

ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИЕ ВРЕМЕНА ЭЛЕКТРОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Г. М. Гуро

1. ВВЕДЕНИЕ

Физическую основу применения полупроводников составляют термодинамически неравновесные процессы, вызываемые внешними воздействиями (освещение, неравномерный нагрев, радиоактивное облучение, инжекция и др.). При описании этих процессов в ряде работ¹⁻³ было введено в качестве фундаментальной характеристики понятие времени жизни неосновных носителей τ .

Временем жизни неравновесного электрона τ_e обычно называют то, определяемое процессом рекомбинации, среднее время, в течение которого в данной точке кристалла существует свободный избыточный электрон. Под концентрацией свободных избыточных (неравновесных) электронов n' подразумевают ту часть общей концентрации электронов проводимости n , которая составляет избыток над термодинамически равновесной концентрацией n_0 :

$$n' = n - n_0. \quad (1,1)$$

Таким образом, мы приходим к соотношению

$$\tau_e = \frac{n'}{R_e}, \quad (1,2)$$

где R_e — скорость рекомбинации электронов. Аналогичным образом определяется время жизни неравновесных дырок

$$\tau_d = \frac{p'}{R_d}. \quad (1,3)$$

Как из теоретических соображений²⁻⁴, так и из анализа экспериментальных данных⁴⁻¹⁰ следует, что рекомбинация электрона и дырки практически в идеальной решетке не происходит (электронные переходы зона-зона), а может быть осуществлена лишь на некоторых дефектах структуры, служащих центрами рекомбинации (рис. 1). При этом энергия, выделяющаяся в акте рекомбинации электрона и дырки, как правило, превращается в энергию тепловых колебаний (безызлучательная рекомбинация)*).

В работах⁶⁻¹⁰ показано, что атомы внедрения ряда металлов (медь, никель, железо, кобальт, золото и др.) образуют в полупроводниках центры рекомбинации и прилипания электронов и дырок, причем такие центры

*) Вероятность излучательной рекомбинации согласно расчетам, проведенным в работе¹¹, соответствует временам жизни в германии ~ 1 сек, тогда как наблюдаемые времена не превышают 10^{-2} сек. Такая рекомбинация играет роль в полупроводниках с малой шириной запрещенной зоны, например в InSb, где ее доля составляет 20% всей рекомбинации¹².

имеют уровни, расположенные в запрещенной зоне. Ловушки, образованные этими примесями, обычно бывают (в зависимости от температуры) как центрами прилипания (ловушка взаимодействует только с одним типом носителей), так и центрами рекомбинации (имеет место взаимодействие с обоими типами носителей). Обычно при данной температуре только один из уровней таких ловушек бывает эффективным. Как правило, более глубокий уровень является рекомбинационным. Помимо примесей, центрами рекомбинации могут быть дислокации и другие механические нарушения кристаллической решетки¹³⁻¹⁴.

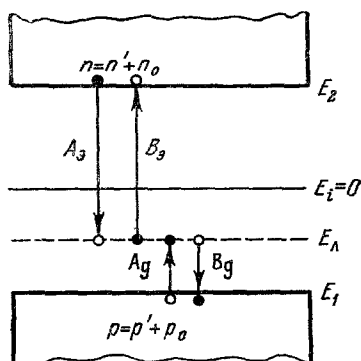


Рис. 1.

Заметим, что кроме механизма безызлучательного перехода, рассмотренного в работах^{16, 17} (энергия, выделяемая в процессе рекомбинации, переходит в энергию тепловых колебаний решетки), в полупроводниках имеют место и другие механизмы.

Бонч-Бруевичем¹⁸ был рассмотрен экситонный механизм безызлучательной рекомбинации. Кроме того, имеет место «ударная» или тройная рекомбинация^{19, 20},

когда выделяющаяся энергия передается находящемуся вблизи дефекта свободному электрону или дырке. Наконец, энергия может передаваться всей совокупности окружающих дефект свободных носителей²¹ (переходит в энергию колебаний плазмы). Последние два механизма играют существенную роль при больших концентрациях свободных носителей.

Необходимо отметить, что согласно (1,2) и (1,3) время жизни в общем случае зависит от уровня генерации ($\tau = f(n', p')$). В большинстве случаев измеряемое время жизни является константой, что соответствует мономолекулярной рекомбинации. Однако при других схемах рекомбинации (например, при бимолекулярной) τ может зависеть от концентрации неравновесных носителей.

Следует также отметить, что центрами рекомбинации могут служить не только объемные нарушения решетки, но также дефекты и загрязнения на поверхности полупроводника^{22, 23}. При недостаточно тщательной обработке поверхности поверхностная рекомбинация играет доминирующую роль. Поэтому объемные τ представляют собой верхний предел возможных значений времени жизни в полупроводнике данного состава, т. е. те предельные теоретические характеристики, которые могут быть получены экспериментально при тщательном травлении поверхности и при таких размерах образца, когда поверхностными эффектами можно пренебречь по сравнению с объемными.

Основными теоретическими работами, в которых рассматриваются вопросы кинетики неравновесных электронных процессов в полупроводниках, являются работы Шокли и Рида² и Гофмана³. Шокли и Рид исходят из рассмотрения отдельных актов захвата и теплового выброса электронов и дырок ловушками*) (рис. 1). Проводя затем усреднение по всем состояниям свободных носителей (при этом считается, что свободные носители имеют распределение Больцмана, а захваченные ловушками — распределение Ферми), авторы приходят к системе уравнений, определяющей

*) Шокли и Рид предполагают, что все ловушки (центры рекомбинации) одного типа, т. е. имеют общий уровень энергии E_d и характеризуются одинаковыми коэффициентами захвата A_s и A_d .

абсолютные скорости захвата электронов ($R_{\text{э}}$) и дырок ($R_{\text{д}}$), равные в случае стационарных процессов скорости рекомбинации R . Эти уравнения записываются в виде

$$\left. \begin{aligned} R_{\text{э}} = R &= A_{\text{э}} N_{\text{л}} f_{\text{рл}} n - A_{\text{э}} N_{\text{л}} f_{\text{л}} n_1, \\ R_{\text{д}} = R &= A_{\text{д}} N_{\text{л}} f_{\text{л}} p - A_{\text{д}} N_{\text{л}} f_{\text{рл}} p_1, \end{aligned} \right\} \quad (1,4)$$

где $f_{\text{л}}$ и $f_{\text{рл}}$ — соответственно доли заполненных и пустых ловушек. Система уравнений (1,4) дает соотношение для определения скорости рекомбинации неравновесных пар электрон-дырка в виде

$$R = \frac{A_{\text{э}} A_{\text{д}} N_{\text{л}} (np - n_0 p_0)}{A_{\text{э}} (n + n_1) + A_{\text{д}} (p + p_1)}, \quad (1,5)$$

где $N_{\text{л}}$ — концентрация рекомбинационных центров, $A_{\text{э}}$ и $A_{\text{д}}$ — соответственно средние значения коэффициентов захвата электронов и дырок, а n_1 и p_1 — постоянные, которые имеют размерность концентрации и определяются соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} n_1 &= 2 \left(2\pi m_{\text{э}} \frac{kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left\{ -\frac{E_2 - E_1}{kT} \right\}, \\ p_1 &= 2 \left(2\pi m_{\text{д}} \frac{kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left\{ -\frac{E_{\text{л}} - E_1}{kT} \right\}. \end{aligned} \right\} \quad (1,6)$$

Здесь $m_{\text{э}}$, $m_{\text{д}}$ — эффективные массы электронов и дырок, E_2 — нижняя граница зоны проводимости, E_1 — верхняя граница валентной зоны, $E_{\text{л}}$ — уровень энергии ловушек (см. рис. 1). Заметим, что все рассмотрение Шокли и Рида проводится только для стационарных процессов, происходящих при равномерной генерации. Рассматривая электронные процессы при малых концентрациях центров рекомбинации, т. е. когда условие нейтральности можно записать в виде

$$p' = n', \quad n' \gg |n_{\text{л}}|, \quad p' \gg |p_{\text{л}}|,$$

используя соотношения (1,2) и (1,3) и учитывая, что в случае стационарной генерации неравновесных пар $R_{\text{э}} = R_{\text{д}} = R = G$, где G — скорость генерации неравновесных пар, Шокли и Рид получают выражение для времени жизни в виде

$$\tau = \tau_{p_0} \frac{n_0 + n' + n_1}{p_0 + n_0 + n'} + \tau_{n_0} \frac{p_0 + p_1 + p'}{p_0 + n_0 + p'}. \quad (1,7)$$

При малых концентрациях n' выражение для τ принимает вид

$$\tau_0 = \tau_{p_0} \frac{n_0 + n_1}{n_0 + p_0} + \tau_{n_0} \frac{p_0 + p_1}{n_0 + p_0}. \quad (1,8)$$

Другой предельный случай $n' \rightarrow \infty$ дает

$$\tau_{\infty} = \tau_{p_0} + \tau_{n_0}, \quad (1,9)$$

причем

$$\tau_{p_0} = \frac{1}{A_{\text{д}} N_{\text{л}}}, \quad \tau_{n_0} = \frac{1}{A_{\text{э}} N_{\text{л}}}.$$

Для больших концентраций ловушек $N_{\text{л}}$ равенство (1,7) не имеет места и поэтому необходимо исходить из выражений (1,4) для скоростей рекомбинации $R_{\text{э}}$ и $R_{\text{д}}$.

Выделяя в системе (1,4) концентрации неравновесных носителей ($p = p_0 + p'$, $n = n_0 + n'$, $f_{\text{л}} = f_{\text{л}0} + \delta f_{\text{л}}$), считая, что в любой точке

полупроводника выполняется условие нейтральности (равномерная генерация) и нарушение термодинамического равновесия мало, приходим к системе, линейной относительно n' и p' :

$$\left. \begin{aligned} R_g = R = A_g N_{\pi} [(1 - f_{\pi 0}) n' - (n_0 + n_1) \delta f_{\pi}], \\ R_d = R = A_d N_{\pi} [f_{\pi 0} p' + (p_0 + p_1) \delta f_{\pi}], \\ p' - n' = n'_d = N_{\pi} \delta f_{\pi}. \end{aligned} \right\} \quad (1,10)$$

Здесь $n'_d = N_{\pi} \delta f_{\pi}$ — концентрация неравновесных электронов, захваченных ловушками.

Решая систему (1,10) и учитывая соотношения (1,2) — (1,3), получим следующие выражения для времен жизни электронов и дырок:

$$\tau_g^{ct} = \frac{n'}{R_g} = \frac{\tau_{p_0}(n_0 + n_1) + \tau_{n_0} \left[p_0 + p_1 + N_{\pi} \left(1 + \frac{p_0}{p_1} \right)^{-1} \right]}{n_0 + p_0 + N_{\pi} \left[\left(1 + \frac{p_0}{p_1} \right)^{-1} \left(1 + \frac{p_1}{p_0} \right)^{-1} \right]}, \quad (1,11)$$

$$\tau_d^{ct} = \frac{p'}{R_d} = \frac{\tau_{n_0}(p_0 + p_1) + \tau_{p_0} \left[n_0 + n_1 + N_{\pi} \left(1 + \frac{n_0}{n_1} \right)^{-1} \right]}{n_0 + p_0 + N_{\pi} \left[\left(1 + \frac{n_0}{n_1} \right)^{-1} \left(1 + \frac{n_1}{n_0} \right)^{-1} \right]}. \quad (1,12)$$

Прежде всего заметим, что вследствие неравенства n' и p' величины времен жизни электронов (τ_g^{ct}) и дырок (τ_d^{ct}) оказываются различными. Но экспериментально определяется всегда одно время жизни. Поэтому Шокли и Рид считают, что измеряется время жизни неосновных носителей,

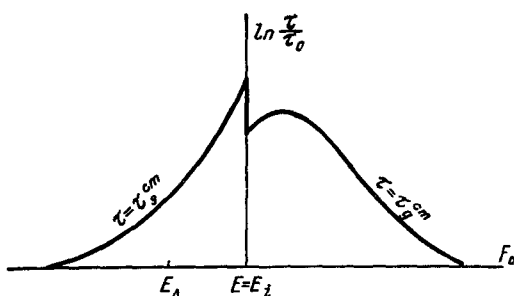


Рис. 2.

которое и определяет процесс рекомбинации. Следовательно, кривая зависимости времени жизни от положения уровня Ферми F в запрещенной зоне (рис. 2) будет иметь скачок в точке, соответствующей собственной проводимости. Действительно, мы имеем фактически две различные кривые: $\tau_g^{ct}(F)$ для дырочного полупроводника и $\tau_d^{ct}(F)$ для электронного, которые сшиваются в точке, соответствующей собственной проводимости. Не го-

воря уже о том, что при таком предположении время жизни полупроводника с собственной проводимостью не определено, так как там теряет смысл понятие неосновных носителей, неясно, будет ли справедливо само предположение, что измеряемое время жизни есть $\tau_{н.н}^{ct}$ (время жизни неосновных носителей).

