УДК 621.315

В.Н. Давыдов, А.С. Гребенников, И.А. Егорова

Дисперсии носителей заряда в примесно-дефектных полупроводниках при совместном действии засветки и электрического поля

Построена энергетическая диаграмма фоторезистора из *n*-CdSe, учитывающая наличие примесно-дефектных состояний в запрещенной зоне полупроводника. Получены аналитические выражения для дисперсий носителей заряда при наличии их прилипания на состояния в хвостах зон, показавшие экспоненциальный рост дисперсий электронов и дырок при приближении квазиуровней Ферми к краям разрешенных зон с ростом напряжения смещения и мощности фоновой засветки. Дисперсия носителей заряда за счет их генерации-рекомбинации центрами Шокли–Рида–Холла имеет максимум вблизи середины запрещенной зоны. Предполагается, что наличие минимума шумового напряжения фоторезистора из *n*-CdSe может быть обусловлено фотоиндуцированными изменениями параметров перечисленных электронных состояний при захвате неравновесных носителей заряда.

Ключевые слова: селенид кадмия, энергетическая диаграмма, минимум шума, состояния из хвостов зон, генерационно-рекомбинационные состояния, дисперсии электронов и дырок.

В связи с высокой чувствительностью к оптическому излучению полупроводниковые соединения $A^{II}B^{VI}$ широко используются в современной твердотельной электронике для изготовления фотоэлементов, модуляторов и дефлекторов, электронно-лучевых и других приборов, а также в наноэлектронике для изготовления квантовых ям. Во многих практических приложениях полупроводниковые приборы из указанных соединений подвергаются действию не только сигнальных световых потоков, но и фоновой засветке, действие которой на электрические свойства приборов изучено недостаточно. Так, применительно к CdSe до сих пор нет ясности в причинах изменения фотоэлектрических, люминесцентных и других свойств полупроводника (см., например, [1]). Особый интерес касается изменений шумовых свойств как наиболее чувствительных к структурному состоянию полупроводника. Их исследование может быть использовано как для изучения физических механизмов в бинарных полупроводниках при допороговых воздействиях, так и в практических разработках, в частности, фотоприемных устройств, где шумовые свойства фотоэлементов определяют обнаружительную способность этих устройств.

В применении к другим полупроводникам в настоящее время известно, что допороговое воздействие в виде немодулированной фоновой засветки из собственной полосы поглощения полупроводника способно количественно и качественно изменить шумовые свойства прибора, изготовленного из Si или соединений $A^{III}B^V$ (в частности, GaAs, InSb) [2, 3]. Разработанные для этих случаев физические модели фотоиндуцированных изменений шумовых свойств основываются на классических представлениях о процессах в твердых телах.

Постановка задачи. В работах авторов [4, 5] приведены результаты экспериментальных исследований фотопроводимости и шумов фоторезисторов из CdSe, а также получены аналитические выражения, описывающие их зависимости от напряжения смещения на полупроводнике, уровня фоновой засветки. Из сравнения теоретических и экспериментальных данных получен вывод, что экспериментально наблюдавшиеся особенности шумовых свойств фоторезисторов могут быть обусловлены только особенностями формирования дисперсий полного числа электронов и дырок в полупроводнике. При этом в качестве основных участников флуктуаций числа подвижных носителей заряда названы уровни прилипания из хвостов плотностей состояний, поверхностные состояния и генерационно-рекомбинационные (ГР) состояния, находящиеся вблизи середины запрещенной зоны CdSe.

В данной работе построена энергетическая диаграмма фоторезисторов из *n*-CdSe, учитывающая особенности энергетического спектра полупроводника, а также в рамках классических представлений о механизмах формирования шумовых свойств проведен расчет дисперсии числа электронов и

дырок в полупроводнике при наличии в нем электронных состояний, играющих роль центров прилипания электронов или дырок, а также ГР-центров свободных носителей заряда с целью установления физических причин уменьшения шумового напряжения фоторезистора при совместном действии напряжения смещения и фоновой засветки определенных величин.

