию в ней незаполненного энергетического уровня. Вакантное энергетическое состояние носит название *дырки*. Валентные электроны соседних атомов могут переходить на эти свободные энергетические уровни, создавая дырки в другом месте. Такое перемещение электронов можно рассматривать как движение фиктивных положительных зарядов – дырок.

Электропроводность, обусловленную движением свободных электронов, называют *электронной*, а электропроводность, обусловленную движением дырок – *дырочной*.

У абсолютно чистого и однородного полупроводника при  $T > 0$  К свободные электроны и дырки образуются попарно, т.е. число электронов равняется числу дырок. Электропроводность такого полупроводника называется *собственной*.

Процесс образования пары электрон-дырка называют *генерацией пары*. В процессе своего движения в объеме полупроводника электрон проводимости может быть захвачен дыркой, заполняя собой ее энергетический уровень. В этом случае разорванные валентные связи восстанавливаются, а носители заряда – электрон и дырка исчезают. Процесс исчезновения пар электрон-дырка называют *рекомбинацией*.

Промежуток времени с момента генерации носителя заряда до его рекомбинации называют *временем жизни*, а расстояние, пройденное носителем заряда за время жизни – *диффузионной длиной*. Среднее время жизни носителей заряда определяется как промежуток времени, в течение которого концентрация носителей заряда, введенных тем или иным способом в полупроводник, уменьшается в  $e$  раз ( $e \approx 2,7$ ).

Если в полупроводнике создать электрическое поле напряженностью  $E$ , то хаотическое движение носителей заряда упорядочится. Возникнут два встречно направленных потока носителей заряда, создающих токи, плотности которых равны

$$J_{n\text{др}} = qn\mu_n E, \quad J_{p\text{др}} = qp\mu_p E \quad (8.1)$$

где  $q$  – заряд носителя заряда (электрона);

$n, p$  – число электронов и дырок в единице объема вещества;

$\mu_n, \mu_p$  – подвижность носителей заряда – физическая величина, характеризующая средней направленной скоростью носителей заряда в электрическом поле с напряженностью 1 В/см:  $\mu = v / E$ , где  $v$  – средняя скорость носителя заряда.

Так как носители заряда противоположных знаков движутся в противоположных направлениях, то результирующая плотность тока в полупроводнике

$$J_{\text{др}} = J_{n\text{др}} + J_{p\text{др}} = qn\mu_n + qp\mu_p \cdot E \quad (8.2)$$

Движение носителей заряда в полупроводнике, вызванное наличием электрического поля или градиентом потенциала, называют *дрейфом*, а созданный этими зарядами ток – *дрейфовым током*.

Удельную проводимость полупроводника  $\sigma$  можно найти как отношение удельной плотности тока к напряженности электрического поля:

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = \frac{J_{\text{др}}}{E} = qn\mu_n + qp\mu_p, \quad (8.3)$$

где  $\rho$  – удельное сопротивление полупроводника.

### Примесная электропроводность полупроводников

Если в кремний ввести атом пятивалентного элемента (например, фосфора (P)), то четыре из пяти валентных электрона этого элемента образуют ковалентные связи с четырьмя соседними атомами кремния (подобно атомам собственного полупроводника), а пятый электрон окажется избыточным (рис.8.2,а). Он оказывается очень слабо связанным со своим атомом и поэтому, даже при воздействии малой тепловой энергии, он может оторваться от атома и превратиться в свободный носитель заряда.

На энергетической диаграмме, соответствующей данному случаю, появляется еще один разрешенный энергетический уровень, который принес с собой атом фосфора (рис.8.2,б). На этом уровне, при очень низкой температуре, будет находиться избыточный электрон фосфора. При незначительном повышении температуры он перейдет в зону проводимости и станет свободным. Нейтральный атом фосфора при этом превращается в положительный ион. Этот ион прочно связан с кристаллической решеткой и не может перемещаться подобно дырке.