Заметим, что сопоставление зависимости $\tau^{ct}(F)$ с измеренными величинами времени жизни, сделанное в работе⁶, ничего не доказывает; вследствие малой точности измерений невозможно определить, действительно ли на экспериментальной кривой есть указанный выше скачок (рис. 3). Кроме того, следует отметить, что время жизни в этой работе определялось из измерения длины диффузии, т. е. в условиях неравномерной генерации ($G=f(x,y,z)$, а не $G=\text{const}$). Поэтому условия, при которых справедливы соотношения Шокли и Рида (равномерная генерация), для этого метода измерения не выполняются, и следовательно, измеренные значе-

ния времени жизни нельзя сравнивать с аналогичными величинами, выражаемыми формулами (1,11) и (1,12).

Таким образом, стационарные электронные процессы при равномерной генерации характеризуются двумя временами: $\tau_3^{\text{ст}}$ и $\tau_{\text{д}}^{\text{ст}}$. Неравенство $\tau_3^{\text{ст}} \neq \tau_{\text{д}}^{\text{ст}}$ соответствует $n' \neq p'$, т. е. оно обусловлено захватом носителей ловушками ($p' = n' + n'_{\text{д}} \neq n'$, $n'_{\text{д}} \neq 0$).

Работа Гофмана³ посвящена тем же вопросам. Автор, исходя из теории кинетики химических реакций, предложенной Шоттки²⁴, проводит подробный анализ электронных процессов в полупроводниках как при непосредственной рекомбинации свободных электронов и дырок (переходы зона-зона), так и при рекомбинации, осуществляемой в центрах (переходы

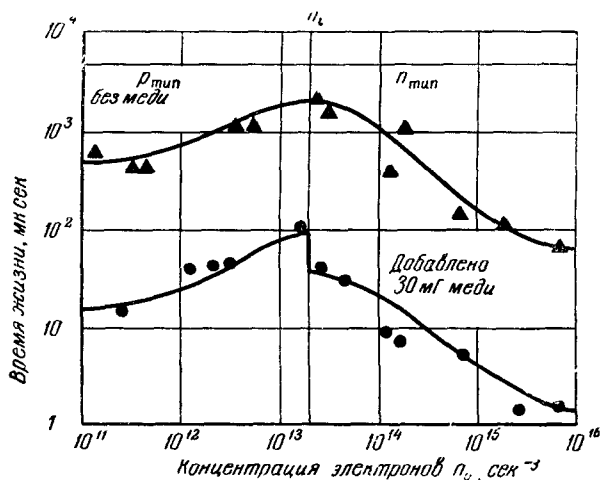


Рис. 3.

через промежуточный уровень). При этом автор предполагает, что для свободных электронов и дырок имеет место распределение Больцмана (невырожденные полупроводники) и справедлив закон действующих масс, что приводит к соотношениям для времен жизни, совпадающим с аналогичными формулами Шокли и Рида.

Основная идея Шоттки²⁴ состоит в том, что параметрами реакции являются как сами концентрации отдельных компонент n_j , так и скорости их изменения $\dot{n}_j$. Такое рассмотрение позволяет ввести «времена ожидания» отдельных компонент $\tau_j = n_j / |\dot{n}_j|$, которые при малых отклонениях от термодинамического равновесия являются константами данной реакции. Как замечает Шоттки, эти времена в большинстве случаев не совпадают с обычно рассматриваемыми «временами жизни» в полупроводниках, которые определяются из процессов затухания неравновесных носителей или из диффузии. Времена жизни в общем случае являются функциями всех времен τ_j , но не равны любому из этих времен (они характеризуют процессы, где участвуют все типы носителей — все τ_j).

Ввиду сложности задачи Шоттки ограничивается детальным рассмотрением случая, когда можно ввести единое характеристическое время реакции. А именно, он показывает, аналогично Шокли и Риду, что это возможно, если пренебречь процессами на дефектах (ловушках), т. е. считать малыми как концентрацию носителей, так и скорость ее изменения в дефектах, а также при малом объемном заряде. В остальных случаях автор считает, что имеют смысл только отдельные $\tau_j = n_j / |\dot{n}_j|$. На основе

этих представлений Гофман рассматривает кинетику электронных процессов. Все электронные процессы в полупроводниках Гофман разбивает на два класса: стационарные и нестационарные.

Свое рассмотрение Гофман начинает с простейшего случая непосредственной рекомбинации свободных пар электрон-дырка. Время жизни в этом случае определяется соотношениями

$$\tau = \frac{n'}{R} = \frac{1}{r(n_0 + p_0)}, \quad (1,13)$$

$$R = r(np - n_0 p_0) \approx r(n' p_0 + p' n_0) \approx r(n_0 + p_0) n', \quad (1,14)$$

где r — коэффициент рекомбинации, одинаковый для электронов и дырок.

Прежде всего заметим, что при малых уровнях генерации G (когда мало произведение $n'p'$ в законе рекомбинации (1,14)), можно считать, что процесс рекомбинации является наложением двух параллельных процессов: рекомбинации неравновесной дырки с равновесным электроном ($p'n_0$) и неравновесного электрона с равновесной дыркой ($n'p_0$).

Пусть у нас основные носители — электроны ($n_0 \gg p_0$). Тогда согласно (1,14) скорость рекомбинации определяется наиболее быстрым процессом — рекомбинацией неравновесных дырок с равновесными электронами, так как $n'p_0 \ll p'n_0$ ($n' = p'$, центры прилипания отсутствуют).

Таким образом, в данном случае в процессе рекомбинации доминирующую роль играют неосновные носители (дырки). Соответственно и время жизни будет определяться временем жизни неосновных носителей. Действительно, согласно соотношениям (1,13) и (1,14) $\tau \approx 1/rn_0$, т. е. время жизни неравновесной дырки. В этом и заключается физический смысл термина «время жизни неосновных носителей».

Следовательно, время жизни при непосредственной рекомбинации всегда определяется рекомбинацией неосновных носителей («время жизни неосновных носителей»).

Заметим, что в случае рекомбинации, происходящей в специальных центрах, нет общего коэффициента рекомбинации r , а есть коэффициенты захвата электронов A_e и дырок A_d . В этом случае время жизни уже не определяется рекомбинацией неосновных носителей.

Действительно, следуя Гофману и сохранив выражение (1,13) для определения времени жизни, причем теперь

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{A_e N_A} (p_0 + p_1) + \frac{1}{A_d N_A} (n_0 + n_1),$$

получим для случая $p_1 \gg n_0 \gg p_0 \gg n_1$

$$-\frac{1}{r} \approx \frac{1}{A_e N_A} p_1^*),$$

и, следовательно,

$$\tau \approx \frac{p_1}{n_0 + p_0} \frac{1}{A_e N_A} \approx \frac{p_1}{n_0} \frac{1}{A_e N_A}. \quad (1,15)$$

Наличие коэффициента A_e показывает, что мы имеем дело с рекомбинацией электронов (основных носителей).

Таким образом, проведенный анализ показывает, что предположение о том, что время жизни определяется рекомбинацией неосновных носителей, в указанном случае (переход через промежуточный уровень) может оказаться неверным и нуждается в дополнительном рассмотрении.

*) Это соответствует тому случаю, когда уровни рекомбинационных центров и уровни доминирующей примеси расположены в разных половинах запрещенной зоны.

Для стационарных процессов Гофман получает соотношения для времен жизни, совпадающие с $\tau_a^{ст}$ и $\tau_d^{ст}$ (формулы (1,11) и (1,12), причем аналогично Шокли и Риду он считает, что измеримой величиной является время жизни неосновных носителей. Поэтому Гофман считает, что время жизни, определяемое в экспериментах по измерению длины диффузии, как раз и является $\tau_{n,n}^{ст}$ — одним из рассматриваемых Шокли и Ридом времен стационарных процессов при равномерной генерации ($\nabla p = \nabla n = 0$), т. е. в условиях, исключающих всякую диффузию носителей.

Для нестационарных процессов Гофман из уравнений кинетики получает два характеристических времени, τ_1 и τ_2 . Не давая их точного выражения, автор указывает, что эти времена являются функциями $\tau_a^{ст}$ и $\tau_d^{ст}$. Лишь в случае предельно больших концентраций ловушек, согласно Гофману, будет иметь место

$$\tau_1 \approx \tau_{\text{меньшее}}^{ст}, \quad \tau_2 \approx \tau_{\text{большее}}^{ст}. \quad (1,16)$$

То, что полупроводник обладает не единственной временной характеристикой ($\tau_{n,n}^{ст}$), не зависящей от условий нарушения термодинамического равновесия, а несколькими характеристическими временами, каждое из которых становится доминирующим в определенных внешних условиях, независимо от Гофмана было показано в работе²⁵.

До сих пор мы рассматривали полупроводник, имеющий только центры рекомбинации^{2, 3}. Но, как показано в работах^{26, 27, 28}, в германии и кремнии содержатся также центры, взаимодействующие только с одним типом носителей (центры прилипания).

Экспериментальные доказательства существования центров прилипания были получены в исследованиях фотопроводимости^{26, 29} и дрейфа носителей^{27, 30} при низких температурах.

В работах Фэна с сотрудниками^{26, 29} было показано, что при низких температурах в германии ($T \sim 200^\circ \text{ K}$) фотопроводимость имеет две компоненты: быструю (время затухания $\sim 20\text{--}30 \text{ мксек}$), линейно зависящую от интенсивности облучения, и медленную (время затухания $\sim 1000 \text{ мксек}$), которая насыщалась с увеличением интенсивности облучения. При дополнительном освещении образца (искусственное заполнение, делающее ловушки неэффективными) медленная компонента исчезала. При этом медленная компонента имела аномальную температурную зависимость временной постоянной (росла с понижением температуры).

Более наглядные доказательства существования центров прилипания дают исследования дрейфа носителей при низких температурах в германии²⁷ и при комнатных — в кремнии³⁰.

В работе³⁰ на коллекторе (рис. 4) при коротком инжектирующем импульсе наблюдались импульсы большой продолжительности ($\sim 0,1 \text{ сек}$ для кремния при комнатной температуре), в работе²⁷ определялась постоянная затухания неравновесной проводимости в германии из измерения зависимости амплитудного значения коллекторного сигнала от величины приложенного к образцу поля. Эта постоянная оказалась аномально большой ($\sim 1000 \text{ мксек}$). При этом коллекторные сигналы имели необычную форму: сравнительно крутой передний и пологий задний фронт. При включении дополнительного облучения или повышения температуры оба рассматриваемых эффекта пропадают: на коллекторе появляется обычная симметричная форма импульса, инжектирующего неравновесные носители и искаженного вследствие диффузии последних, а временная постоянная совпадает с величиной времени жизни, измеренной другими методами. Таким образом, импульс большой продолжительности на коллекторе вызван постепенным освобождением носителей, захваченных ловушками.

Все это указывает на существование центров, где происходит захват носителей.

Различить центры прилипания и рекомбинации можно либо по соотношению скоростей захвата и теплового выброса носителей³¹, либо из отношения сечений захвата электронов и дырок^{30, 32}. Если считать, что эти сечения для электронов и дырок приблизительно равны, то согласно первому признаку все ловушки с уровнями энергии, расположенными близко от краев зон, будут центрами прилипания (тепловой выброс обратно в зону более вероятен, чем захват носителя другого знака), а ловушки с уровнями, расположенными вблизи середины запрещенной зоны («глубокие уровни»), — центрами рекомбинации. Однако, если имеет место резкое различие сечений захвата электронов и дырок, то центрами прилипания в полупроводниках могут быть также и ловушки, имеющие «глубокие уровни»^{30, 32}.

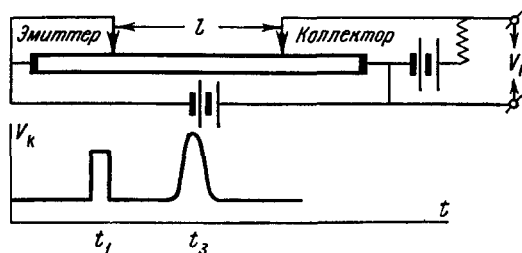


Рис. 4.

В данном обзоре принято разделение ловушек на центры прилипания и центры рекомбинации, исходя только из соотношения сечений; а именно, ловушка является центром рекомбинации, если она взаимодействует как с электронами, так и с дырками ($A_э A_д \neq 0$), независимо от положения уровня энергии в запрещенной зоне, и соответственно ловушка будет центром прилипания, если имеет место ее взаимодействие либо только с электронами, либо только с дырками ($A_э A_д = 0$).

Заметим, что как сечения захвата носителей, так и величина теплового выброса (постоянные n_1 и p_1 в формуле (1,8)) зависят от температуры³³. Поэтому само деление ловушек на центры прилипания и центры рекомбинации условно. Например, в работе³⁴ показано, что в германии атомы внедрения меди являются центрами рекомбинации при комнатной температуре и центрами прилипания дырок при низких температурах.

Основными работами, где рассматривается кинетика процессов захвата носителей центрами прилипания и рекомбинации, являются работы Фэна с сотрудниками^{29, 35}, исследовавших центры прилипания в германии, а также Хейнса и Хорнбека^{30, 32}, рассмотревших это явление в кремнии.

Работы Фэна посвящены рассмотрению насыщения стационарной фотопроводимости, обусловленной носителями, которые захватываются ловушками, а также нестационарным процессам, связанным с захватом носителей. Вводя рекомбинационное время τ_r , определяемое другими типами ловушек, и считая, что захватываются неосновные носители, Фэн³⁵ получает выражение для неравновесной проводимости n -типа в виде

$$\Delta\sigma = q(\mu_э + \mu_д) G\tau_r + q\mu_д p_л', \quad (1,17)$$

где согласно формулам Шокли — Рида

$$p_л' = \frac{A_д n_{10} p' - A_э p_{10} n'}{A_э (n_0 + n_1) + A_д (p_0 + p_1) + A_д p' - A_э n'} \quad (1,18)$$

($n_{л0}$ и $p_{л0}$ — соответственно равновесные концентрации заполненных и пустых ловушек).

