

## Лекция 2.

### Время жизни носителей заряда.

#### Дрейфовое и диффузионное движение носителей заряда

Таким образом, в примесных полупроводниках концентрации основных носителей заряда ( $n_n$  — электронного полупроводника и  $p_p$  — дырочного полупроводника) создаются за счет внесения примеси, а концентрации неосновных носителей заряда ( $p_n$ ,  $n_p$  — соответственно электронного и дырочного полупроводников) — за счет термогенерации носителей заряда, связанной с переходом электронов из валентной зоны в зону проводимости. Необходимая примесь вносится в количестве, при котором концентрация основных носителей заряда существенно (на два-три порядка) превышает концентрацию неосновных носителей заряда. В зависимости от концентрации введенной примеси удельная проводимость примесного полупроводника возрастает по сравнению с чистым полупроводником в десятки и сотни тысяч раз.

Характерной особенностью полупроводников рассматриваемых типов является то, что произведение концентраций основных и неосновных носителей заряда при данной температуре является постоянной величиной и определяется соотношением

$$n_n p_p = p_n n_p = p_i n_i = A^2 e^{-\frac{\Delta W_3}{kT}}, \quad (1.2)$$

где  $n_i = p_i$  — собственные концентрации носителей заряда в чистом полупроводнике.

В соответствии с выражением (1.2) концентрация неосновных носителей заряда в примесном полупроводнике меньше концентрации собственных носителей заряда в чистом полупроводнике. Это связано с тем, что с увеличением концентрации основных носителей заряда возрастает роль рекомбинаций, вследствие чего концентрация неосновных носителей заряда уменьшается. Равновесие достигается, когда при данной температуре произведение концентрации носителей заряда в примесном полупроводнике становится равным произведению концентрации носителей заряда в чистом полупроводнике.

Зависимость концентрации носителей заряда от температуры накладывает ограничения на температурный диапазон применения полупроводниковых приборов. Рабочий диапазон температур характеризуется существенным превышением в примесных полупроводниках концентрации основных носителей заряда над неосновными ( $n_n \gg p_n$  и  $p_p \gg n_p$ ) при концентрации основных носителей заряда, близкой к концентрации внесенной примеси ( $n_n \approx N_d$  и  $p_p \approx N_a$ ).

При температурах, превышающих верхний температурный предел, причиной нарушения условия  $n_n \gg p_n$  и  $p_p \gg n_p$  является повышение роли концентрации носителей заряда, создаваемых в кристалле при термогенерации

за счет преодоления валентными электронами запрещенной зоны  $\Delta W_3$ . При этом может оказаться, что концентрация носителей заряда и электрическая проводимость в полупроводнике будут определяться не концентрацией внесенной примеси, а концентрацией собственных носителей заряда — электронов и дырок (вырождение примесного полупроводника в собственный полупроводник). Верхний температурный предел зависит от ширины запрещенной зоны полупроводника и составляет для германия 75—85°C, а для кремния 150—170°C. В этом проявляется существенное преимущество кремния как материала для полупроводниковых приборов.

При температуре ниже рабочего диапазона концентрация неосновных носителей заряда, создаваемая термогенерацией, ничтожно мала. Основную роль здесь играет понижение концентрации основных носителей заряда (и уменьшение электрической проводимости) вследствие уменьшения количества ионизированных атомов примеси. Нижний температурный предел работы полупроводниковых приборов составляет от –55 до –60°C.

### **Время жизни носителей заряда.**

#### **Дрейфовое и диффузионное движение носителей заряда**

Процесс рекомбинации в примесных полупроводниках играет большую роль во многих полупроводниковых приборах.