Энергетическая диаграмма фоторезистора из CdSe

Для расчета дисперсий случайных процессов в полупроводниковом фоторезисторе необходима его энергетическая диаграмма, отражающая особенности строения зонного спектра, положение уровня Ферми, наличие напряжения смещения и фоновой засветки, а также пространственноэнергетическую локализацию примесно-дефектных состояний, участвующих в формировании шумов. На основании имеющихся литературных данных и полученных экспериментальных результатов по свойствам фоторезисторов из CdSe составим энергетическую диаграмму полупроводника с омическими контактами при одновременном действии на него напряжения смещения и фоновой засветки.

Полупроводниковый CdSe выращивается только *n*-типа проводимости, и, следовательно, равновесный уровень Ферми находится в верхней половине запрещенной зоны. Его энергетическое положение относительно потолка валентной зоны можно рассчитать, используя выражение

$$F(\Im B) = E_i(\Im B) + \frac{3}{4} \cdot \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{m_p^*}{m_n^*}\right) + \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{n_n}{n_i}\right),\tag{1}$$

где F – уровень Ферми; E_i – середина запрещенной зоны; m_n^*, m_p^* – эффективные массы электронов и дырок соответственно; n_n – концентрация основных носителей заряда; n_i – собственная концентрация носителей заряда. Концентрацию основных носителей заряда n_n можно оценить, исходя из значений темнового сопротивления фоторезистора, которое составляло R^0 =15 МОм. Учитывая топологию фоторезистора, найдем величину R^0 по формуле

$$R^{0} \cong \frac{1}{q\mu_{n}n_{n}} \cdot \frac{L}{d \cdot L} = \frac{1}{q\mu_{n}n_{n}} \cdot \frac{1}{d}, \qquad (2)$$

где L – размер фоточувствительной площадки полупроводникового образца по двум координатам; d – толщина образца в направлении падающего излучения, оцениваемая в 10^{-2} см. Тогда найденная из (2) концентрация темновых электронов будет равна: $n_n = 5,2 \cdot 10^{10}$ см⁻³.

Для определения собственной концентрации носителей заряда воспользуемся аналитическим выражением из теории полупроводников [5]:

$$n_{i} = \left(N_{c} \cdot N_{v}\right)^{1/2} \cdot \exp\left[-\frac{\Delta E_{g}}{2kT}\right] = 4,9 \cdot 10^{15} \left(\frac{m_{n}^{*} m_{p}^{*}}{m_{0}^{2}}\right)^{5/4} T^{3/2} \exp\left[-\frac{\Delta E_{g}}{2kT}\right].$$
(3)

Подставив в это выражение значения $m_0 = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг, $m_n^* = 0,13 \cdot m_0$, $m_p^* = 0,45 \cdot m_0$, T=300 К, $\Delta E_g = 1,74$ эВ, получим: $n_i = 7,6 \cdot 10^3$ см⁻³. Значение концентрации равновесных дырок будет равно: $p_n = n_i^2/n_n = 1,1 \cdot 10^{-3}$ см⁻³. Подставив найденные значения собственной концентрации носителей заряда n_i и концентрации основных носителей заряда n_n в (1), найдем энергетическое положение уровня Ферми относительно E_v , которое оказалось равным F = 1,3 эВ.

Как следует из результатов работы [5], в дополнение к уровню Ферми в хвостах состояний от зоны проводимости находятся уровни прилипания для электронов, обозначаемые как E_{ST}^n , в хвостах состояний от валентной зоны находятся уровни прилипания для дырок, обозначаемые как E_{ST}^p , а также вблизи середины запрещенной зоны ГР-состояния за счет примесей и дефектов решетки полупроводника, обозначаемые как E_{TD} .

Таким образом, исходная для дальнейшего уточнения энергетическая диаграмма объемной части фоторезистора из CdSe будет иметь вид, показанный на рис. 1. Здесь же показаны процессы обмена свободными носителями зарядов перечисленных примесно-дефектных состояний с зонами разрешенных значений энергии. На рис. 2 показан предполагаемый профиль концентраций *N* примесно-дефектных состояний по запрещенной зоне полупроводника. Здесь профиль концентраций уровней прилипания электронов отмечены цифрой *I*, ГР-уровни – цифрой *2*, а профиль концентраций уровней прилипания дырок отмечен цифрой *3*. Заметим, что в итоге энергетическая диаграмма соединения CdSe оказалась сходной с зонной диаграммой Мотта–Дэвиса.