Но так как $A_d \gg A_0$ (ловушки захватывают только дырки), $p'_л \approx \approx n_{л0} \frac{p'}{p_0 + p_1 + p'}$ и $p' \approx G\tau_r$, то окончательно имеем

$$p'_л \approx n_{л0} \frac{1}{1 + \frac{p_0 + p_1}{G\tau_r}} \approx n_{л0}, \quad G\tau_r \gg p_0 + p_1.$$

Таким образом, мы действительно имеем две компоненты, одна из которых с увеличением интенсивности облучения стремится к постоянной величине.

Однако нельзя согласиться с Фэном в том, что эффект насыщения имеет место только для центров прилипания: аналогичное явление происходит также и на рекомбинационных центрах. Действительно, соотношение (1,18) останется справедливым и в этом случае, но предельное заполнение определяется теперь соотношением (см. ³⁶)

$$p'_л = \frac{A_d n_{л0} = A_0 p_{л0}}{A_0 + A_d},$$

так как при $G \rightarrow \infty$ $p' \gg |p'_л|$, $n' \gg |n'_л|$. Ошибка Фэна (вывод о том, что захват на рекомбинационных центрах не дает насыщения) заключается в том, что он получает зависимость концентрации неравновесных носителей от интенсивности облучения, справедливую при p' и $n' \ll n_0$, которую затем подставляет в выражение для $p'_л$. Поэтому он и не получает насыщения, так как его соотношение для $p'_л$ становится неверным при больших G .

Фэн рассматривает также нестационарные процессы (затухание и нарастание фотопроводимости). Проводя анализ решений системы уравнений кинетики для данного случая:

$$\frac{dp'}{dt} = G - \frac{p'}{\tau_0} + \frac{dn'_л}{dt}; \quad -\frac{dn'_л}{dt} = \frac{p'}{\tau_r} + \frac{n'_л}{\tau_f},$$

автор получает, что кривые затухания и нарастания фотопроводимости при малых уровнях генерации определяются двумя экспоненциальными членами с показателями

$$\alpha_{1,2} = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_f} + \frac{1}{\tau_t} \right] \pm \left[\frac{1}{4} \left(\frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_f} + \frac{1}{\tau_t} \right)^2 - \frac{1}{\tau_f \tau_r} \right]^{\frac{1}{2}},$$

где

$$\tau_f = \frac{1}{A_0(n_0 + n_1) + A_t(p_0 + p_1)}$$

— время жизни захваченной дырки,

$$\tau_c = \frac{1}{A_0(n_0 + n_1)}$$

— время, необходимое для рекомбинации захваченной дырки с электроном проводимости,

$$\tau_t = \frac{1}{A_d n_{л0}} \approx \frac{1}{A_d N_d}$$

— время захвата свободной дырки и τ_r — рекомбинационное время неравновесных носителей, определяемое другим типом ловушек.

При низких температурах ²⁹

$$\alpha_1 \gg \alpha_2$$

и

$$\alpha_1 \approx \left(\frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\tau_f} + \frac{1}{\tau_t} \right) \approx \frac{1}{\tau_t} + \frac{1}{\tau_r},$$

$$\alpha_2 \approx \frac{1}{\tau_s} \approx \left(\frac{1}{\tau_i \tau_f} + \frac{1}{\tau_r \tau_t} \right) \frac{1}{\alpha_1}.$$

При предельно низких температурах

$$\tau_i \approx \frac{1}{\alpha_1} \approx \tau_t, \quad \frac{1}{\frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\tau_f}} \approx \tau_t \approx \frac{1}{A_3 n_0}. \quad (1,19)$$

Для не слишком низких температур ($A_d \gg A_3$, $A_d p_1 \gg A_3 n_0$)

$$\tau_i \approx \tau_f \left(1 + \frac{\tau_r}{\tau_t} \right) = \frac{1}{A_d p_1} (1 + A_d N_d \tau_r). \quad (1,20)$$

Выражения (1,19) и (1,20) приводят к возрастанию τ_i с понижением температуры (при этом считается ⁵, что τ_r слабо зависит от температуры), что также является доказательством существования центров прилипания (уменьшение теплового выброса носителей в зоны при понижении температуры). Заметим, что температурная зависимость рекомбинационного времени τ_r не дает возрастания при низких температурах.

Предположение Фэна о захвате только неосновных носителей было доказано в работе Хейнса и Хорнбека ³⁰, которые исследовали затухание неравновесной фотопроводимости при наличии дополнительного облучения («подсветки») и без него. Действительно, сравнивая амплитудные значения импульса неравновесной проводимости при «подсветке»:

$$\Delta \sigma_1 \approx q (\mu_n + \mu_p) p' \quad (1,21)$$

и без нее:

$$\Delta \sigma_2 = \begin{cases} q \mu_n n', & \text{если захватываются дырки,} \\ q \mu_p p', & \text{если захватываются электроны,} \end{cases} \quad (1,22)$$

можно из отношения $\frac{\Delta \sigma_1}{\Delta \sigma_2}$ определить, какой тип носителей захватывается.

Измерения, проведенные для кремния *p*-типа ³⁰, дали

$$\frac{\Delta \sigma_1}{\Delta \sigma_2} \approx 3 = \frac{\mu_n + \mu_p}{\mu_p}.$$

Такие измерения, по мнению авторов, доказывают, что в кремнии всегда захватываются неосновные носители (электроны в *p*-типе и дырки в *n*-типе).

Исследуя затухание фотопроводимости в кремнии *p*- и *n*-типов, Хейнс и Хорнбек обнаружили, что оба типа имеют целую систему ловушек с различными уровнями. При этом в кремнии *p*-типа наблюдалось неэкспоненциальное затухание фотопроводимости.

Авторы объясняют эту неэкспоненциальную зависимость наличием многократного захвата (выбрасываемые из ловушек носители, прежде чем рекомбинировать, снова захватываются, что имеет место при $\tau_r \gg \tau_i$). Этот эффект объясняет также различную величину сечений захвата неосновных носителей в *p*-типе ($S = 10^{-13} \text{ см}^2$), где есть многократный захват, и в *n*-типе ($S = 10^{-18} \text{ см}^2$), где его нет.

Анализируя температурную зависимость времени жизни захваченных носителей τ_j , авторы приходят к выводу, что, помимо захвата, на ло-

лушках с «глубокими уровнями» происходит рекомбинация (температурная зависимость $\frac{1}{\tau_i}$ изображается ломаной линией, имеющей два наклона). Поэтому вместо

$$\frac{1}{\tau_f} = A_d p_1 = S_d \cdot 2\pi m_d (kT)^2 h^{-3} \exp \left\{ -\frac{E_d - E_1}{kT} \right\}, \quad (1,23)$$

авторы вводят τ , определяемое из соотношения

$$\frac{1}{\tau} \approx \frac{1}{\tau_f} + \frac{1}{\tau_b}.$$

Утверждение авторов, что соотношение (1,23), полученное из условий детального баланса, определяет время жизни носителей в ловушках, неверно. Действительно, согласно Фэну³⁵ имеет место процесс затухания неравновесной проводимости, который описывается не уравнениями детального баланса, справедливыми в случае термодинамического равновесия, а соответствующими уравнениями кинетики. Это, как показал Фэн³⁵, приводит к иному выражению для τ_f , а именно, вместо (1,23) получим

$$\frac{1}{\tau_f} = A_d (p_0 + p_1).$$

Для нашего случая уровень Ферми расположен вблизи уровня ловушек ($E = 0,30$ эв от края валентной зоны, $E_d - E_1 \sim 0,35$ эв), т. е. $p_0 \sim p_1$, и, следовательно, этот эффект внесет значительный вклад, маскируя рекомбинацию. Поэтому все доказательства авторов относительно тройной (ударной) рекомбинации в кремнии нельзя признать надежными.

Подробный анализ электронных процессов, происходящих в полупроводниках, имеющих систему ловушек с различными уровнями, был сделан Калашниковым³⁷. Рассматривая стационарные процессы для случая, когда велика концентрация только одного типа ловушек, последний показал, что при наличии центров рекомбинации с различными энергетическими уровнями не сохраняется аддитивность рекомбинации; иначе говоря, эффективное время жизни $\tau_{н.н}^{ст}$ стационарного процесса определяется соотношением

$$\frac{1}{\tau} = \sum_j \frac{1}{\tau_j} + \xi_0,$$

где $1/\tau_j$ — вероятность рекомбинации через ловушки, имеющие j -й уровень, а ξ_0 определяет взаимное влияние ловушек различного типа друг на друга. Автор показывает, что при малой концентрации ловушек ($n' \approx p'$) вероятность рекомбинации всегда аддитивна, т. е.

$$\frac{1}{\tau} \approx \sum_j \frac{1}{\tau_j}$$

— рекомбинация носителей через каждый тип ловушек происходит независимо от присутствия остальных. Как следует из приведенного рассмотрения, появление ξ_0 вызвано тем, что степень заполнения ловушек данного типа изменяется в присутствии остальных ловушек.

В работе³⁸ были получены выражения для времен $\tau_0^{ст}$ и $\tau_d^{ст}$ в общем случае полупроводников, обладающих системой ловушек различных типов с различными уровнями энергии. Если полупроводник имеет малую концентрацию центров рекомбинации одного типа ($n_d^{(1)}, p_d^{(1)}$) и большую — центров прилипания (например, электронов — $p_d^{(2)}, n_d^{(2)}$), то выражения

для $\tau_{\text{э}}^{\text{ст}}$ и $\tau_{\text{д}}^{\text{ст}}$ принимают вид:

$$\tau_{\text{э}}^{\text{ст}} = \frac{1}{1 + \frac{n_0 p_{\text{п0}}^{(2)}}{(n_0 + p_0)(n_0 + n_1^{(2)})}} \tau_0, \quad (1,24)$$

$$\tau_{\text{д}}^{\text{ст}} = \tau_0 \frac{1 + \frac{p_{\text{п0}}^{(2)}}{n_0 + n_1^{(2)}}}{1 + \frac{n_0 p_{\text{п0}}^{(2)}}{(n_0 + p_0)(n_0 + n_1^{(2)})}}$$

(рис. 5), где выражение для τ_0 совпадает с соотношением (1,8), полученным Шокли и Ридом для малых концентраций ловушек одного типа (центров рекомбинации — $A_{\text{э}} A_{\text{д}} \neq 0$). Поэтому в рассматриваемом случае $\tau_0 = \tau_r$, т. е. рекомбинационному времени, введенному Фэном³⁵.

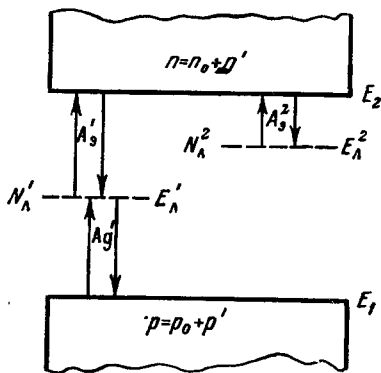


Рис. 5.

Предполагается, что время жизни стационарных процессов ($\tau^{\text{ст}}$) определяется либо из измерения стационарной фотопроводимости³⁹, либо из длины диффузии⁴⁰. Как указывалось, ряд авторов^{1, 3, 41-44} считает, что время жизни, определяемое из измерений длины диффузии, равно $\tau_{\text{н.н.}}^{\text{ст}}$. Не говоря уже о несправедливости такого предположения (времена получены для условий, исключающих диффузию), не ясно, каким временем жизни будет определяться диффузия в полупроводниках с собственной проводимостью.

Поэтому оказывается необходимым специальное исследование диффузии электронов и дырок в полупроводниках. Такой упрощенный анализ был проведен Рузбреком⁴⁵ и Гофманом³ для случая $n' = p'$, когда диффузию носителей обоих типов в полупроводниках можно рассматривать аналогично амбиполярной диффузии^{46, 47} в газах и плазме (равенство потоков и концентраций обоих типов носителей). В этом случае выражение для длины диффузии $1/K_2$ имеет вид

$$\left(\frac{1}{K_2} \right)^2 = D\tau,$$

где

$$D = \frac{D_{\text{э}} D_{\text{д}} (n_0 + p_0)}{D_{\text{э}} n_0 + D_{\text{д}} p_0} \quad (1,25)$$

— коэффициент амбиполярной диффузии, а τ — общее время жизни для электронов и дырок.

Таким образом, для случая $n' = p'$ аналогично амбиполярной диффузии, в полупроводнике происходит не независимая диффузия электронов и дырок, а диффузия пар электрон—дырка. Образующееся при движении носителей электрическое поле тормозит быстрые частицы и ускоряет медленные. Заметим, что движение электронов и дырок, рассматриваемое отдельно для каждого типа частиц, происходит как вследствие диффузии, так и под действием поля, образованного при таком движении (присутствие в выражениях для электронного и дырочного токов диффузионных и полевых членов).

