Лекция 10. Процессы переноса носителей заряда в полупроводниках

В отсутствие внешнего электрического поля подвижные носители заряда (электроны и дырки) пребывают в состоянии хаотического перемещения по кристаллу за счет получения энергии от ионов кристаллической решетки. Тепловое движение носителей характеризуется средней длиной свободного пробега между столкновениями с ионами и средней скоростью. Причем средняя скорость направленного движения равна нулю. При приложении электрического поля E к полупроводнику на носители начинает действовать сила, направление которой определяется направлением поля. В результате на хаотическое движение носителей накладывается направленное движение, называемое дрейфом. В электрическом поле E на носители заряда с эффективной массой m^* действует сила $F = q \cdot E$, которая сообщает ему ускорение $a = F / m^* = qE / m^*$. За время движения без столкновений с ионами решетки или дефектами носитель заряда приобретает скорость:

$$v_{\text{др}} = qE\tau / m^* = \mu E \qquad (0.1)$$

где τ – время свободного пробега электронов или дырок, μ – подвижность носителей, определяемая как скорость в единичном электрическом поле.

Электропроводность полупроводников

Направленное движение носителей в приложенном электрическом поле представляет собой электрический ток, также называемый дрейфовым током. Учитывая то, что перемещаются как электроны, так и дырки, плотность дрейфового тока можно представить в виде:

$$j_{\text{др}} = j_{\text{др}.n} + j_{\text{др}.p} = qn\mu_n E + qp\mu_p E = \sigma E \qquad (0.2)$$

где $\sigma = q\left(n\mu_n + p\mu_p\right)$ – удельная электропроводность полупроводника.

Для полупроводника n-типа главную роль играет электронная электропроводность, а для полупроводника p-типа главную роль играет дырочная проводимость, поэтому в примесных полупроводниках, как правило, одним из слагаемых можно пренебречь.

Помимо дрейфа подвижных носителей вклад в электрический ток может вносить диффузионное движение носителей. Как известно, диффузия представляет собой направленное перемещение носителей вследствие их неодинаковой концентрации в различных частях кристалла. Плотность тока будет пропорциональна градиенту концентрации подвижных носителей ($\mathrm{d}n/\mathrm{d}x$ или $\mathrm{d}p/\mathrm{d}x$); соответственно плотность диффузионного тока для электронов может быть представлена как:

$$j_{\text{диф}.n}(x) = qD_n \frac{\mathrm{d}\,n(x)}{\mathrm{d}\,x} \qquad (0.3)$$

а плотность диффузионного тока дырок вследствие изменения знака заряда носителей запишется как:

$$j_{\text{диф}.p}(x) = -qD_p \frac{\mathrm{d}\,p(x)}{\mathrm{d}\,x} \tag{0.4}$$

где D_n и D_p – коэффициенты диффузии соответственно для электронов и дырок.

Коэффициенты диффузии, подобно подвижностям μ, характеризующим дрейфовое движение, отражают способность электронов и дырок к перемещению. Связь между коэффициентами диффузии и подвижностями определяется соотношением Эйнштейна:

$$D_n = kT\mu_n / q;\ D_p = kT\mu_p / q \tag{0.5}$$

Таким образом, суммарный электрический ток имеет вид:

$$\begin{aligned} j &= j_{\text{др}.n} + j_{\text{др}.p} + j_{\text{диф}.n} + j_{\text{диф}.p} = \\ &= qn\mu_n E + qp\mu_p E + qD_n \frac{\mathrm{d}\,n}{\mathrm{d}\,x} + qD_p \frac{\mathrm{d}\,p}{\mathrm{d}\,x} \end{aligned} \tag{0.6}$$

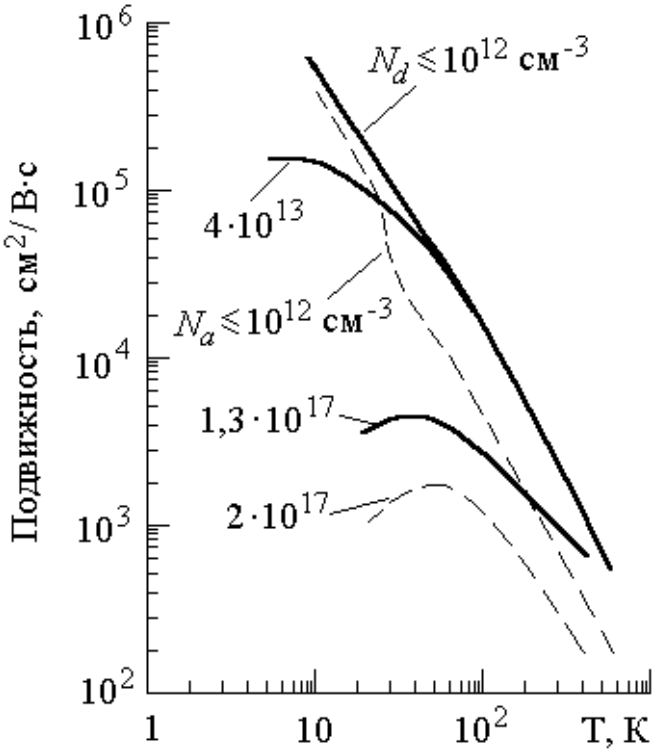

Рис. 3.7. Температурные зависимости подвижности электронов (μ_n, сплошные линии) и дырок (μ_p, пунктирные линии) в Si. Параметр - концентрация электронов (N_d) и дырок (N_a).