Рис. 1. Энергетическая диаграмма объема фоторезистора из *n*-CdSe со схемой обмена носителями заряда зон прилипани с уровнями прилипания и ГР-уровнями

Рис. 2. Профили концентраций уровней прилипания и ГР-состояний

Действие изменяемого напряжения смещения отображается ее наклоном относительно оси *x*. Тогда при его изменении уровень Ферми будет сканировать запрещенную зону, пробегая по находящимся в ней разрешенным состояниям. Независимость результатов измерений от направления электрического поля свидетельствует о симметричности энергетической диаграммы полупроводникового фоторезистора относительно оси энергий, а независимость от выбора заземляемого торца фоторезистора свидетельствует о симметричности диаграммы относительной оси *x*.

Влияние фоновой засветки на шумовые свойства фоторезистора могут быть также учтены в энергетической диаграмме введением в рассмотрение квазиуровней Ферми для электронов и для дырок, энергетический зазор между которыми зависит от мощности фоновой засветки. При этом смещение квазиуровня Ферми для дырок будет значительно больше, чем для электронов.

Расчет дисперсий числа частиц в зонах

Для отыскания дисперсии полного числа электронов $\delta N^2(E)$ и дырок $\delta P^2(E)$ в полупроводниковом образце воспользуемся нормальным законом распределения этих частиц относительно среднего значения N_0 , а также выражением для дисперсии через скорость их генерации g(N) в соответствующую зону разрешенных значений энергий и скорость рекомбинации (ухода из своей зоны энергий) – r(N) [7]:

$$\overline{\delta N(E)^2} = \overline{(N - N_0)^2} = \frac{g(N_0)}{\left(\frac{\partial r(N)}{\partial N}\right)_{N_0} - \left(\frac{\partial g(N)}{\partial N}\right)_{N_0}}.$$
(4)

Случай 1. Прилипание-эмиссия электронов на хвосты состояний и на ПС

При наличии в полупроводнике электронных ловушек генерацией полного числа электронов в полупроводниковом образце является их выброс в зону проводимости с состояний в хвостах зон концентрацией N_{ST}^n и с поверхностных состояний, а рекомбинацией – захват электронов ловушками [6]. При этом областью генерации и рекомбинации электронов является та часть полупроводника, в которой данные состояния имеются. Тогда функция генерации – эмиссии электронов будет зависеть от числа электронов на уровнях прилипания E_{ST}^n в полупроводнике и не будет от числа электронов в зоне проводимости:

$$g_n(N) = e_n \cdot N_{ST}^n \cdot f_n(E_{ST}^n) , \qquad (5)$$

где e_n – коэффициент эмиссии электрона с уровня прилипания E_{ST}^n в зону проводимости, $f_n(E_{ST}^n)$ – функция заполнения электронами уровня E_{ST}^n .

В.Н. Давыдов, А.С. Гребенников, И.А. Егорова. Дисперсии носителей заряда

Далее, функция рекомбинации – захват электрона из зоны проводимости на уровень E_{ST}^{n} , будет иметь следующий вид [8]:

$$r_n = c_n N \cdot N_{st}^n \left(1 - f_n \left(E_{st}^n \right) \right). \tag{6}$$

Здесь c_n – коэффициент захвата электрона уровнем прилипания, N – полное число электронов в зоне проводимости. Тогда дисперсия числа электронов в этой зоне за счет их взаимодействия с электронными ловушками будет равна

$$\overline{\delta N_1^2} = \frac{e_n N_{ST}^n f_n(E_{ST}^n)}{c_n N_{ST}^n \left(1 - f_n(E_{ST}^n)\right)} = \frac{e_n}{c_n} \cdot \left(\frac{f_n(E_{ST}^n)}{1 - f_n(E_{ST}^n)}\right) = \frac{e_n}{c_n} \exp\left(-\frac{E_{ST}^n - F}{kT}\right).$$
(7)

Здесь обозначено: F – уровень Ферми в полупроводнике; k – постоянная Больцмана; T – температура. Поскольку коэффициенты эмиссии электрона и его захвата связаны между собой соотношением [8]

$$e_n = c_n \cdot N_c \cdot \exp\left(-\frac{E_c - E_{ST}^n}{kT}\right),$$

то выражение (7) примет вид

$$\overline{\delta N_1^2} = N_c \cdot \exp\left(\frac{F - E_c}{kT}\right),\tag{8}$$

где N_c – плотность состояний в зоне проводимости. Выражение (8) показывает, что по мере приближения уровня Ферми к дну зоны проводимости дисперсия числа электронов в полупроводнике экспоненциально возрастает. Этот вывод согласуется с физическими представлениями о процессах захвата-выброса электронов с уровня прилипания [6, 8].