Лашкарев^{48, 49}, рассматривая стационарные процессы в полупроводниках со смешанной проводимостью, показал, что диффузия электронов

и дырок определяется общей характеристической длиной («длина диффузионного смещения» $1/K_0$). При этом величина $1/K_0$ получена для общего случая при наличии в полупроводниках центров прилипания и рекомбинации в виде

$$K_0^2 = C \left(\frac{n_0}{D_n} + \frac{p_0}{D_p} \right), \quad (1,26)$$

где C — некоторая константа, определяемая из закона рекомбинации. При выводе зависимости постоянной C от параметров полупроводника автор ограничивается частным случаем. А именно, он рассматривает случай почти заполненных донорных центров и почти пустых акцепторных, т. е. когда акцепторные уровни расположены намного выше донорных. В большинстве случаев происходит как раз наоборот: доноры расположены немного ниже края зоны проводимости, а акцепторы немного выше валентной зоны, т. е. значительно ниже доноров (рис. 6).

Рассматривая одномерный случай, Лашкарев показал, что в отсутствие внешнего поля диффузия электронов и дырок определяется уравнением

$$\frac{d^2 F}{dx^2} - K_0^2 F = 0, \quad (1,27)$$

где $F = p_0 n' + p' n_0$ *).

Таким образом, автором доказано, что в полупроводниках с любой концентрацией ловушек всегда имеет место биполярная диффузия, определяемая уравнением (1,27) и характеристической длиной $1/K_0$, одинаковой для электронов и дырок. Следовательно, указывает автор, электроны и дырки должны обладать общим эффективным временем жизни, которое возможно определить из $1/K_0$, считая, что диффузия носителей в полупроводниках характеризуется общей эффективной подвижностью электронов и дырок, т. е.

$$\frac{1}{K_0} = \sqrt{\frac{kT}{q} \mu_{эфф} \tau_{эфф}}.$$

Поэтому, согласно Лашкареву, диффузия электронов и дырок в полупроводниках, в отличие от стационарных процессов Шокли и Рида², характеризуется единым временем, которое полностью определяется уравнениями кинетики и не требует привлечения дополнительного предположения о неосновных носителях.

Таким образом, существенным свойством биполярной диффузии является отсутствие переноса заряда ($I_n + I_p = 0$) и наличие градиента генерированных неравновесных пар (неравномерная генерация). Следовательно, отсутствие равенства концентраций свободных неравновесных электронов и дырок (условие амбиполярной диффузии) не означает отсутствия биполярной диффузии (диффузия неравновесных пар электрон—дырка при любых соотношениях n' и p'). Действительно, в обоих случаях

$$F = p' n_0 + n' p_0, \quad u = s p' - n',$$

где s характеризует заполнение ловушек, а u пропорционально величине объемного заряда. Переменные F и u записаны в наших обозначениях.

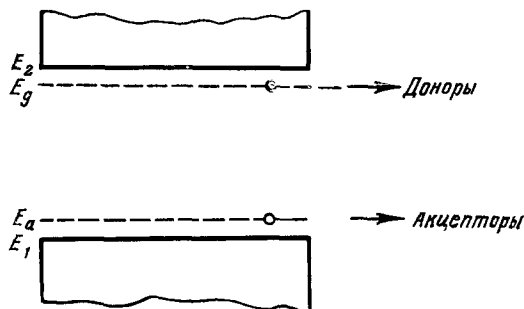


Рис. 6. $N_d \rightarrow$ Доноры, $N_a \rightarrow$ Акцепторы.

*) Распределение дырок и электронов в квазинейтральной области Лашкарев получает из системы

всегда имеет место генерация неравновесных пар в одной части полупроводника и их рекомбинация в другой. Поэтому, благодаря наличию градиента концентрации генерированных пар и отсутствию переноса заряда ($I_g + I_d = 0$), всегда происходит диффузионное движение неравновесных пар (биполярная диффузия), независимо от захвата носителей ($p' \neq n'$, $n'_d \neq 0$). Хейнсом и Хорнбеком³⁰ было экспериментально доказано, что длина диффузии в основном не меняется от присутствия центров прилипания.

Теоретическому рассмотрению влияния захвата носителей на процесс диффузии посвящена работа Джоншера⁵⁰. Проведенное последним рассмотрение уравнения непрерывности для неосновных носителей в квазинейтральной области полупроводника⁵¹ показывает, что захват носителей существенным образом влияет только на дрейфовый член $\mu_a E \frac{\partial n}{\partial x}$ (на поле E , образующееся при диффузии). Отсюда автор заключает, что наибольшее влияние захвата носителей имеет место при больших уровнях инжекции ($n' \sim n_0 + p_0$), которое выражается в увеличении длины диффузии в $\sqrt{2}$ раза. Но следует отметить, что задача решена Джоншером некорректно. Именно, он считает, что при больших уровнях инжекции длина диффузии постоянна, что согласно работе⁴⁵ не имеет места. Само понятие длины диффузии имеет смысл лишь в случае, когда она является константой, а это может быть только при малых уровнях инжекции, т. е. когда дрейфовым числом можно заведомо пренебречь (оно имеет порядок $\frac{p'}{n_0 + p_0}$)*). Поэтому, следуя Джоншеру, можно считать, что захват носителей никак не влияет на диффузию носителей в отсутствие внешнего поля.

Таким образом, анализ основных работ по неравновесным процессам приводит нас к заключению, что электронные процессы в полупроводниках не обладают одной-единственной временной характеристикой, не зависящей от условий нарушения термодинамического равновесия ($\tau_{n,n}^{ст}$). Наоборот, полупроводник, представляющий собой сложную систему, содержащую носители зарядов двух типов, а также центры локализации (ловушки) различной природы, должен обладать несколькими характеристическими временами электронных процессов. При этом в зависимости от внешних условий то или иное из этих времен становится доминирующим. К аналогичным выводам в своих последних обзорах приходят Шокли⁴³ и Бемский⁴⁴. Однако они, исходя из разделения всех неравновесных процессов на стационарные и нестационарные, считают, что $\tau_{n,n}^{ст}$ определяется из измерения длины диффузии.

Необходимо указать, что такое упрощенное разделение всех электронных процессов в полупроводниках на стационарные и нестационарные не охватывает всего многообразия этих процессов. Действительно, это разделение не учитывает процессов распространения носителей по объему полупроводника (диффузии, дрейф), вызванных неравномерной генерацией и внешним полем. Такие процессы имеют место как при стационарных, так и при нестационарных условиях.

$$*) \mu_a E \frac{\partial n}{\partial x} = \frac{D_a}{p + bn} \left(\frac{\partial p}{\partial x} - b \frac{\partial n}{\partial x} \right) \frac{\partial n}{\partial x} \sim \frac{D_a}{p_0} \left(\frac{\Delta n}{L_D} \right)^2, \text{ где } n' = \Delta n e^{-\frac{x}{L_D}}.$$

Сравнение с остальными членами уравнения непрерывности для электронов и дает величину $\frac{p'}{n_0 + p_0}$.

Поэтому правильнее разделить электронные процессы, происходящие в полупроводниках, на следующие группы:

- 1) стационарные процессы в условиях равномерной генерации (времена $\tau_d^{ст}$, $\tau_n^{ст}$) (Шокли и Рид², Гофман³, Калашников³⁷);
- 2) стационарные процессы при неравномерной генерации (биполярная диффузия, основной параметр — длина диффузии) (Лашкарев^{48,49}, Рузбрук⁴⁵);
- 3) нестационарные процессы при равномерной генерации;
- 4) нестационарные процессы при неравномерной генерации.

Рассмотрение этих процессов ставит перед нами следующие задачи:

1. Большинство авторов рассмотренных работ считает, что время жизни любых стационарных процессов определяется из измерения длины диффузии. При этом предполагается, что это время равно $\tau_{н.н.}^{ст}$, т. е. времени, которое характеризует процессы в условиях, исключающих диффузию. Следовательно, необходимо, используя рассмотрение биполярной диффузии, найти в общем случае характеристическое время, определяющее диффузию носителей в полупроводниках с системой ловушек, имеющих различные уровни.

2. Исследуя процессы затухания и нарастания концентрации неравновесных носителей в условиях равномерной генерации, большинство авторов либо вводят τ , не связанное с параметрами полупроводника, либо ограничиваются упрощенным рассмотрением частных случаев^{29,30,32,35}. Поэтому представляет интерес рассмотрение задачи о нестационарных процессах, происходящих в условиях равномерной генерации, в общем виде, а также получение характеристических времен и их детальный анализ для ряда частных случаев, которые представляют наибольший интерес, именно: а) когда полупроводник имеет ловушки только одного типа с общим уровнем энергии, б) когда полупроводник имеет ловушки многих типов, но преобладает концентрация ловушек одного типа, а концентрации остальных типов малы, в) когда малы все концентрации ловушек, содержащихся в полупроводнике.

3. Как указывалось, наибольший интерес представляет изучение неравновесных процессов при малых уровнях генерации, когда времена жизни являются константами, характеризующими полупроводник (мономолекулярная рекомбинация). Однако исследование зависимости времени жизни от концентрации неравновесных носителей дает возможность определить различные схемы рекомбинации (мономолекулярная, бимолекулярная и др.). Поэтому представляет интерес получить в общем виде закон затухания концентрации неравновесных носителей в полупроводниках, посредством которого и определяется $\tau(n')$. Строгое решение указанных задач было дано в работах^{25,36,38,52}. Эти задачи и составляют основное содержание второй и третьей глав настоящего обзора.

2. ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИЕ ВРЕМЕНА, ОПРЕДЕЛЯЕМЫЕ ИЗ ДЛИНЫ ДИФфуЗИИ

Рассмотренные в работах^{2,3} условия равномерной и стационарной генерации в действительности не выполняются. Почти всегда в условиях стационарного режима осуществляется генерация, неравномерная по объему полупроводника (например, образование неравновесных носителей светом). Основным параметром электронных процессов в этом случае является длина диффузии и связанные с ней характеристические времена.

Уравнения кинетики, описывающие эти процессы, имеют вид (см. ⁵²):

$$\left. \begin{aligned} G &= \sum_{j=1}^{j=m} (A_{\text{э}}^j p_{\text{л}}^j n - B_{\text{э}}^j n_{\text{л}}^j) - \frac{1}{q} \operatorname{div} \mathbf{I}_{\text{э}}, \\ G &= \sum_{j=1}^{j=m} (A_{\text{д}}^j n_{\text{л}}^j p - B_{\text{д}}^j p_{\text{л}}^j) + \frac{1}{q} \operatorname{div} \mathbf{I}_{\text{д}}, \end{aligned} \right\} \quad (2,1a)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{q} \mathbf{I}_{\text{э}} &= \mu_{\text{э}} n \mathbf{E} + D_{\text{э}} \operatorname{grad} n, \\ \frac{1}{q} \mathbf{I}_{\text{д}} &= \mu_{\text{д}} p \mathbf{E} - D_{\text{д}} \operatorname{grad} p, \end{aligned} \right\} \quad (2,1б)$$

$$\left. \begin{aligned} p_{\text{л}}^j + n_{\text{л}}^j &= N_{\text{л}}^j, \\ A_{\text{э}}^j p_{\text{л}}^j n - B_{\text{э}}^j n_{\text{л}}^j &= A_{\text{д}}^j n_{\text{л}}^j p - B_{\text{д}}^j p_{\text{л}}^j, \\ j &= 1, 2, \dots, m, \end{aligned} \right\} \quad (2,1в)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{4\pi q}{\varepsilon} \left(p - n - \sum_{j=1}^{j=m} n_{\text{л}}^j + \sum_{i=1}^{i=l} N_{\text{л}}^i \right). \quad (2,1г)$$

Здесь

$$B_{\text{э}}^j = A_{\text{э}}^j n_1^j \text{ и } B_{\text{д}}^j = A_{\text{д}}^j p_1^j$$

— постоянные теплового выброса электронов и дырок из ловушек (см. рис. 1), $A_{\text{э}}^j$, $A_{\text{д}}^j$ — коэффициенты захвата электронов и дырок, $N_{\text{л}}^j$ — полная концентрация ловушек, $p_{\text{л}}^j$ и $n_{\text{л}}^j$ — концентрация пустых и заполненных ловушек. Верхний индекс j , который имеют все перечисленные величины, указывает тип ловушек (все ловушки j -го типа имеют общий уровень энергии $E_{\text{л}}^j$); n_1^j и p_1^j выражаются формулами (1,6); $\mathbf{I}_{\text{э}}$, $\mathbf{I}_{\text{д}}$ — плотности электронного и дырочного токов; $\mu_{\text{э}}$, $D_{\text{э}}$, $\mu_{\text{д}}$, $D_{\text{д}}$ — подвижности и коэффициенты диффузии электронов и дырок, $\mathbf{E}$ — напряженность электрического поля внутри полупроводника, ε — диэлектрическая проницаемость, q — абсолютное значение величины заряда электрона, G — скорость (уровень) генерации неравновесных пар, $N_{\text{л}}^i$ — концентрация доноров i -го типа (имеющих уровень энергии $E_{\text{д}}^i$).