Предположим, что в некотором слое кристалла полупроводника  $n$ -типа с помощью какого-либо внешнего воздействия, например облучения световым потоком, созданы концентрации дырок  $p_0 = p_n + \Delta p(0)$  и электронов  $n_0 = n_n + \Delta n(0)$ , превышающие равновесные концентрации, определяемые выражением (1.2) для данной температуры. Абсолютные приращения концентрации носителей заряда обоих знаков  $\Delta p(0) = \Delta n(0)$  (слой остается электрически нейтральным), так как в данном примере повышение концентрации носителей заряда обуславливается увеличением числа переходов электронов из валентной зоны в зону проводимости. Однако относительное приращение концентраций дырок существенно больше относительного приращения концентраций электронов  $p_0 / p_n \gg n_0 / n_n$ , поскольку  $n_n \gg p_n$ . Иными словами, можно считать, что внешнее воздействие привело к образованию в слое полупроводника неравновесной концентрации неосновных носителей заряда (дырок) при оставшейся почти неизменной концентрации основных носителей заряда (электронов). Процесс уменьшения концентрации носителей заряда в слое до значения равновесных после прекращения внешнего воздействия следует рассматривать как рекомбинацию дырок с электронами в условиях высокой концентрации электронов. Спад начальной концентрации дырок  $\Delta p(0)$  во времени подчиняется экспоненциальному закону

$$\Delta p(t) = \Delta p(0) e^{-t/\tau_p}, \quad (1.3)$$

где  $\tau_p$  — характеристическая постоянная, называемая временем жизни дырок в электронном полупроводнике (параметр  $\tau_p$  соответствует времени, в

течение которого избыточная концентрация неравновесных дырок уменьшается в  $e$  раз).

Соотношение, аналогичное (1.3), можно записать и для дырочного полупроводника. Процесс уменьшения концентрации носителей заряда здесь следует рассматривать как рекомбинацию неравновесных электронов с дырками в условиях высокой концентрации дырок. Характеристическую постоянную  $\tau_n$  в этом случае называют **временем жизни электронов** в дырочном полупроводнике.

Параметры  $\tau_p$ ,  $\tau_n$  входят в число основных для примесных полупроводников. Их уменьшение, в частности, сказывается на повышении быстродействия полупроводниковых приборов. Обычные значения  $\tau_p$ ,  $\tau_n$  находятся в пределах  $10^{-7}$ — $10^{-5}$  с, но в ряде случаев могут быть больше или меньше.

Рекомбинация носителей заряда, когда свободный электрон непосредственно переходит из зоны проводимости в валентную зону, т.е. заполняет дырку в ковалентной связи атомов (прямая рекомбинация), мало вероятна. Причиной этого является редкость события, при котором электрон и дырка находились бы одновременно в одном и том же месте кристалла и имели бы небольшую скорость. Основную роль в рекомбинации носителей заряда играют так называемые центры рекомбинации — ловушки, имеющие в запрещенной зоне энергетические уровни, способные захватить электроны. Процесс рекомбинации с участием ловушки протекает в две стадии: свободный электрон вначале переходит на уровень ловушки, а затем в валентную зону.

Центрами рекомбинаций могут быть примесные атомы, дефекты кристаллической решетки, расположенные в объеме или на поверхности кристалла. Для повышения интенсивности рекомбинационных процессов (уменьшения  $\tau_p$ ,  $\tau_n$ ) в примесный полупроводник вводят в небольшом количестве золото или никель, создающие эффективные центры рекомбинаций носителей заряда. Время жизни носителей при этом снижается до  $10^{-9}$ — $10^{-8}$  с.

В отсутствие электрического поля в кристалле и одинаковой концентрации носителей заряда в объеме полупроводника электроны и дырки находятся в непрерывном тепловом (хаотическом) движении, распределенном по всем направлениям. Ввиду хаотического характера движения носителей заряда ток в кристалле равен нулю.

Электрическое поле и неравномерность распределения концентраций носителей заряда являются факторами, создающими упорядоченное движение носителей заряда, т.е. обуславливающими электрический ток в кристалле полупроводника. Направленное движение носителей заряда под воздействием электрического поля называют **дрейфом** (дрейфовое движение), а под воздействием разности концентраций носителей заряда — **диффузией** (диффузионное движение). В зависимости от характера движения носителей заряда различают соответственно **дрейфовый** и

**диффузионный ток** в полупроводниках, а в зависимости от типа носителей заряда — **электронные и дырочные составляющие** этих токов.