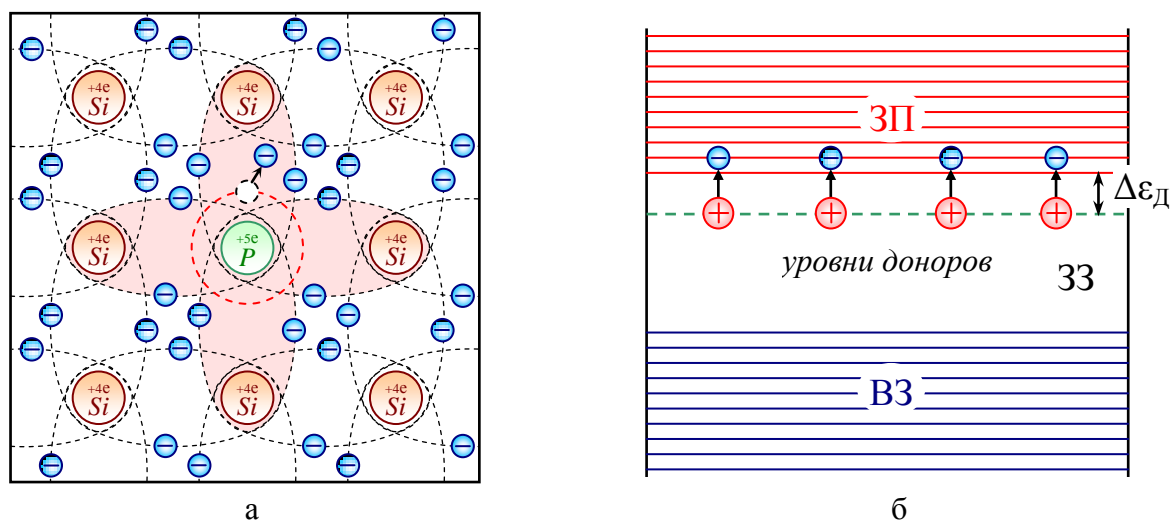


Рис.8.2. Структура и зонная диаграмма полупроводника *n*-типа

Количество энергии, необходимое для отделения избыточного электрона и образования иона, называют *энергией активации (ионизации) примеси* ( $\Delta\epsilon_d \approx 0,1$  эВ).

Таким образом, появление в кристалле кремния атома фосфора привело к образованию в зоне проводимости свободного электрона. Образование данного электрона не связано с образованием дырки.

В реальных случаях в полупроводник вводится  $10^{14} \dots 10^{18}$  атомов примеси на  $\text{см}^3$ . Поэтому и примесных уровней получается довольно много. Они образуют примесную зону, которая, в рассматриваемом случае, будет находиться в запрещенной зоне кремния, вблизи зоны проводимости.

Атомы пятивалентной примеси принято называть *донорами*, а разрешенные уровни, которые они образуют – донорными.

Примесные полупроводники, полученные за счет введения доноров, называют электронными или *полупроводниками n-типа*. Электропроводность таких полупроводников определяется свободными электронами, которые здесь являются основными носителями заряда. Дырки в полупроводнике *n*-типа являются неосновными носителями заряда. Их концентрация значительно меньше концентрации электронов ( $n_n \gg p_n$ ).

Дырочный полупроводник, или *полупроводник p-типа*, получается за счет введения в него трехвалентных атомов примеси (например, индия (In)).

Атомы трехвалентной примеси принято называть *акцепторами*.

Находясь среди атомов кремния, атом индия образует только три ковалентные связи с соседними атомами кремния. Четвертая связь оказывается незаполненной, однако она не несет заряда, т.е. атом индия является электрически нейтральным. При воздействии даже небольшой тепловой энергии электрон одной из соседних заполненных ковалентных связей кремния может перейти на эту незаполненную связь. Во внешней оболочке атома индия появится лишний электрон, т.е. атом индия превращается в отрицательный ион.

Ионизированная связь атома кремния, откуда электрон перешел к атому индия, несет положительный заряд, являясь дыркой (рис.8.3,а).