Разрешая систему (1,1) относительно концентрации неравновесных носителей n' и p' ($n = n_0 + n'$, $p = p_0 + p'$, $n_{\text{л}}^j = n_{\text{л}0}^j + n_{\text{л}}^j$ и т. д.), проводя линеаризацию*) и переходя к переменным:

$$\xi = \frac{p' n_0 + n' p_0}{n_0 + p_0}, \quad (2,2a)$$

$$\eta = \frac{kT}{q} \frac{\mu_{\text{э}} n' - \mu_{\text{д}} p'}{\mu_{\text{э}} n_0 + \mu_{\text{д}} p_0}, \quad (2,2б)$$

*) Линеаризация возможна: 1) при концентрации неравновесных носителей, малой по сравнению с концентрацией основных равновесных носителей:

$$n' \ll n_0 + p_0, \quad p' \ll n_0 + p_0;$$

2) при малом объемном заряде —

$$\left| \frac{Q}{q} \right| = \left| \left(1 + \sum_{j=1}^{j=m} \frac{\tau_{n_0}^j n_{\text{л}0}^j}{(n_0 + p_0) \tau_0^j} \right) p' - \left(1 + \sum_{j=1}^{j=m} \frac{\tau_{p_0}^j p_{\text{л}0}^j}{(n_0 + p_0) \tau_0^j} \right) n' \right| \ll n_0 + p_0.$$

преобразуем уравнения (1,1) к системе

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 \xi - k_2^2 \xi &= -\frac{G}{D}, \\ \nabla^2 \eta - k_1^2 \eta &= -M_1^2 \xi, \end{aligned} \right\} \quad (2,3)$$

с краевыми условиями

$$\left. \frac{\partial \xi}{\partial N} \right|_{\sigma} = -\alpha_0 \xi|_{\sigma}, \quad \left. \frac{\partial \eta}{\partial N} \right|_{\sigma} = 0, \quad (2,4)$$

где $\frac{1}{k_1}$ и $\frac{1}{k_2}$ — длины: дебаевская и диффузии, причем

$$k_2^2 = \frac{D_3 n_0 + D_4 p_0}{D_3 D_4 (n_0 + p_0)} \frac{1}{\tau_0} = \frac{1}{D \tau_0} = \frac{1}{D_3 \tau_3} = \frac{1}{D_4 \tau_4}, \quad (2,5)$$

и D — коэффициент амбиполярной диффузии ($n' = p'$), введенный Рузбечком⁴⁵. $\alpha_0 = S/D$, где S — скорость поверхностной рекомбинации неравновесных пар, M_1^2 — постоянная, имеющая размерность заряда и зависящая от концентрации ловушек. Наконец, $\frac{\partial}{\partial N}$ означает дифференцирование в направлении внешней нормали граничной поверхности σ . Время τ выражается соотношением:

$$\frac{1}{\tau_0} = \sum_{j=1}^{j=m} \frac{1}{\tau_{0j}} = \sum_{j=1}^{j=m} A_3^j A_4^j \frac{p_{j0}^j (p_0 + p_1^j) + n_{j0}^j (n_0 + n_1^j)}{A_4^j (p_0 + p_1^j) + A_3^j (n_0 + n_1^j)}. \quad (2,6)$$

Заметим, что время τ_0^j совпадает с формулой Шокли и Рида, полученной для частного случая малой концентрации ловушек одного типа (соотношение (1,8)).

Как показано в работах^{38, 52}, переменная ξ является эффективной концентрацией неравновесных пар, а η — некоторым потенциалом, определяющим поле биполярной диффузии $\nabla \eta$.

Таким образом, кинетика стационарных процессов при неравномерной генерации описывается двумя уравнениями (система (2,3)). Первое из них выражает процессы диффузии рекомбинации и генерации неравновесных пар, а второе — процессы образования и релаксации объемного заряда.

Решение этой системы в случае одномерной задачи (полубесконечный образец) для полупроводника, облучаемого видимым светом ($\lambda \gg k_2$, $G = G_0 e^{-\lambda x}$, $k_1 \gg k_2$ ⁵³ *), в квазинейтральной области⁵¹ имеет вид:

$$\begin{aligned} \xi &= G_0 \tau_0 \frac{k_2^2}{\lambda^2} \frac{\lambda + \alpha_0}{k_2 + \alpha_0} e^{-k_2 x} = G_{3\text{фф}} \tau_0, \\ \eta &\approx \frac{kT}{q} G_0 \frac{\mu_3 \tau_3^{\text{CT}} - \mu_4 \tau_4^{\text{CT}}}{\mu_3 n_0 + \mu_4 p_0} \frac{k_2^2}{\lambda^2} \frac{\lambda + \alpha_0}{k_2 + \alpha_0} e^{-k_2 x} = \frac{kT}{q} G_{3\text{фф}} \frac{\mu_3 \tau_3^{\text{CT}} - \mu_4 \tau_4^{\text{CT}}}{\mu_3 n_0 + \mu_4 p_0}, \quad (2,7) \\ p' &\approx G_{3\text{фф}} \tau_4^{\text{CT}}, \quad n' \approx G_{3\text{фф}} \tau_3^{\text{CT}}, \end{aligned}$$

где λ — коэффициент поглощения света.

*) Неравенство $k_1 \gg k_2$ (длина диффузии много больше дебаевской длины) означает пренебрежение областью пространственного заряда⁵¹, образуемого вблизи освещенной поверхности. Согласно⁵⁴ $\frac{1}{k_1} \ll 7 \cdot 10^{-5}$ см, что дает нижний предел значе-
ний $\tau \left(k_2 \leq \frac{k_1}{10} \right)$, равный 10^{-9} сек.

Рассмотрение решений (2,7) показывает, что наряду с процессами, характеризуемыми временами $\tau_a^{\text{ст}}$ и $\tau_d^{\text{ст}}$, имеет место биполярная диффузия, что выражается в экспоненциальной зависимости $G_{\text{эфф}}$ от толщины образца. В фотоэлектрическом методе измерения времени жизни ⁴⁰ как раз и определяется из измерения $G_{\text{эфф}}(x)$ пробег поглощения неравновесной пары $1/k_2$, являющейся общей длиной диффузии электронов и дырок. Вследствие стационарности неравновесных процессов захват носителей ($n'_d \neq 0$) не влияет на биполярную диффузию. Это выражается в том, что основной ее параметр — пробег поглощения неравновесной пары $1/k^2 = \sqrt{D\tau}$ — не зависит явно *) от наличия и состояния центров прилипания ($A_a^i A_d^i = 0$). Следовательно, время жизни τ_0 , определяемое из измерения длины диффузии, не зависит от наличия и состояния в полупроводниках центров прилипания.

Неравномерная генерация вызывает движение (диффузию) носителей, вследствие которого образуется объемный заряд. Величина этого заряда достигает максимального значения вблизи поверхности на расстояниях порядка дебаевской длины. На больших глубинах она становится малой (квазинейтральная область) ⁵¹, а именно, в этом случае

$$\left| \frac{Q}{qn'} \right| \leq \frac{\tau^{\text{рел}}}{\tau_a} \ll 1, \quad (2,8)$$

где

$$\tau^{\text{рел}} = \frac{\varepsilon}{4\pi q (\mu_a n_0 + \mu_d p_0)},$$

а τ_a и τ_d определяются соотношениями (2,5). Величина объемного заряда сравнивается с наибольшей концентрацией неравновесных носителей и соответствующим временем из τ_a , τ_d . Из выражений для объемного заряда **)

$$Q = G_{\text{эфф}} \tau^{\text{рел}} \left(\frac{\tau_a^{\text{ст}}}{\tau_a} - \frac{\tau_d^{\text{ст}}}{\tau_d} \right) = G_{\text{эфф}} \tau_d^{\text{рел}} \left(1 - \frac{\tau_d^{\text{ст}}}{\tau_d} \right) = G_{\text{эфф}} \tau_a^{\text{рел}} \left(1 - \frac{\tau_a^{\text{ст}}}{\tau_a} \right) \quad (2,9)$$

следует, что при

$$\left. \begin{aligned} \tau_a^{\text{ст}} &= \tau_a, \\ \tau_d^{\text{ст}} &= \tau_d \end{aligned} \right\} \quad (2,10)$$

полупроводник в любой точке нейтрален. В этом случае диффузионные потоки электронов и дырок оказываются равными (электроны, которые быстрее движутся, больше захватываются, тогда как дырки, движущиеся медленнее, захватываются меньше).

При произвольном заполнении ловушек (соотношения (2,10) не выполняются) образующийся объемный заряд поддерживает биполярную диффузию; равенство потоков электронов и дырок $\frac{1}{q} |I_a| = \frac{1}{q} |I_d|$ сохраняется благодаря появлению токов проводимости. Образующееся поле $\nabla \eta$

*) При больших концентрациях ловушек изменяются величины подвижностей μ_a , μ_d вследствие добавочного рассеяния на этих центрах.

**) Соотношения (2,10) получаются из выражений для объемного заряда $\frac{Q}{q} = -\frac{\varepsilon}{4\pi q} \frac{d^2 \eta}{dx^2}$ и тождества

$$\frac{n_0 \tau_d^{\text{ст}} + p_0 \tau_a^{\text{ст}}}{(n_0 + p_0) \tau_0} = \frac{n_0 \tau_d + p_0 \tau_a}{(n_0 + p_0) \tau_0} = 1.$$

тормозит быстрые и слабо захватываемые носители и ускоряет медленные сильно захватываемые ловушками носители. Захват носителей ловушками настолько сильно влияет на величину поля, что может даже изменить его знак, так как изменяются времена $\tau_{\text{э}}^{\text{ст}}$ и $\tau_{\text{д}}^{\text{ст}}$. Но в то же время заметим, что поле $\nabla\eta$, создаваемое движением неравновесных электронов и дырок относительно друг друга, настолько мало, что не изменяет биполярную диффузию на всей глубине полупроводника (см. систему (2,3)).

Таким образом, в общем случае полупроводников, имеющих систему ловушек различных типов, стационарные процессы определяются как временами $\tau_{\text{э}}^{\text{ст}}$, $\tau_{\text{д}}^{\text{ст}}$, так и временем τ_0 , которое не зависит от концентрации центров прилипания. При этом $\tau_{\text{э}}^{\text{ст}}$, $\tau_{\text{д}}^{\text{ст}}$ могут быть определены из измерения фотоэ. д. с. (напряжения дэмбер-эффекта $^{55} - \eta|_{x=0}$) и неравновесной проводимости образца (если известны $\mu_{\text{э}}$, $\mu_{\text{д}}$ и G_0). Время τ_0 вычисляется из измерения длины диффузии.

Времена $\tau_{\text{э}}$, $\tau_{\text{д}}$ определяют условия, при выполнении которых в случае неравномерной генерации полупроводник остается в каждой точке нейтральным.

3. НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ

Как показано в работе ³⁸, система уравнений кинетики, описывающая нестационарные электронные процессы, происходящие при равномерной генерации неравновесных носителей, в общем случае полупроводника, имеющего систему ловушек различного типа, записывается в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= G - (np - n_0 p_0) \sum_{j=1}^{j=m} \frac{A_{\text{э}}^j A_{\text{д}}^j N_{\text{л}}^j}{A_{\text{э}}^j (n_0 + n_1^j) + A_{\text{д}}^j (p_0 + p_1^j)} - \\ &\quad - \sum_{j=1}^{j=m} \frac{A_{\text{э}}^j (n_0 + n_1^j) \frac{dn_{\text{л}}^j}{dt}}{A_{\text{э}}^j (n_0 + n_1^j) + A_{\text{д}}^j (p_0 + p_1^j)}, \\ \frac{dp}{dt} &= G - (np - n_0 p_0) \sum_{j=1}^{j=m} \frac{A_{\text{э}}^j A_{\text{д}}^j N_{\text{л}}^j}{A_{\text{э}}^j (n_0 + n_1^j) + A_{\text{д}}^j (p_0 + p_1^j)} - \\ &\quad - \sum_{j=1}^{j=m} \frac{A_{\text{д}}^j (p_0 + p_1^j) \frac{dp_{\text{л}}^j}{dt}}{A_{\text{э}}^j (n_0 + n_1^j) + A_{\text{д}}^j (p_0 + p_1^j)}, \end{aligned} \right\} \quad (3,1a)$$

$$\left. \begin{aligned} p_{\text{л}}^j + n_{\text{л}}^j &= N_{\text{л}}^j, \\ \frac{dn_{\text{л}}^j}{dt} &= (A_{\text{э}}^j p_{\text{л}}^j n - A_{\text{э}}^j n_{\text{л}}^j n_{\text{л}}^j) - (A_{\text{д}}^j n_{\text{л}}^j p - A_{\text{д}}^j p_{\text{л}}^j p_{\text{л}}^j), \\ f &= 1, 2, \dots, m; \end{aligned} \right\} \quad (3,1б)$$

$$p - n = \sum_{j=1}^{j=m} n_{\text{л}}^j - \sum_{i=1}^{i=k} N_{\text{д}}^i. \quad (3,1в)$$

Разбивая все концентрации на равновесную и неравновесную части ($n = n_0 + n'$, $p = p_0 + p'$, $n_{\text{л}}^j = n_{\text{л}0}^j + n_{\text{л}1}^j$ и т. д.) и отбрасывая члены, квадратичные относительно неравновесных концентраций, приходим к системе, линейной относительно n' , p' и $n_{\text{л}1}^j$.

Рассмотрим наиболее важные частные случаи решений такой линейаризованной системы.