Перемещение носителей заряда в кристалле под воздействием электрического поля происходит при непрерывном их столкновении с узлами кристаллической решетки и атомами примеси. Носители заряда перемещаются в кристалле с некоторой средней скоростью, пропорциональной напряженности электрического поля:

$$v_{cp.n} = -\mu_n E, \quad (1.4)$$

$$v_{cp.p} = \mu_p E. \quad (1.4a)$$

Коэффициент пропорциональности называют **подвижностью электронов** ( $\mu_n$ ) и **дырок** ( $\mu_p$ ). Электроны перемещаются в направлении, противоположном действию поля, а дырки — в направлении действия поля. Этим объясняется наличие знака минус в формуле (1.4). Движение дырок, обусловливаемое замещением валентными электронами дефектов ковалентных связей атомов в решетке, является более затруднительным, чем свободных электронов. Поэтому при одинаковой напряженности электрического поля средняя скорость электронов выше, чем дырок, и  $\mu_n > \mu_p$ . Так, для германия  $\mu_n = 3800 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ ,  $\mu_p = 1800 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ , а для кремния  $\mu_n = 1300 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ ,  $\mu_p = 500 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ .

Плотности дрейфовых составляющих тока в кристалле определяются величиной заряда, переносимого носителями через единичное сечение в единицу времени:

$$J_{др.n} = -q n v_{cp.n} \quad (1.5)$$

$$J_{др.p} = q p v_{cp.p}, \quad (1.5a)$$

где  $n, p$  — концентрации электронов и дырок в объеме полупроводника;  $q$  — заряд электрона.

Знак минус в выражении (1.5) означает, что принятому направлению тока соответствует противоположное направление движения электронов.

С учетом (1.4) соотношения для плотностей дрейфового электронного и дырочного токов приобретают вид

$$J_{др.n} = q n \mu_n E, \quad (1.6)$$

$$J_{др.p} = q p \mu_p E. \quad (1.6a)$$

Суммарная плотность тока, протекающего через полупроводник под действием электрического поля,

$$J = J_{др} = J_{др.n} + J_{др.p} = q n \mu_n E + q p \mu_p E \quad (1.7)$$

В чистых полупроводниках  $n = p$ , но  $\mu_n$  примерно вдвое выше  $\mu_p$ . По этой причине в чистых полупроводниках электронная составляющая плотности тока в то же число раз больше дырочной. В примесных же полупроводниках концентрации  $n$  и  $p$  различаются на несколько порядков, в связи с чем в электронном полупроводнике дрейфовый ток обуславливается преимущественно электронами, а в дырочном — дырками.

Из формулы (1.7) следует, что плотность тока (проводимость) полупроводников зависит от концентрации носителей заряда и их подвижности. Подвижность носителей заряда уменьшается с ростом температуры. Это объясняется повышением интенсивности тепловых колебаний атомов в кристаллической решетке и увеличением вероятности столкновений с ними электронов и дырок. В чистых полупроводниках, несмотря на снижение подвижности носителей, плотность тока и проводимость увеличиваются с ростом температуры вследствие повышения концентрации носителей заряда. В примесных полупроводниках в рабочем диапазоне температур концентрация носителей заряда мало изменяется, так как ее определяет главным образом концентрация основных носителей заряда, созданная примесью (все атомы примеси ионизированы). В связи с этим плотность тока и проводимость здесь с ростом температуры несколько уменьшаются вследствие уменьшения подвижности ( $\mu = T^{-3/2}$ ). Ввиду меньшей подвижности носителей заряда удельное сопротивление кремния больше, чем германия.

Диффузионное движение носителей заряда возникает, когда имеется различие в концентрации электронов (дырок) в соседних слоях полупроводника. Носители заряда перемещаются из слоя с большей концентрацией в слой с меньшей концентрацией. Если в данном слое постоянно поддерживается более высокая концентрация носителей заряда, чем в соседнем с ним слое, то создается непрерывный диффузионный поток носителей заряда в направлении убывания концентрации.