Если к полупроводнику приложено напряжение смещения величиной V и действует немодулированная фоновая засветка, то их наличие учитывается в данном выражении заменой уровня Ферми F на $F^* - qV$, где F^* – уровень Ферми в полупроводнике при его засветке немодулированным излучением из собственной полосы поглощения

$$F^* = \frac{F_n - F_p}{2}$$

Здесь F_n, F_p – квазиуровни Ферми для электронов и дырок соответственно, рассчитываемые по выражениям

$$F_n = E_i + kT \cdot \ln\left(\frac{n_0 + \Delta n(P_{\Phi})}{n_i}\right), \quad F_p = E_i + kT \cdot \ln\left(\frac{p_0 + \Delta p(P_{\Phi})}{n_i}\right).$$

Здесь $\Delta n(P_{\Phi})$ – избыток концентрации электронов, созданный фоновой засветкой. Тогда выражение (8) примет следующий вид:

$$\overline{\delta N_1^2} = N_c \cdot \exp\left(\frac{F^* - qV - E_c}{kT}\right). \tag{9}$$

Из данного выражения следует, что увеличение отрицательного напряжения смещения (движение уровня Ферми от исходного положения F = 1,3 эВ к E_c) приводит к монотонному увеличению дисперсии числа электронов, а значит, и уровня шума, вызванного прилипанием электронов. Увеличение мощности фоновой засветки также приводит к экспоненциальному увеличению уровня шума этого типа.

Применимость выражения (9) для оценки дисперсии числа электронов от прилипания электронов на поверхностные ловушки достигается внесением в показатель экспоненты выражения (9) слагаемого $q\phi_s/kT$, учитывающего потенциальный барьер ϕ_s на поверхности полупроводника.

Случай 2. Прилипание-эмиссия дырок на хвосты состояний и на ПС

Как и в предыдущем случае, функцией генерации полного числа дырок *P* является их выброс в валентную зону с электронных поверхностных состояний и состояний в хвостах зон концентрацией N_{ST}^{p} , а рекомбинацией – захват дырок этими же ловушками [7]. При этом областью генерации и рекомбинации полного числа дырок также являются области полупроводника, где имеются хвосты состояний валентной зоны. По аналогии со случаем прилипания электронов можно получить выражение для дисперсии числа дырок в валентной зоне за счет случайного захвата-выброса дырки с уровня прилипания E_{ST}^{p} :

$$\overline{\delta P_2^2} = \frac{e_p}{c_p} \cdot \frac{f_p \left(E_{ST}^p \right)}{\left(1 - f_p \left(E_{ST}^p \right) \right)} = \frac{e_p}{c_p} \exp\left(\frac{F - E_{ST}^p}{kT} \right) = N_v \exp\left(\frac{E_v - F}{kT} \right), \tag{10}$$

где обозначено: e_p – коэффициент эмиссии дырки с дырочного уровня прилипания E_{ST}^p в валентную зону; c_p – коэффициент захвата дырки из валентной зоны уровнем прилипания.

Выражение (10) показывает, что по мере приближения уровня Ферми к потолку валентной зоны дисперсия число дырок в полупроводнике экспоненциально возрастает, что находится в соответствии с представлениями о механизме захвата-выброса носителя заряда с уровня прилипания [7]. Если к полупроводнику приложено напряжение смещения величиной V и действует немодулированная фоновая засветка, то их наличие учитывается в данном выражении заменой уровня Ферми F на $F^* - qV$.