Пусть у нас концентрации $N_{\text{л}}^j$ ловушек всех типов малы, за исключением одного ($j=1$). Тогда при $\tau_1 \ll \tau_2$ решение системы для затухания концентрации неравновесных носителей ($G=0$), при начальных условиях, соответствующих стационарному режиму, имеет вид

$$\left. \begin{aligned} n' &= G\tau_1 e^{-\frac{t}{\tau_1}} + G(\tau_9^{\text{ст}} - \tau_1) e^{-\frac{t}{\tau_2}}, \\ p' &= G\tau_1 e^{-\frac{t}{\tau_1}} + G(\tau_{\text{д}}^{\text{ст}} - \tau_1) e^{-\frac{t}{\tau_2}}, \\ n'_{\text{л}1} &= -p'_{\text{л}1} = G(\tau_{\text{д}}^{\text{ст}} - \tau_9^{\text{ст}}) e^{-\frac{t}{\tau_2^*}}. \end{aligned} \right\} \quad (3,2)$$

Полученное решение содержит четыре временных параметра. Два из них: $\tau_9^{\text{ст}}$ и $\tau_{\text{д}}^{\text{ст}}$ — характеризуют стационарные процессы, происходящие при равномерной генерации. Два других временных параметра равны

$$\frac{1}{\tau_1} = A_9^1 p_{\text{л}0}^1 + A_{\text{д}}^1 n_{\text{л}0}^1 + A_9^1 (n_0 + n_1^1) + A_{\text{д}}^1 (p_0 + p_1^1) + \frac{1}{\tau_0^*}, \quad (3,3)$$

$$\frac{1}{\tau_2} = \frac{1}{\tau_0} \frac{A_9^1 (n_0 + n_1^1) + A_{\text{д}}^1 (p_0 + p_1^1) + \frac{A_9^1 p_{\text{л}0}^1 n_0 + A_{\text{д}}^1 n_{\text{л}0}^1 p_0}{n_0 + p_0}}{\frac{1}{\tau_0^*} + A_9^1 (n_0 + n_1^1) + A_{\text{д}}^1 (p_0 + p_1^1) + A_9^1 p_{\text{л}0}^1 + A_{\text{д}}^1 n_{\text{л}0}^1}, \quad (3,4)$$

где

$$\frac{1}{\tau_0^*} = \sum_{\substack{j=2 \\ j \neq 1}}^{j=m} \frac{1}{\tau_0^j}$$

и суммирование идет по всем типам ловушек, исключая первый. Если захватывающие ловушки (A_9^1 , $A_{\text{д}}^1$, $N_{\text{л}}^1$) настолько активны, что в знаменателе (3,4) можно пренебречь $1/\tau_0^*$, то приведенные выражения для τ_1 и τ_2 полностью совпадают с аналогичными формулами, полученными для случая, когда полупроводник имеет ловушки только одного типа²⁵. Однако τ_0 , входящее в указанные соотношения, имеет различный смысл. В соотношении (3,4) τ_0 определяется рекомбинацией через все центры. Поэтому наряду с центрами рекомбинации ($A_9^j A_{\text{д}}^j \neq 0$) в полупроводнике возможно присутствие центров прилипания ($A_9^j A_{\text{д}}^j = 0$), которые могут быть захватывающими центрами (эти центры не дадут вклада в τ_0). Для полупроводника, который имеет ловушки только одного типа, это не имеет места. Проведенный в работе³⁸ анализ показывает, что при больших концентрациях захватывающих ловушек время релаксации неравновесного избытка τ_2 (большее время) оказывается меньше времени жизни носителей в ловушках τ_f ³⁵. По этой причине после исчезновения избытка n' , p' термодинамическое равновесие устанавливается не сразу, а после восстановления концентрации неосновных равновесных носителей, захваченных ловушками, которое происходит за время $\tau_f \gg \tau_2$.

Таким образом, в случае больших концентраций центров прилипания при импульсном облучении полупроводника видимым светом

*) Концентрацией неравновесных носителей $n'_{\text{л}j}$, захваченных ловушками остальных типов $N_{\text{л}}^j$ ($j \neq 1$), можно пренебречь.

должно иметь место уменьшение проводимости (отрицательная фотопроводимость⁵⁶).

Если концентрации всех типов ловушек малы, то, как показано в работах^{25, 38},

$$\left. \begin{aligned} \tau_d^{CT} &\approx \tau_3^{CT} \approx \tau_0 \approx \tau_2 \\ n' &\approx p' \approx G\tau_0 e^{-\frac{E_g}{kT}} \end{aligned} \right\} \quad (3,5)$$

т. е. существует единое время жизни для электронов и дырок.

Наименьшее время, $\tau_1^{25,38}$, является временем установления квазистационарного режима затухания⁵⁷, а наибольшее, τ_2 , — временем релаксации генерированного избытка n' и p' . Это время существенно зависит от наличия в полупроводнике центров прилипания. Такое время и измеряется в эксперименте, например, при измерении времени жизни импульсным методом⁵⁸. Нестационарные процессы, происходящие при равномерной генерации, реализуются во всех случаях, когда имеет место затухание или нарастание концентрации неравновесных носителей и можно пренебречь диффузионным движением последних в полупроводнике.

Поэтому, как видно из формулы (3,4), все методики, использующие затухание концентрации неравновесных носителей в полупроводниках, дают время жизни, существенно зависящее от наличия и состояния в полупроводнике центров прилипания.

Для случая малых концентраций ловушек одного типа ($n' \approx p'$) система (3,4) дает закон затухания³⁶

$$\exp \left\{ -\frac{t}{\tau_{p_0} + \tau_{n_0}} \right\} = \frac{n'}{\Delta n} \left(\frac{1 + \frac{n_0 + p_0}{n'}}{1 + \frac{n_0 + p_0}{\Delta n}} \right)^{1 - \frac{\tau_0}{\tau_{p_0} + \tau_{n_0}}}, \quad (3,6)$$

справедливый для любых уровней генерации. Здесь $\Delta n = n'|_{t=0}$.

В некоторых интервалах изменения концентрации неравновесных носителей доминируют простые кинетические схемы рекомбинации, что приводит к аппроксимации закона затухания (3,6) экспонентой, гиперболой или линейной функцией. Наряду с хорошо изученными мономолекулярной ($\tau = \text{const}$) и бимолекулярной ($\tau = A/n'$) схемами рекомбинации в полупроводниках имеет место режим постоянной скорости рекомбинации, которая соответствует времени жизни, пропорциональному концентрации неравновесных носителей: $\tau = A n'$. Рекомбинация по такой схеме происходит при низких температурах в полупроводниках, у которых сечение захвата неосновных носителей намного больше сечения основных. При определенных соотношениях констант и температуры, выражаемых равенством $\tau_0 = \tau_{p_0} + \tau_{n_0}$, затухание концентрации неравновесных носителей на всем своем протяжении происходит по мономолекулярной схеме.

Этим мы заканчиваем анализ характеристических времен основных электронных процессов в полупроводниках. Перейдем теперь к рассмотрению различных экспериментальных методов определения этих времен.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ

Следует указать, что при различных методах измерения времени жизни должны в общем случае определяться различные характеристические времена. Иначе говоря, время жизни τ , измеренное на одном и том же образце полупроводника различными методами, будет иметь различную

величину. Поэтому методы измерения τ , в зависимости от того, каким неравновесным процессам они соответствуют, разбиваются на следующие группы:

1. Методы, основанные на использовании стационарных процессов, возникающих в полупроводниках при равномерной генерации неравновесных носителей (например, определение τ из измерения стационарной фотопроводимости). Этими методами измеряются $\tau_{\text{э}}^{\text{ст}}$ и $\tau_{\text{д}}^{\text{ст}}$.

2. Использование процессов стационарной диффузии для измерения времени жизни τ_0 — характеристического времени стационарных процессов при неравномерной генерации.

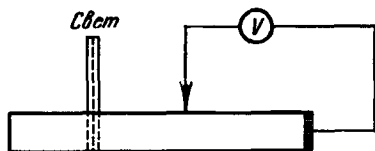


Рис. 7.

3. Методы определения времен жизни нестационарных процессов, происходящих при равномерной генерации неравновесных носителей в объеме полупроводника, — констант затухания и нарастания концентрации неравновесных носителей (время τ_2).

4. Методы, в которых для определения времени жизни используются нестационарные процессы в условиях неравномерной генерации. К ним относятся все методы, в которых используется дрейф инжектированных носителей, и ряд других.

Простейшим методом определения времени жизни из измерения длины диффузии (процессы второй группы; время τ_0) является фотоэлектри-

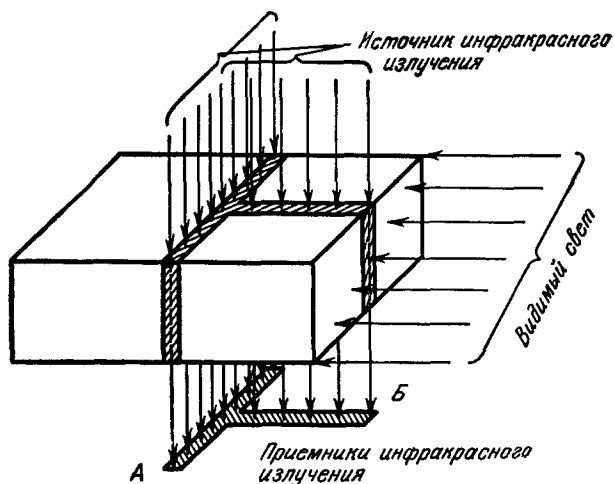


Рис. 8.

ческий метод, где длина диффузии неравновесных носителей, создаваемых в полупроводнике светом, находится из измерения распределения по глубине полупроводника, либо фотоэ.д.с.^{59,60,61}, либо фотопроводимости⁴⁰ (рис. 7). В обоих случаях результаты измерений искажаются вследствие влияния металлических контактов.

Харрик^{62,63} разработал вариант бесконтактного фотоэлектрического метода. Для этого он использовал изменение прозрачности германия в инфракрасной области спектра^{64,65}, вносимое рассеянием света на свободных носителях. Поэтому измерение распределения прозрачности вдоль образца дает нам распределение неравновесных носителей в объеме полупроводника, т. е. длину диффузии (рис. 8), не создавая никаких искаже-

ний, вносимых контактными зондами. Автором показано, что при измерении прозрачности перпендикулярно к направлению диффузии (изменение прозрачности в направлении диффузии — приемник *A*) определяется время жизни объемной рекомбинации (поверхностная рекомбинация в этом случае не играет существенной роли), тогда как из измерений прозрачности вдоль направления диффузии носителей (приемник *B*) можно найти скорость поверхностной рекомбинации на боковых гранях образца. Таким образом, бесконтактный фотоэлектрический метод позволяет провести раздельное определение⁶³ объемного времени жизни и скорости поверхностной рекомбинации *S*.

Другими модификациями фотоэлектрического метода являются методы, в которых измеряются величины, зависящие от длины диффузии. К таким методам относится определение времени жизни из измерения по-

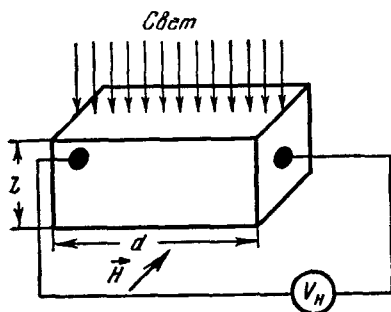


Рис. 9.

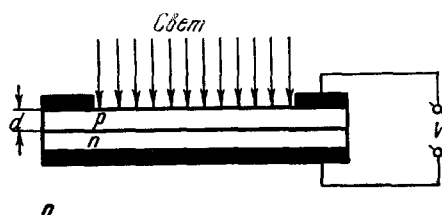


Рис. 10.

перечного напряжения V_H фотогальваномагнитного эффекта Кикоина—Носкова⁶⁶⁻⁷⁰ (рис. 9)

$$V_H \approx \frac{c_3 + c_4}{\mu_3 n_0 + \mu_4 p_0} G \sqrt{D\tau} \frac{d}{l}, \quad (4.1)$$

где c_3 и c_4 — углы Холла для электронов и дырок, соответственно равные

$$c_3 = \frac{\mu_{3H} B}{c}, \quad c_4 = \frac{\mu_{4H} B}{c},$$

μ_{3H} , μ_{4H} — подвижности эффекта Холла электронов и дырок, B — магнитная индукция, l — ширина и d — толщина образца.

Интересная модификация фотоэлектрического метода была предложена Смирновым⁷¹. Им была разработана методика определения времени жизни по измерению коэффициента собирания α *) у фотоэлемента с плоским $p-n$ -переходом. При малых скоростях поверхностной рекомбинации и малых длинах диффузии L_D ($d/L_D \gg 2$)

$$\alpha = 2e \frac{d}{L_D},$$

где d — расстояние между освещаемой поверхностью и $p-n$ -переходом (рис. 10). Заметим, что таким методом можно измерять времена порядка 10^{-8} сек (нижний предел определяется возможностью регистрации малых токов).

Времена жизни стационарных процессов при равномерной генерации ($\tau_d^{ст}$, $\tau_3^{ст}$) измеряются непосредственно из величины стационарной

*) α — отношение числа носителей, участвующих в токе короткого замыкания, к числу носителей, создаваемых светом вблизи освещенной поверхности.