Плотности потоков носителей заряда пропорциональны градиенту их концентрации; при одномерной диффузии (когда концентрация вдоль оси  $x$  падает:  $dn/dx < 0$  или  $dp/dx < 0$ ) их находят из соотношений

$$J_{\text{диф } n} = (-q)D_n \left( -\frac{dn}{dx} \right) = qD_n \frac{dn}{dx}, \quad (1.8)$$

$$J_{\text{диф } p} = qD_p \left( -\frac{dp}{dx} \right) = -qD_p \frac{dp}{dx}. \quad (1.8a)$$

Коэффициент пропорциональности называют коэффициентом диффузии электронов ( $D_n$ ) и дырок ( $D_p$ ). Коэффициент диффузии равен числу носителей заряда, диффундирующих за 1 с через площадку в  $1 \text{ см}^2$  при единичном градиенте концентрации, и имеет размерность  $\text{см}^2/\text{с}$ . Коэффициент диффузии связан с подвижностью носителей заряда соотношением Эйнштейна

$$D = \varphi_T \mu, \quad (1.9)$$

где  $\varphi_T = kT/q$  — тепловой потенциал, выражаемый, так же как и электрический потенциал, в вольтах;  $T$  — абсолютная температура (при  $T = 300$  К  $\varphi_T = 0,025$  В). В кремнии при комнатной температуре  $D_n = 32$  см<sup>2</sup>/с,  $D_p = 12$  см<sup>2</sup>/с.

Зависимость  $\varphi_T$  и  $\mu$  от температуры обуславливает и температурную зависимость коэффициента диффузии ( $D = T^{-1/2}$ ).

Носители заряда, выходящие из слоя с повышенной концентрацией и входящие в слой с меньшей концентрацией, по мере продвижения рекомбинируют с носителями заряда противоположного знака (носители заряда обладают конечным временем жизни). Их концентрация уменьшается по экспоненциальному закону, стремясь к равновесной. Расстояние, на котором избыточная концентрация носителей заряда уменьшается в  $e$  раз, называют диффузионной длиной  $L$  (соответственно  $L_n$  — для электронов и  $L_p$  — для дырок). Иными словами, это среднее расстояние, на которое носитель заряда может переместиться за время своей жизни. Диффузионная длина связана с коэффициентом диффузии и временем жизни носителей заряда соотношениями

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n}, \quad (1.10)$$

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p}. \quad (1.10a)$$

## КОНТАКТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

### Электрические процессы в $p$ - $n$ -переходе в отсутствие внешнего напряжения

**Полупроводниковым  $p$ - $n$ -переходом** называют тонкий слой, образующийся в месте контакта двух областей полупроводников акцепторного и донорного типов. Обе области полупроводника, изображенные на рисунке, электрически нейтральны, поскольку как сам материал полупроводника, так и примеси электрически нейтральны. Отличия этих областей - в том, что левая из них содержит свободно перемещающиеся дырки, а правая свободно перемещающиеся электроны.

В германиевых и кремниевых диодах двухслойная  $p$ - $n$ -структура (рис. 2.1., а) создается введением в один из слоев монокристалла акцепторной примеси, а в другой — донорной примеси. При комнатной температуре атомы акцепторов и доноров можно считать полностью ионизированными, т.е. практически все акцепторные атомы присоединяют к себе электроны, создавая при этом дырки, а донорные атомы отдают свои электроны, которые становятся свободными. Кроме основных носителей заряда в каждом из слоев имеются неосновные носители заряда, создаваемые путем перехода электронов основного материала из валентной зоны в зону свободных уровней.

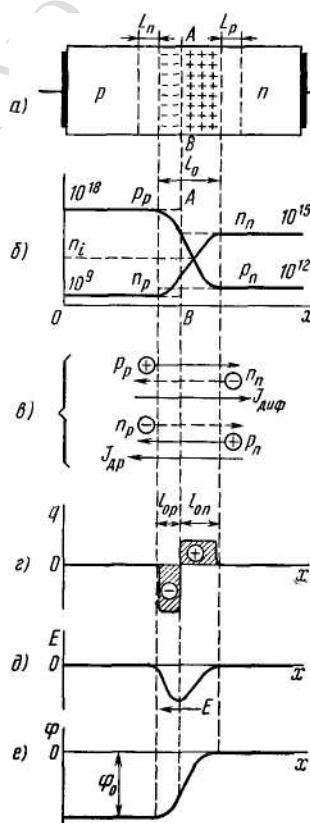


Рис. 2.1. Образование  $p$ - $n$ -перехода в  $p$ - $n$ -структуре полупроводника