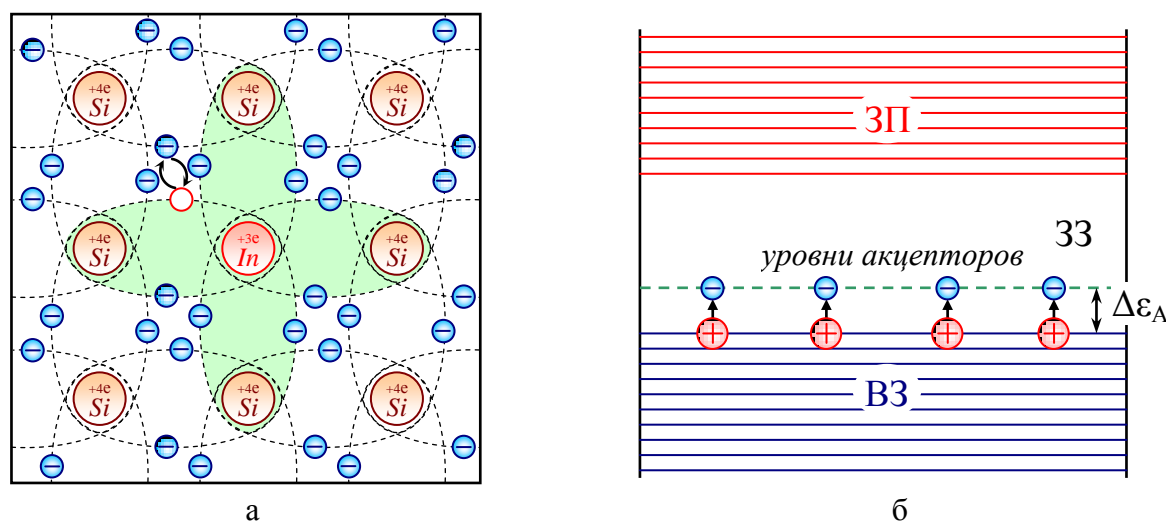


Рис.8.3. Структура и зонная диаграмма полупроводника  $p$ -типа

На энергетической диаграмме, соответствующей данному случаю, появился разрешенный энергетический акцепторный уровень  $\varepsilon_A$ , который принес с собой атом индия (рис.8.3,б). Этот уровень будет незаполненным только при очень низкой температуре. При небольшом повышении температуры один из электронов валентной зоны переходит на акцепторный уровень, затратив энергию равную энергии активации примеси ( $\Delta\varepsilon_A \approx 0,1$  эВ).

Электропроводность дырочного полупроводника определяется дырками, которые здесь являются основными носителями заряда. Электроны в полупроводнике  $p$ -типа являются неосновными носителями заряда. Их концентрация значительно меньше концентрации дырок ( $p_p \gg n_p$ ).

Процесс добавления примеси в полупроводник называется *легированием*.

При рассмотрении примесных полупроводников обычно используют понятие "*концентрация примеси*" – число частиц примеси в единице объема. Чем выше концентрация доноров ( $N_D$ ), тем выше концентрация электронов, а чем выше концентрация акцепторов ( $N_A$ ), тем выше концентрация дырок в полупроводнике. Чем выше концентрация примеси полупроводника, тем меньше будет его сопротивление, поэтому области с высокой концентрацией примеси называют низкоомными.

Если оба типа примеси находятся в равном количестве ( $N_A = N_D$ ), то такой полупроводник называют *компенсированным*.

В примесном полупроводнике при низких температурах преобладает примесная электропроводность. Однако по мере повышения температуры собственная электропроводность непрерывно растет, в то время как примесная имеет предел, соответствующий ионизации всех атомов примеси. Поэтому, при достаточно высоких температурах, электропроводность полупроводника всегда собственная.

## Основные свойства и характеристики полупроводников

Наряду с переходами электронов с нижних энергетических уровней на более высокие происходят и обратные переходы с высоких энергетических уровней на более низкие. Одновременно с генерацией пары электрон-дырка происходит и обратный процесс – рекомбинация. При некоторой установившейся температуре полупроводник находится в состоянии термодинамического равновесия – процесс генерации уравновешивается процессом рекомбинации.