Тогда выражение (9) примет вид

$$\overline{\delta P_2^2} = N_v \exp\left(\frac{E_v - F^* + qV}{kT}\right). \tag{11}$$

Из данного выражения следует, что увеличение положительного напряжения смещения (движение уровня Ферми от исходного положения F = 1,3 эВ к E_v) приводит к монотонному увеличению величины дисперсии числа дырок, а значит, и уровня шума, вызванного прилипанием дырок. Рост мощности фоновой засветки также приводит к экспоненциальному увеличению амплитуды флуктуаций этого типа. Приложение же отрицательного напряжения экспоненциально уменьшает дисперсию шума, вызванную прилипанием дырок из валентной зоны на уровни энергии E_{ST}^p .

Как и в случае электронного прилипания, для использования выражения (11) в случае поверхностного состояния необходимо в показатель экспоненты добавить слагаемое, учитывающее наличие потенциального барьера на поверхности полупроводника.

Случай 3. Генерация-рекомбинация через глубокие моноуровни

В этом случае рассматривается один моноуровень с энергией $E_{\rm rp}$ и концентрацией $N_{\rm rp}$. Генерация в этом случае – это двухступенчатый процесс, состоящий из выброса с глубокого уровня электрона в зону проводимости и дырки в валентную зону. Их скорости генерации с учетом действия напряжения смещения и фоновой засветки таковы:

$$g_{n}(N) = e_{n} \cdot N_{\mathrm{rp}} \cdot f_{n}(E_{\mathrm{rp}}) = e_{n} \cdot N_{\mathrm{rp}} \cdot \left[\frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_{\mathrm{rp}} - F^{*} + qV}{kT}\right)} \right];$$

$$g_{p}(P) = e_{p} \cdot N_{\mathrm{rp}} \cdot f_{p}(E_{\mathrm{rp}}) = e_{p} \cdot N_{\mathrm{rp}} \cdot \left[\frac{\exp\left(\frac{E_{\mathrm{rp}} - F^{*} + qV}{kT}\right)}{1 + \exp\left(\frac{E_{\mathrm{rp}} - F^{*} + qV}{kT}\right)} \right].$$
(12)

Поскольку в результате этого процесса генерируется электронно-дырочная пара, то полная скорость такой двухстадийной генерации может быть представлена в виде произведения скоростей генерации электронов и дырок, деленного на сумму (по принципу последовательного соединения проводимостей ГР-уровня и зон разрешенных значений энергии):

$$g_{\rm rp} = \frac{g_n(N) \cdot g_p(P)}{g_n(N) + g_p(P)}.$$
(13)

Из выражения (13) следует, что скорость эмиссии генерационно-рекомбинационного центра не зависит от его концентрации, а определяется его энергетическим положением в запрещенной зоне полупроводника и коэффициентами эмиссии электронов и дырок в зоны.

Аналогично, шокли-ридовская рекомбинация электронно-дырочной пары через глубокий уровень также может быть представлена как двухстадийный процесс: захват электрона из зоны проводимости на глубокий уровень и захват дырки из валентной зоны на тот же уровень:

$$r_{n}(N) = c_{n}N \cdot N_{rp}\left(1 - f_{n}\left(E_{rp}\right)\right) = c_{n}N \cdot N_{rp}\left[\frac{\exp\left(\frac{E_{rp} - F^{*} + qV}{kT}\right)\right]}{1 + \exp\left(\frac{E_{rp} - F^{*} + qV}{kT}\right)}\right];$$

$$r_{p}(P) = c_{p}P \cdot N_{rp}\left(1 - f_{p}\left(E_{rp}\right)\right) = c_{p}P \cdot N_{rp}\left[\frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_{rp} - F^{*} + qV}{kT}\right)}\right].$$
(14)

Здесь учтено наличие напряжения смещения и фоновой засветки. Тогда полную шокли-ридовскую рекомбинацию электронно-дырочной пары можно описать (как и в случае скорости эмиссии носителей с уровня) как произведение скоростей захвата электрона и дырки, деленное на их сумму:

$$r_{\rm rp} = \frac{r_n(N) \cdot r_p(P)}{r_n(N) + r_p(P)}.$$
(15)

В соответствии с выражением (4) для нахождения дисперсии числа электронов и дырок необходимо найти полную производную выражений (13) и (15) по N и по P с использованием (12) и (14), а затем вычислить полученные дисперсии в точке (N_0, P_0) . Поскольку скорости эмиссии электронов и дырок не зависят от числа носителей заряда в соответствующих зонах разрешенных значений энергии, то

$$\frac{\partial g_{\Gamma p}}{\partial N} = \frac{\partial g_{\Gamma p}}{\partial P} = 0$$