На практике наибольшее распространение получили  $p$ - $n$ -структуры с неодинаковой концентрацией внесенных акцепторной  $N_a$  и донорной  $N_d$  примесей, т.е. с неодинаковой концентрацией основных носителей заряда в слоях  $p_p \approx N_a$  и  $n_n \approx N_d$ . Типичными являются структуры с  $N_a \gg N_d$  ( $p_p \gg n_n$ ). Распределение концентраций носителей заряда для таких структур показано на рис. 2.1, б на примере германия, где приняты  $p_p = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $n_n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Концентрация собственных носителей заряда в германии при комнатной температуре  $n_i = 2,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Концентрации неосновных носителей заряда, существенно меньшие концентраций основных носителей заряда, составят для рассматриваемой структуры в соответствии с (1.2)  $n_p = 10^9 \text{ см}^{-3}$ .

В  $p$ - $n$ -структуре на границе раздела слоев  $AB$  возникает разность концентраций одноименных носителей заряда: в одном слое они являются основными, в другом — неосновными. В приграничной области под действием разности концентраций возникает диффузионное движение основных носителей заряда во встречном направлении через границу раздела. Дырки из  $p$ -области диффундируют в  $n$ -область, электроны из  $n$ -области — в  $p$ -область. Дырки, вошедшие в  $n$ -область, рекомбинируют с электронами этой области, а электроны, вошедшие в  $p$ -область, — с дырками  $p$ -области. Вследствие двух факторов (ухода основных носителей заряда из приграничных областей и их рекомбинации с носителями заряда противоположного знака) концентрации основных носителей заряда ( $p_p$  и  $n_n$ ) в обеих приграничных областях, суммарная ширина которых  $l_0$ , снижаются (рис. 2.1, б). Кроме того, в соответствии с выражением (1.2) снижение концентрации носителей заряда одного знака сопровождается повышением концентрации носителей заряда другого знака. Вследствие этого в приграничной  $p$ -области повышается концентрация электронов, а в приграничной  $n$ -области — концентрация дырок. Таким образом, становится понятным характер распределения концентрации носителей заряда в  $p$ - $n$ -переходе, показанной на рис. 2.1, б сплошными линиями.

Важнейшим следствием диффузионного движения носителей заряда через границу раздела слоев является появление в приграничных областях **объемных зарядов**, создаваемых ионами атомов примесей. Так, при уходе дырок из  $p$ -слоя в нем создается некомпенсированный отрицательный объемный заряд за счет оставшихся отрицательных ионов акцепторных атомов примеси. Электроны же, ушедшие из  $n$ -слоя, оставляют здесь некомпенсированный положительный объемный заряд, создаваемый положительными ионами донорных атомов примеси.

Наличие объемного заряда является главной особенностью  $p$ - $n$ -перехода. Кривая распределения объемного заряда в  $p$ - $n$ -переходе показана на рис. 2.1, г.

Ввиду наличия объемного заряда в  $p$ - $n$ -переходе создаются электрическое поле и разность потенциалов. Кривые  $E(x)$  и  $\varphi(x)$



показаны на рис. 2.1,  $\delta$ ,  $e$  (за нулевой принят потенциал  $n$ -слоя). Отметим, что рассмотренный процесс формирования  $p$ - $n$ -перехода происходит уже на этапе введения в монокристалл акцепторной и донорной примесей.

Толщина слоя объемного заряда  $l_0$  составляет доли микрометров и зависит от концентрации примеси (основных носителей заряда) в  $p$ - и  $n$ -областях (от удельного сопротивления слоев). Объемные заряды по обе стороны границы раздела равны и создаются, как известно, неподвижными ионами примеси. Если бы концентрации акцепторной  $N_a$  и донорной  $N_d$  примесей были равны (симметричный  $p$ - $n$ -переход), то концентрации отрицательных ионов слева от границы раздела и положительных ионов справа были бы также равны и  $p$ - $n$ -переход имел бы одинаковые толщины слоев  $l_{0p}$  и  $l_{0n}$ . В рассматриваемом случае несимметричного  $p$ - $n$ -перехода ( $N_a > N_d$ ) концентрация неподвижных отрицательных ионов слева от границы раздела  $AB$  будет выше концентрации неподвижных положительных ионов справа (рис. 2.1,  $a$ ), в связи с чем равенству объемных зарядов обоих знаков (рис. 2.1,  $z$ ) здесь будет отвечать условие  $l_{0n} \gg l_{0p}$ . Иными словами,  $p$ - $n$ -переход толщиной  $l_0$  будет преимущественно сосредоточен в  $n$ -области, как в более высокоомной.