Среднюю термодинамическую энергию электронов в кристалле полупроводника характеризует энергетический уровень Ферми (электрохимический потенциал). Это такой энергетический уровень, вероятность заполнения которого при температуре отличной от температуры абсолютного нуля равна 50%.

Величина уровня Ферми зависит от концентрации носителей заряда. Для собственных полупроводников уровень Ферми расположен посередине запрещенной зоны.

В электронном полупроводнике (*n*-типа) в сравнении с собственным имеется большее число электронов в зоне проводимости, т.е. средняя энергия электронов здесь будет выше и уровень Ферми находится выше середины запрещенной зоны. Причем, чем больше концентрация доноров, тем выше будет располагаться уровень Ферми.

В дырочном полупроводнике (*p*-типа) уровень Ферми расположен ниже середины запрещенной зоны, причем тем ниже, чем больше концентрация акцепторов.

В технике находят применение т.н. *вырожденные полупроводники*. У таких полупроводников уровень Ферми располагается в разрешенных зонах. Это достигается за счет значительного повышения концентрации примеси до  $10^{19} \dots 10^{21} \text{ см}^{-3}$ . Свойства вырожденных полупроводников близки к свойствам металлов.

Зная уровень Ферми можно вычислить концентрации носителей заряда. Концентрация электронов в зоне проводимости

$$n = N_c \exp\left(\frac{\varphi_F - \varepsilon_c}{kT}\right), \quad (8.4)$$

где  $\varphi_F$  – энергия уровня Ферми;

$\varepsilon_c$  – энергия нижней границы зоны проводимости;

$k$  – постоянная Больцмана;

$T$  – температура;

$N_c$  – эффективная плотность состояний в зоне проводимости.

$$N_c = 2 \left( \frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad (8.5)$$

где  $h$  – постоянная Планка;

$m_n^*$  – эффективная масса электрона.

Следует отметить, что масса электрона в кристалле не совпадает с его массой в вакууме, что и послужило причиной введения понятия *эффективной массы электрона*.

Концентрация дырок в валентной зоне

$$p = N_v \exp\left(\frac{\varepsilon_v - \Phi_F}{kT}\right), \quad (8.6)$$

где  $\varepsilon_v$  – энергия верхней границы валентной зоны.

$N_v$  – эффективная плотность состояний в валентной зоне

$$N_v = 2 \left( \frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad (8.7)$$

где  $m_p^*$  – эффективная масса дырки.

Понятие *эффективной массы дырки* введено в связи с тем, что характер движения дырок в кристалле полупроводника отличается от движения электронов в силу различного воздействия на них электрического поля. Поведение дырки, движущейся в валентной зоне, можно рассматривать аналогично поведению электрона, движущегося в зоне проводимости.

Из этих выражений следует, что

$$np = N_c N_v \exp\left(-\frac{\Delta\varepsilon}{kT}\right), \quad (8.8)$$

где  $\Delta\varepsilon$  – ширина запрещенной зоны.

Таким образом, для полупроводника, находящегося в равновесном состоянии при определенной температуре, произведение концентраций носителей зарядов есть величина постоянная и не зависящая от концентрации и распределения примесей.

Движение носителей зарядов в полупроводнике обусловлено двумя процессами: диффузией и дрейфом.

*Диффузией* называется движение носителей зарядов под влиянием градиента концентрации. Создаваемый этими носителями ток называют *током*



диффузии.

Для одномерного случая плотность диффузионных токов

$$J_{n \text{ диф}} = qD_n \frac{dn}{dx}, \quad J_{p \text{ диф}} = -qD_p \frac{dp}{dx}, \quad (8.9)$$

где  $q$  – заряд электрона;

$D_p$  и  $D_n$  – коэффициенты диффузии для дырок и электронов

$$D_n = \frac{\mu_n kT}{q}, \quad D_p = \frac{\mu_p kT}{q}. \quad (8.10)$$

где  $\mu_n$  и  $\mu_p$  – подвижность носителей заряда.