В идеальной кристаллической решетке свободный электрон может двигаться без рассеяния, сохраняя свой квазиимпульс *P*. Рассеяние, т.е. процесс взаимодействия электрона с дефектами или колебаниями кристаллической решетки, сопровождается изменением величины квазиимпульса. Рассеяние называется упругим, если энергия электрона в начальном и конечном состояниях одинакова. Неупругое рассеяние связано с

изменением энергии электрона. Вследствие процессов рассеяния подвижности электронов и дырок в реальных полупроводниковых материалах ниже подвижностей в кристаллах с идеальной решеткой. Наиболее важные процессы рассеяния, определяющие подвижность носителей заряда в области температур 300 К – это рассеяние на акустических фононах, т.е. на тепловых колебаниях решетки, и на заряженных примесях. В невырожденных полупроводниках температурный ход подвижности, определяемый рассеянием на акустических фононах, имеет вид $\mu \sim T^{-3/2}$, то есть подвижность уменьшается с ростом температуры. Для рассеяния на заряженных примесях $\mu \sim T^{3/2}$. При более высоких температурах преобладает фононное рассеяние, а при более низких – рассеяние на заряженных примесях (резерфордовский механизм). Физически это объясняется увеличением вероятности встречи электрона с фононом при повышении тепловой скорости. В целом, зависимость $\mu(T)$ имеет характерный температурный максимум (рис. 3.7). С увеличением концентрации примесей максимум подвижности уменьшается и смещается в сторону более высоких температур. В сильно легированных полупроводниках основным механизмом рассеяния является рассеяние на заряженных примесях, и подвижность слабо зависит от температуры. Все описанные выше виды рассеяния относятся к упругим столкновениям.

Неравновесные носители заряда

Неравновесное состояние полупроводника возникает под влиянием каких-либо внешних воздействий, в результате которых концентрация носителей заряда в полупроводнике может измениться. Такими внешними воздействиями могут быть облучение светом, ионизирующее облучение, воздействие сильного электрического поля и ряд других. В результате подобных воздействий в полупроводнике помимо равновесных носителей заряда, образующихся вследствие ионизации примесных атомов и тепловой генерации, появляются дополнительные носители заряда, которые называют неравновесными, или избыточными. В полупроводниковых приборах неравновесное состояние в большинстве случаев возникает при введении в полупроводник (или выведении из него) дополнительных носителей заряда через электронно-дырочный переход. Введение дополнительных носителей заряда называют инжекцией, а выведение – экстракцией.

Увеличение концентрации электронов на поверхности дырочного полупроводника, вызванное инжекцией, ведет к появлению диффузионного электронного потока, направленного вдоль оси x, перпендикулярной поверхности полупроводника, в результате чего концентрация электронов возрастает не только на поверхности, но и в глубине полупроводника. При этом инжектированные электроны углубляются в полупроводник на разные расстояния, где рекомбинируют с дырками.

В случае, когда уменьшение концентрации электронов в элементарном объеме, вызванное рекомбинацией, компенсируется инжекцией в него новых электронов, избыточная концентрация электронов сохраняется неизменной

во времени. Избыточная концентрация изменяется вдоль оси x по экспоненциальному закону, а величина L_n, называемая диффузионной длиной, представляет собой расстояние, на котором избыточная концентрация уменьшается в e раз.

При прекращении инжекции избыточная концентрация электронов с течением времени будет уменьшаться, что отражено на рис, где показаны распределения концентрации в различные моменты времени.

Распределение избыточной концентрации дырок при инжекции электронов в дырочный полупроводник имеет такой же характер, как и распределение, как и распределение избыточной концентрации электронов, однако физические причины, вызывающие увеличение концентрации электронов и дырок, различны. Возрастание концентрации электронов вызвано инжекцией электронов в полупроводник из внешней цепи, а возрастание концентрации дырок вызвано возникновением внутреннего поля, которое притягивает дырки из глубины полупроводника. В итоге возникает градиент концентрации как электронов, так и дырок. Из-за наличия градиента концентрации электроны диффундируют вглубь полупроводника, встречаются с дырками и рекомбинируют с ними. На смену рекомбинировавшим электронам из внешней цепи поступают новые электроны, а на смену рекомбинировавшим дыркам из глубины полупроводника поступают новые дырки. Казалось бы, что одновременно с диффузией электронов должна существовать и диффузия дырок, однако этого не происходит. Объясняется это тем, что диффузия дырок, если бы она возникла, привела бы к увеличению напряженности внутреннего электрического поля, которое вернуло бы дырки назад, то есть стремление дырок к диффузии уравновешивается силами внутреннего электрического поля.