Внутреннее электрическое поле, созданное объемными зарядами, является фактором, под действием которого обеспечивается равенство потоков носителей заряда через переход в обоих направлениях, т.е. равенство нулю суммарного тока в отсутствие внешнего электрического поля. Это обуславливается тем, что внутреннее электрическое поле с потенциальным барьером  $\varphi_0$  (рис. 2.1,  $e$ ) создает тормозящее действие для основных и ускоряющее — для неосновных носителей заряда. Таким образом, внутреннее электрическое поле приводит к уменьшению плотности диффузионного тока  $J_{\text{диф}}$  через переход и появлению встречного ему дрейфового тока плотностью  $J_{\text{др}}$ .

**Плотность диффузионного тока  $J_{\text{диф}}$** , обусловленного основными носителями заряда (рис. 2.1,  $b$ ), направлена вдоль оси  $x$  и состоит из потока дырок, перемещающихся под действием диффузии из  $p$ -области в  $n$ -область, и потока электронов, диффундирующих из  $n$ -области в  $p$ -область.

**Плотность дрейфового тока  $J_{\text{др}}$**  (рис. 2.1,  $b$ ) создается неосновными носителями заряда прилегающих к  $p$ - $n$ -переходу слоев с толщиной, равной диффузионной длине:  $L_n$  — для электронов  $p$ -слоя и  $L_p$  — для дырок  $n$ -слоя (рис. 2.1,  $a$ ). Неосновные носители заряда, совершая тепловое движение в этих слоях, успевают за время своей жизни попасть в область действия электрического поля, увлекаются этим полем и перебрасываются через переход. Таким образом, плотность дрейфового тока определяется потоками подходящих неосновных носителей заряда из прилегающих к  $p$ - $n$ -переходу слоев. Она зависит от концентрации неосновных носителей заряда в слоях и

диффузионной длины. Дрейфовый ток имеет направление, противоположное направлению диффузионного тока.

Равенству нулю тока через переход в отсутствие внешнего напряжения соответствует уменьшение диффузионной составляющей тока до величины его дрейфовой составляющей. Равенство составляющих тока  $J_{\text{диф}} = J_{\text{др}}$  создается установлением соответствующей величины потенциального барьера  $\varphi_0$  в  $p$ - $n$ -переходе. Величина потенциального барьера  $\varphi_0$  (называемого также **контактной разностью потенциалов**) зависит от соотношения концентраций носителей заряда одного знака по обе стороны перехода и определяется соотношением

$$\varphi_0 = \varphi_T \ln \frac{p_p}{p_n} = \varphi_T \ln \frac{n_n}{n_p}. \quad (2.1)$$

Высота потенциального барьера зависит от температуры ввиду зависимости от нее теплового потенциала и концентрации неосновных носителей заряда в слоях полупроводниковой структуры. Более сильное влияние температуры на концентрацию неосновных носителей заряда, чем влияние на величину  $\varphi_T$ , приводит к тому, что с ростом температуры высота потенциального барьера уменьшается. При комнатной температуре для германия  $\varphi_0 = 0,3 \div 0,5$  В, а для кремния  $\varphi_0 = 0,6 \div 0,8$  В. Различие в значениях  $\varphi_0$  объясняется большей величиной  $\Delta W_3$  в кремнии и, следовательно, меньшей концентрацией неосновных носителей заряда (при одинаковой температуре и одинаковых концентрациях внесенных примесей).

Уход неосновных носителей заряда через  $p$ - $n$ -переход из прилегающих к нему слоев, казалось бы, должен привести к уменьшению их концентрации с приближением к границе  $p$ - $n$ -перехода. Вместе с тем концентрации неосновных носителей заряда в прилегающих к  $p$ - $n$ -переходу слоях сохраняются на уровнях  $p_n$  и  $n_p$  (рис. 2.1,б), так как в условиях динамического равновесия уменьшение концентрации неосновных носителей заряда за счет их ухода через  $p$ - $n$ -переход будет постоянно восполняться носителями того же знака за счет их диффузии из противоположных слоев.