Плотность суммарного диффузионного тока

$$J_{\text{диф}} = J_{n \text{ диф}} + J_{p \text{ диф}} = q \left( D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx} \right). \quad (8.11)$$

Плотность токов дрейфа можно оценить по выражению (8.2), рассмотренному ранее.

Плотность тока, протекающего в полупроводнике

$$J = J_{\text{диф}} + J_{\text{др}} = qD_n \frac{dn}{dx} - qD_p \frac{dp}{dx} + qn\mu_n E + qp\mu_p E. \quad (8.12)$$

Таким образом, для определения плотности тока в полупроводнике необходимо знать концентрации носителей зарядов и напряженность электрического поля  $E$ .

### Эффект Холла

Под эффектом Холла понимают явление, открытое в 1879 г. американским физиком Эдвином Гербертом Холлом. Рассмотрим механизм возникновения этого эффекта для случая полупроводника с электронной проводимостью.

Пусть вдоль пластины полупроводника (рис.8.4) с длиной  $a$ , шириной  $b$  и толщиной  $d$  (причем,  $a/b \gg 1$ ) протекает ток  $I_1$ , а перпендикулярно к ее поверхности направлено магнитное поле  $\vec{B}$ .

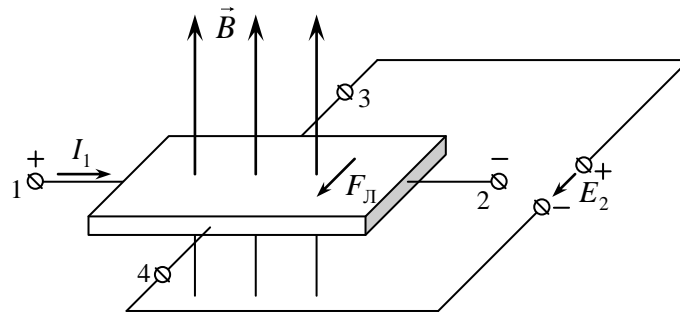


Рис.8.4. Эффект Холла в пластинке полупроводника

Электроны, вызывающие ток движутся в направлении, противоположном направлению тока. Под влиянием магнитного поля на движущиеся электроны воздействует сила Лоренца

$$F_{\text{Л}} = q \cdot \vec{V} \times \vec{B} , \quad (8.13)$$

где  $q$  – заряд электрона;

$\vec{V}$  – скорость движения электрона;

$\vec{B}$  – индукция магнитного поля.

Эта сила направлена перпендикулярно к направлению движения электронов и магнитного поля (правило левой руки) и отклоняет электроны к переднему краю пластинки. В результате передний край пластины заряжается отрицательно, а противоположный край приобретает положительный заряд, соответствующий заряду освобожденных ионов кристаллической решетки.

Такое перераспределение зарядов создает в полупроводнике поперечное электрическое поле, направленное от заднего края пластинки к переднему. Это поле препятствует отклонению электронов под действием силы Лоренца. После того, как сила, вызываемая электрическим полем эл. зарядов уравнивает силу Лоренца электроны опять начнут протекать вдоль пластинки.

На противоположных гранях пластинки, между точками 3 и 4 возникает ЭДС  $E_2$  (ЭДС Холла)

$$E_2 = I_1 B \frac{R_{\text{H}}}{d} , \quad (8.14)$$

где  $R_{\text{H}}$  – коэффициент пропорциональности (постоянная Холла), зависящая от физической природы полупроводника.

В случае, если в материале имеются носители заряда только одного вида, постоянная Холла равна

$$R_{\text{H}} = \frac{3\pi}{8} \cdot \frac{1}{q \cdot n} , \quad (8.15)$$

где  $q$  – заряд электрона;

$n$  – концентрация носителей заряда.

При практическом применении эффекта Холла (в датчиках электрических и магнитных величин) используют материал с малой концентрацией носителей при высокой их подвижности. Таким материалом являются германий, кремний, арсенид индия, селенид ртути и др.