фотопроводимости образца

$$\Delta\sigma = q(\mu_3\tau_3^{\text{ст}} + \mu_d\tau_d^{\text{ст}}) G_{\text{эфф}} \frac{W}{l^2} \approx q(\mu_3 + \mu_d) G_0 \tau \frac{W}{l^2} \quad (4,2)$$

(если концентрация ловушек мала), где W — объем полупроводника, l — длина образца.

В работе ⁷² была детально разработана подобная методика и получены более точные формулы, в которых учитывается влияние поверхностной рекомбинации:

$$\tau_{\text{эфф}} = \frac{n'}{G} = \tau \left(1 - \frac{SL_d}{D + SL_d} e^{-Z_0/L_d} \right).$$

Здесь Z_0 — толщина образца, L_d — длина диффузии неравновесных дырок (неосновных носителей), S — скорость поверхностной рекомбинации.

Необходимо отметить, что методом стационарной фотопроводимости можно также измерять малые времена, что невозможно обычным фотоэлектрическим методом вследствие неоднородностей в объеме полупроводника (как показал Лашкарев ⁵⁹, для использования фотоэлектрического метода необходимо, чтобы длина диффузии была много больше размеров коллекторной области, что дает длины больше $4 \cdot 10^{-3}$ см или времена, превышающие $2,5 \cdot 10^{-7}$ сек). Метод стационарной фотопроводимости имеет тот недостаток, что он применим либо при условии $n' = p'$, либо когда один из типов носителей почти полностью захватывается ($p' \gg n'$ или $n' \gg p'$). В общем виде задача становится неопределенной, ибо

$$\Delta\sigma = qG(\mu_3\tau_3^{\text{ст}} + \mu_d\tau_d^{\text{ст}}) \frac{W}{l^2} *$$

(т. е. имеется одно соотношение для определения двух величин $\tau_3^{\text{ст}}$, $\tau_d^{\text{ст}}$). Заканчивая рассмотрение методик исследования стационарных процессов (первая и вторая группа), укажем, что во всех этих методиках в действительности для удобства измерений используются нестационарные процессы, так как генерация носителей модулируется. Но ввиду того, что продолжительность импульса генерации выбирается много большей любого из характеристических времен, можно считать, что в течение одного импульса устанавливается стационарное состояние.

Следует также отметить, что в методе, использующем движение светящегося пятна, предложенном Адамом ⁷³ (см. рис. 7) времена стационарных процессов (точнее, время τ_0) в общем случае не измеряются. В самом деле, идея метода состоит в том, что при движении светящейся щели мгновенное распределение неравновесной проводимости (характеристические длины L_1 , L_2) становится несимметричным по обе стороны щели, благодаря чему становится возможным определение как коэффициента диффузии D , так и времени жизни τ . Полученные автором формулы:

$$\tau = \frac{L_1 - L_2}{v}, \quad D = \frac{v}{\frac{1}{L_2} - \frac{1}{L_1}},$$

где v — скорость движения светового пятна (щели), справедливы только при предположении, что время установления квазистационарного распределения свободных электронов и дырок мало по сравнению с временем жизни. Заметим, что это всегда выполняется только при $n' \approx p'$. Укажем,

*) При этом предполагается, что имеет место равномерная генерация неравновесных носителей по всему объему полупроводника, т. е. толщина образца должна быть мала по сравнению с $1/\lambda$ (глубиной проникновения света) или $G = \text{const} = G_{\text{эфф}}$.

однако, что если при большой концентрации ловушек время $\tau_i = 1/A_0 p_{n0}^*$), являющееся временем установления квазистационарного состояния, много меньше времени жизни $\tau = \tau_i$, определяемого из длины диффузии, и, кроме того, время прохождения щели по всей длине полупроводника t_n много меньше времени жизни носителей в ловушках τ_j , то приведенные формулы для D и τ также применимы. Действительно, переход от стационарного режима к квазистационарному осуществляется за время $\tau_i = 1/A_0 p_{n0}$. За это время в данном элементе объема устанавливается неравновесное заполнение ловушек, изменение которого определяется временем $\tau_i \gg \tau_i$. Если в этом случае $\tau_j \gg \tau \gg \tau_i$, то при движении щели со скоростью порядка скорости диффузионного расплывания $v_D = \frac{V \overline{D\tau}}{\tau}$ в каждом элементе объема полупроводника успеет установиться квазистационарный режим, т. е. мгновенное распределение носителей во всем объеме. Вследствие ма-

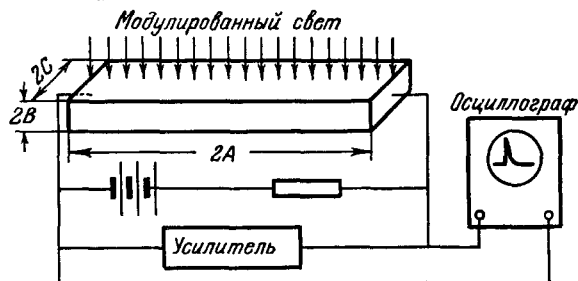


Рис. 11.

лости времени t_n по сравнению с временем жизни носителей в ловушках τ_j , захват носителей не изменит этого распределения, т. е., аналогично стационарным процессам, не будет влиять на диффузию носителей (установление мгновенного распределения происходит значительно быстрее, чем диффузионное расплывание, которое в свою очередь происходит также намного быстрее, чем выброс носителей из ловушек; $t_n \ll \tau_j$). В работе³⁰ как раз и рассматривается аналогичный случай для кремния ($\tau_i \approx 10^{-7}$ сек, $\tau_j \approx 10^{-3}$ сек, $\tau \sim 10^{-5}$ сек, $t_n \sim 10^{-4}$ сек).

Измерение характеристических времен нестационарных процессов (время τ_2) в простейшем случае осуществляется в импульсном методе⁵⁸. В этом методе неравновесные носители инжектируются в образец внешним полем. Время протягивания носителей по всему объему (продолжительность инжектирующего импульса T_n) должно быть много меньше времени жизни. После прекращения импульса (установления равномерного распределения) затухание неравновесной проводимости происходит только вследствие рекомбинации и захвата, что определяется временем τ_2 . Видоизменением импульсного метода является определение времени жизни по затуханию фотопроводимости, создаваемой проникающим излучением (например, инфракрасным³⁰).

Большая группа методов осуществляется в условиях нестационарной и неравномерной генерации. К таким методам относится, например, определение времени жизни по затуханию фотопроводимости при наличии обычной поверхности генерации неравновесных пар⁷⁴. В этой работе рассматривается случай, когда в полупроводнике нет ловушек ($n' \approx p'$), и учитывается, как влияние поля E (наличие электрического тока), так и наличие поверхностной рекомбинации. В простейшем случае (рис. 11)

*) В рассматриваемом случае полупроводник имеет центры прилипания, захватывающие электроны.

выражение для постоянной затухания совпадает с известной формулой Шокли¹:

$$\gamma_0 \cong \frac{1}{\tau} + S \left(\frac{1}{B} + \frac{1}{C} \right) + \frac{\pi^2 D}{A^2} \approx \frac{1}{\tau} + S \left(\frac{1}{A} + \frac{1}{C} \right),$$

так как $A \gg B$, $A \gg C$. Таким образом, учет неравномерной генерации в нестационарных процессах дает увеличение затухания за счет поглощения носителей гранями полупроводника (поверхностная рекомбинация).

Другой метод, где осуществляются рассматриваемые процессы, был предложен Мэни⁷⁵. В этом методе неравновесная проводимость создается посредством импульса напряжения, приложенного к контактам образца.

Но в отличие от импульсного метода⁵⁸, здесь продолжительность инжектирующего импульса выбирается намного больше времени жизни ($T_n \gg \tau$). Несложные расчеты приводят к следующему соотношению для определения времени жизни:

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma} = \frac{(b+1) \gamma I \tau}{q (b n_0 + p_0) \mu_d} (1 - e^{-l/\tau}), \quad (4,3)$$

где σ — проводимость образца при отсутствии инжектирующего импульса тока I , $\Delta \sigma$ — избыточная (неравновесная) проводимость, создаваемая импульсом, инжектирующим неравновесные носители, и γ — коэффициент инжекции. Таким образом, измеряя нарастание неравновесной проводимости, мы определим время жизни. Заметим, что рассматриваемая картина, согласно Шокли^{1*}), справедлива при пренебрежении диффузией носителей (устанавливается равновесие между концентрацией носителей, втягиваемых полем и рекомбинирующих в объеме). Это накладывает ограничения как на верхний предел значений измеряемых τ , так и на нижний.

Действительно, условие пренебрежения диффузионным расплыванием определяет нижний предел значений инжектирующего поля:

$$V_D = \sqrt{\frac{D}{\tau}} \leq \mu E, \text{ что приводит к}$$

$$\tau \geq \frac{kT}{q} \frac{1}{V} \frac{l}{\mu E}, \quad (4,4)$$

где V — приложенное к образцу напряжение, l — длина образца. Это и дает нижний предел измеряемых значений $\tau \sim 10^{-6}$ сек. С другой стороны, в методе Мэни τ определяется из измерения нарастания неравновесной проводимости в образце (см. соотношение (4,3)). Следовательно,

$$\tau \ll T_n = \frac{l}{\mu E}. \quad (4,5)$$

Поэтому пределы измеряемых величин τ в методе Мэни определяются неравенствами

$$\frac{kT}{q} \frac{1}{V} \frac{l}{\mu E} \ll \tau \ll \frac{l}{\mu E}. \quad (4,6)$$

Заметим, что верхний предел неравенства (4,6) существенно зависит от скорости поверхностной рекомбинации S , так как

$$\frac{1}{\tau} \gg \frac{1}{T_n} > \frac{S}{l} \quad \text{или} \quad S < \mu E, \quad (4,7)$$

что является условием пренебрежения S по сравнению с рекомбинацией в объеме.

*) Как показал Шокли¹, при пренебрежении диффузией неравновесная проводимость зависит только от общего числа инжектированных носителей, но не от их распределения в объеме полупроводника.

Таким образом, отсутствие диффузии ($V_D \ll \mu E$) обеспечивает условия, эквивалентные равномерности генерации неравновесных носителей по объему полупроводника, а большая величина времени протягивания ($T_n \gg \tau$) позволяет считать, что релаксация неравновесных носителей в образце может происходить только вследствие захвата и рекомбинации последних. При этом T_n должно оставаться настолько малым (см. неравенства (4,7)), чтобы еще можно было пренебречь скоростью поверхностной рекомбинации. Действительно, для больших значений времени $t(t > T_n)$ получим

$$\frac{1}{\tau} - \frac{1}{T_n} \approx \frac{1}{\tau}.$$

В случае $t \approx T_n$ при пренебрежении диффузией релаксация также происходит посредством рекомбинации и захвата, так как неравновесные носители заполняют только часть объема образца. При более сильных полях, когда время протягивания T_n сравнимо с временем жизни, а также при больших скоростях поверхностной рекомбинации, расчеты ^{76,77} показывают, что измеряемое по затуханию неравновесной проводимости время жизни будет зависеть также от поля и скорости поверхностной рекомбинации.

Другим наиболее известным методом этого типа является дрейфовый метод ⁷⁸ (см. рис. 4). Этим методом измеряется зависимость амплитуды сигнала на коллекторе от времени прохождения носителей между коллектором и эмиттером, т. е. от величины протягивающего поля. Пренебрегая диффузионным распылением инжектированных носителей, можно считать, что изменение амплитуды сигнала на коллекторе обусловлено только процессами рекомбинации и захвата. Таким образом, в этом методе также осуществляются условия, соответствующие равномерной и нестационарной генерации.

Другая модификация этого метода была предложена Спитцером ⁷⁹—это метод модуляции проводимости. Использование только

одного точечного контакта (рис. 12) дает возможность измерения распределения τ по объему образца (каждый раз определяется время жизни в небольшой области, примыкающей к этому контакту). Проведя детальное рассмотрение этого метода, Иглицын с сотрудниками ⁸⁰ получили соотношение между измеряемыми величинами (ток через контакт, время жизни, подвижность неосновных носителей, сопротивление), при выполнении которого имеют место условия, эквивалентные равномерной нестационарной генерации.

Таким образом, как в дрейфовом методе, так и в методе Мэни измеряется время τ_2 , характеризующее нестационарные электронные процессы, вызываемые равномерной генерацией. Это время существенно зависит от наличия и состояния в полупроводниках центров прилипания.

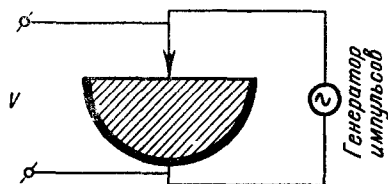


Рис. 12.

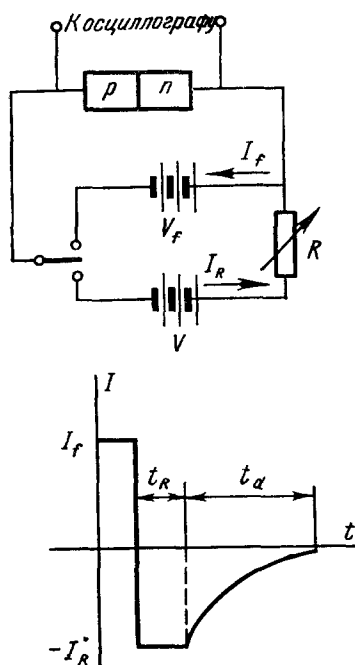


Рис. 13.

Из других наиболее известных методов измерения следует упомянуть определение времени жизни из измерения запаздывания (времени восстановления t_R) токового импульса I_f в прямом направлении при мгновенном переключении напряжения диода на обратное (рис. 13)⁸¹⁻⁸³, а также фазовые^{86,87,89} и частотный⁸⁸ методы.

Заметим, что лишь в частных случаях (например, в дрейфовом методе и методе Мэни), когда можно пренебречь растеканием носителей вследствие диффузии, в полупроводниках устанавливаются условия, близкие к равномерной и нестационарной генерации. В общем случае для определения характеристических времен этих процессов (неравномерная и нестационарная генерация) необходимо строгое решение уравнений кинетики.

Следует также указать, что в данный обзор не включена работа Саха и Шокли⁹⁰. В этой работе*) исследуется статистика рекомбинации при наличии ловушек с несколькими уровнями. Заметим, что в большинстве случаев, представляющих практический интерес, расстояния между энергетическими уровнями данной ловушки намного больше kT . Из теории Шокли и Саха следует, что при этом уровни действуют независимо, т. е. аналогично случаю, когда каждая ловушка имеет только один энергетический уровень. Следовательно, в обычных условиях объемной рекомбинации эта теория по сравнению с рассмотрением Шокли и Рида ничего нового не дает.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрение электронных процессов в полупроводниках позволяет сделать следующие выводы:

1. Полупроводник, представляющий собой сложную систему, содержащую носители зарядов обоих типов, а также центры локализации различной природы, обладает несколькими характеристическими временами. Каждое из этих времен соответствует определенным электронным процессам и полностью определяется из уравнений кинетики этих процессов.

Электронные процессы в полупроводниках можно разбить на следующие основные группы: стационарные процессы, происходящие как в условиях равномерной ($G = \text{const}$), так и неравномерной ($G = f(x, y, z)$) генерации неравновесных носителей, а также нестационарные процессы, происходящие при таких же двух режимах генерации.

2. Электронные процессы, происходящие в условиях равномерной и стационарной генерации, характеризуются временами $\tau_0^{\text{ст}}$, $\tau_d^{\text{ст}}$ ^{2,37,38}. В ряде случаев эти времена возможно определить из измерения стационарной фотопроводимости^{60,72}.

3. Проведенный анализ полученных решений уравнений, которыми описываются стационарные неравновесные процессы, происходящие в условиях неравномерной генерации, показывает, что в этом случае помимо процессов, определяемых временами $\tau_0^{\text{ст}}$ и $\tau_d^{\text{ст}}$, имеет место биполярная диффузия (движение неравновесных пар), которая характеризуется длиной $1/k_2$, одинаковой для электронов и дырок (пробег поглощения неравновесных пар). Этот пробег поглощения (длина диффузии) определяется коэффициентом амбиполярной диффузии $D = \frac{D_0 D_d (n_0 + p_0)}{D_0 n_0 + D_d p_0}$ и временем,

*) Независимо от Шокли и Саха аналогичная работа была проделана С. Г. Калашниковым с сотрудниками, которые наряду с теоретическими рассмотрениями получили их экспериментальное обоснование⁹¹.

равным $\tau_0^{2,38, 52}$,

$$\frac{1}{\tau_0} = \sum_{j=1}^{j=m} \frac{1}{\tau_0^j} = \sum_{j=1}^{j=m} A_{\text{э}}^j A_{\text{д}}^j \frac{p_{\text{э}0}^j (p_0 + p_1^j) + n_{\text{э}0}^j (n_0 + n_1^j)}{A_{\text{д}}^j (p_0 + p_1^j) + A_{\text{э}}^j (n_0 + n_1^j)}.$$

При этом τ_0 не зависит от концентрации центров прилипания. Поэтому все методики, основанные на измерении длины диффузии, определяют время жизни, не зависящее от наличия и состояния в полупроводнике центров прилипания.

4. Рассмотрение решений уравнения кинетики нестационарных процессов, полученных для важнейших частных случаев³⁸, показывает, что τ_1 и τ_2 являются характеристическими временами указанных процессов. Формула³⁸ для большего времени τ_2 , которое измеряется экспериментально⁵⁸, дает зависимость последнего от состояния и наличия центров прилипания, содержащихся в полупроводниках.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. Шокли, Теория электронных полупроводников, М., ИЛ, 1953, стр. 371; W. Shockley, J. R. Haynes, Phys. Rev. 81, 835 (1951).
2. W. Shockley, W. Read, Phys. Rev. 87, 835 (1953), см. перевод в сб. «Полупроводниковые электронные приборы», М., ИЛ, 1953, стр. 121.
3. A. Hoffman, Halbleiterprobleme 2, 106 (1955).
4. Э. И. Адирович, Некоторые вопросы теории люминесценции кристаллов, гл. VI, М., Гостехиздат, 1951.
5. R. N. Hall, Phys. Rev. 84, 387 (1952), см. перевод в сб. «Полупроводниковые электронные приборы». Под ред. А. В. Ржанова, М., ИЛ, 1953, стр. 185.
6. I. A. Burton, G. W. Hull, T. Morin, I. C. Severiens, J. Phys. Chem. 57, 8 (1953), см. перевод в сб. «Германий», М., ИЛ, 1953, стр. 204.
7. W. Tyler, H. Woodbury, Phys. Rev. 96, 874 (1954).
8. W. Tyler, R. Newmen, Phys. Rev. 96, 882 (1954).
9. W. Tyler, R. Newmen, H. Woodbury, Phys. Rev. 98, 882 (1954).
10. W. Dunlap, Phys. Rev. 97, 614 (1955).
11. W. van Roosbroeck, W. Shockley, Phys. Rev. 94, 1558 (1954).
12. T. Moss, T. Hawkins, D. Smith, Report of the meeting on Semiconductors, London, Royal Society, 1956, стр. 30.
13. G. L. Pearson, W. Read, T. Morin, Phys. Rev. 93, 666 (1954).
14. W. Read, Philos. Mag. 45, 775, 1119 (1954); H. Lipson, E. Burstein, P. Smith, Phys. Rev. 99, 444 (1955).
15. R. Logan, Phys. Rev. 91, 757 (1953).
16. М. А. Кривоглаз, ЖЭТФ 25, 191 (1953).
17. H. Gummel, M. Lax, Phys. Rev. 97, 1469 (1955); K. Huang, L. Phys., Proc. Roy. Soc. 204, 406 (1950).
18. В. Л. Бонч-Бруевич, ЖЭТФ 32, 1471 (1957).
19. N. Sclar, E. Burstein, Phys. Rev. 98, 1757 (1955).
20. L. Bess, Phys. Rev. 105, 1469 (1957).
21. В. Л. Бонч-Бруевич, Изв. АН СССР, сер. физ. 21, 87 (1957).
22. J. Bardeen, W. H. Brattain, Bell. Syst. techn. J. 32, 1 (1953).
23. D. T. Stevenson, R. Keyes, Physica 20, 1041 (1954).
24. W. Schottky, Halbleiterprobleme 2, 95 (1955).
25. Э. И. Адирович, Г. М. Гурю, ДАН СССР 108, 417 (1956).
26. H. Gebbie, M. Nieschoff, H. Fan, Phys. Rev. 91, 230 (1954).
27. H. J. Fan, D. Navon, Phys. Rev. 93, 911 (1954).
28. J. R. Haynes, J. Hornbeck, Phys. Rev. 90, 152 (1953).
29. H. J. Fan, D. Navon, H. Gebbie, Physica 20, 855 (1954).
30. J. R. Haynes, J. Hornbeck, Phys. Rev. 97, 311 (1955).
31. A. Rose, Phys. Rev. 97, 322 (1955).
32. J. R. Haynes, J. Hornbeck, Phys. Rev. 100, 606 (1955).
33. R. Baum, J. Batley, Phys. Rev. 98, 929 (1955). Переводы³⁶⁻³³ см. в сб. «Проблемы физики полупроводников». Под ред. В. Л. Бонч-Бруевича. М., ИЛ, 1957.
34. R. G. Shulman, B. J. Wyluda, Phys. Rev. 102, 1455 (1956).
35. H. J. Fan, Phys. Rev. 92, 1424 (1953). Переводы^{29,35} см. в сб. «Электрофизические свойства германия и кремния», М., Изд. «Советское радио», 1956.

36. Г. М. Гурo, ЖЭТФ 33, 158 (1957).
37. С. Г. Калашников, ЖТФ 26, 241 (1956).
38. Г. М. Гурo, Диссертация, ФИАН (1958).
39. J. S. Goucher, Phys. Rev. 78, 816 (1950).
40. L. B. Valdes, Proc. IRE 40, 1420 (1952).
41. F. W. Rose, D. J. Sandiford, Proc. Phys. Soc. B68, 894 (1955); D. J. Sandiford, Proc. Phys. Soc. B71, 1002 (1958).
42. E. Burstein, P. Egli, Adv. Electron. 7, 53 (1955).
43. W. Shockley, Proc. JRE 46, 973 (1958).
44. G. Bemsky, Proc. JRE 46, 991 (1958).
45. W. van Roosbroeck, Phys. Rev. 91, 282 (1953).
46. К. Ромпеи М. Штенбек, УФН 25, 191 (1941).
47. W. Schottky, Phys. Z. 25, 342, 635 (1934).
48. В. Е. Лашкарев, Труды Ин-та физики АН УССР 3, 3 (1952).
49. В. Е. Лашкарев, Изв. АН СССР, сер. физ. 16, 186 (1952).
50. А. К. Johncher, Proc. Phys. Soc. B70, 230 (1957).
51. Э. И. Адирович, В. Г. Колотилова, ЖЭТФ 26 (3), 281 (1954).
52. Г. М. Гурo, Физика твердого тела 1, 1 (1959).
53. H. B. Briggs, J. B. Brattain, Phys. Rev. 75, 1703 (1948).
54. W. Shockley, Bell. Syst. techn. J. 28 (3), 441 (1949).
55. H. Dember, Phys. Z. 32, 554, 756 (1931); 33, 207 (1932).
56. R. Newmen, Phys. Rev. 94, 278 (1954).
57. Э. И. Адирович, Некоторые вопросы теории люминесценции кристаллов, гл. IV, М., Гостехиздат, 1950.
58. D. Navon, R. Brau, H. J. Fan, Proc. JRE 40, 1342 (1952).
59. В. Е. Лашкарев, ЖЭТФ 18, 953 (1948).
60. F. Goucher, Phys. Rev. 81, 475 (1951).
61. В. С. Вавилов, Отчет ФИАН (1952).
62. N. J. Harrick, J. App. Phys. 127, 1439 (1956); N. J. Harrick, Phys. Rev. 101, 491 (1956).
63. N. J. Harrick, Phys. Rev. 103, 1173 (1956).
64. A. F. Gibson, Proc. Phys. Soc. B66, 588 (1953).
65. H. B. Briggs, R. Fletcher, Phys. Rev. 91, 1342 (1953).
66. И. К. Риккин, М. М. Носков, Phys. Z. USSR 5, 586 (1934).
67. T. S. Moss, L. Phincherle, A. Woodward, Proc. Phys. Soc. B66 (405B), 743 (1953).
68. H. Bulliard, Ann. Phys. 9, 52 (1954).
69. T. S. Moss, Proc. Phys. Soc. B66, 993 (1953).
70. W. van Roosbroeck, Phys. Rev. 101 (6), 1713 (1956).
71. Л. С. Смирнов, ЖТФ 27, 2469 (1957).
72. К. Д. Глинчук, Е. Г. Миселюки Э. И. Рашба, ЖТФ 26, 2607 (1956).
73. G. Adam, Physica 20, 1037 (1954).
74. D. Stevenson, R. Keyes, H. J. Fan, J. App. Phys. 26, 190 (1955).
75. A. Many, Proc. Phys. Soc. B67, 9 (1954).
76. Э. И. Рашба, ЖТФ 26, 1415 (1956).
77. H. Gevers, Physica 21, 888 (1955).
78. W. Shockley, J. R. Haynes, Phys. Rev. 75, 691 (1949); W. Shockley, G. Pearson, J. R. Haynes, Bell. Syst. techn. J. 28, 344 (1949).
79. W. G. Spitzer, T. F. Firlie, M. Coutler, G. Shulman, M. Becker, J. App. Phys. 26, 414 (1955).
80. М. И. Иглицын, Ю. А. Концевой, В. Д. Кудин, А. А. Мейер, ЖТФ 27, 1414 (1957).
81. E. M. Pell, Phys. Rev. 90, 278 (1953).
82. B. Lax, S. F. Neustadter, J. App. Phys. 25, 1148 (1954).
83. K. H. Kingston, Proc. JRE 42, 829 (1954).
84. M. Buczowski, J. R. Madigan, J. Appl. Phys. 28, 868 (1957).
85. E. M. Pell, J. Appl. Phys. 26, 659 (1955).
86. P. Aigrain, Progr. Semiconduct. 1, 175 (1956).
87. Б. Д. Копыловский, ПТЭ 2, 75 (1959).
88. С. Г. Калашников, Н. А. Пеняин, ЖТФ 25, 1111 (1956).
89. Э. И. Адирович, Физика твердого тела 1, 115 (1959).
90. Ching-Tang Sah, W. Shockley, Phys. Rev. 109, 1103 (1958).
91. Н. Г. Жданова, С. Г. Калашников, А. И. Морозов, Физика твердого тела 1, 535 (1959).