Тогда получим:

$$\overline{\delta N^{2}} = \frac{g_{\text{rp}}}{r_{N}^{'}} = \frac{\left(\frac{g_{n}g_{p}}{g_{n}+g_{p}}\right)}{\frac{r_{n}r_{p}}{\left(r_{n}+r_{p}\right)^{2}} \cdot \left(\frac{\partial r_{n}}{\partial N}\right)_{N_{0}}},$$

$$\overline{\delta P^{2}} = \frac{g_{\text{rp}}}{r_{p}^{'}} = \frac{\left(\frac{g_{n}g_{p}}{g_{n}+g_{p}}\right)}{\frac{r_{n}r_{p}}{\left(r_{n}+r_{p}\right)^{2}} \cdot \left(\frac{\partial r_{p}}{\partial P}\right)_{P_{0}}}.$$
(16)

Здесь обозначено: $g_n = g_n(N_0)$, $g_p = g_p(P_0)$, $r_n = r_n(N_0)$, $r_p = r_p(P_0)$, т.е. это функции генерации и рекомбинации свободных носителей заряда, вычисленные в точке, соответствующей равновесным значениям числа носителей заряда обоих знаков.

Анализ выражений (16), (17) показывает, что дисперсии числа электронов и дырок имеют максимум при совпадении уровня ГР-примеси и освещенного уровня Ферми.

В результате проведенного рассмотрения полное выражение для спектральной плотности шумового напряжения фоторезистора, вычисленное в рамках классических представлений о процессах взаимодействия свободных носителей заряда с примесно-дефектными состояниями в запрещенной зоне полупроводнике, будет иметь вид

$$U_{\mathrm{III}f}(V, P_{\Phi}) \cong \sqrt{U_{\mathrm{III}\Gamma P}^2} + \overline{U_{\mathrm{III} XB}^2} =$$

$$=V\left(\frac{R^{0}r}{\left(R^{0}+r\right)^{2}}\right)\cdot\left[1-\left(\frac{r-R^{0}}{r+R^{0}}\right)\cdot AB\cdot P_{\phi}\right]\sqrt{\sum_{E_{\nu}}^{E_{c}}\left(\frac{4\tau_{n,p}(E)}{1+\omega^{2}\tau_{n,p}^{2}(E)}\right)\frac{\mu_{n}^{2}\overline{\delta N^{2}(E)}+\mu_{p}^{2}\overline{\delta P^{2}(E)}}{\mu_{n}^{2}N_{0}^{2}}dE},$$
(18)

где дисперсии числа электронов и дырок вычисляются с помощью следующих выражений:

$$\overline{\delta N^2} = \overline{\delta N_1^2} + \overline{\delta N_{\Gamma P}^2}, \quad \overline{\delta P^2} = \overline{\delta P_2^2} + \overline{\delta P_{\Gamma P}^2}, \quad (19)$$

слагаемые в которых определяются выражениями (9), (11), (16), (17). Обозначения в выражении (18) приведены в работе [4].

Обсуждение результатов

Полученные аналитические выражения позволяют рассчитать дисперсии числа свободных носителей заряда в зонах разрешенных значений энергии как при наличии в полупроводнике уровней прилипания для электронов и дырок, так и уровней шокли-ридовской генерации-рекомбинации, а значит, по выражению (4) найти величину шумового напряжения фоторезистора. Табулирование выражений (16)–(18) показывает, что данная модель формирования шума предсказывает экспоненциальный рост шумового напряжения при приближении уровня Ферми к краям зон разрешенных значений энергий, а также максимум шума при значениях напряжения смещения, соответствующих совпадению уровня Ферми с ГР-уровнями вблизи середины запрещенной зоны. Объяснение же минимума шума в рамках данной модели невозможно.

Действительно, поскольку напряжение смещения и мощность фоновой засветки входят в выражения (9) и (11), (16) и (17) одинаковым образом – через добавление слагаемого в показатель экспоненты, то и их влияние на шум фоторезистора будет идентичным и независимым друг от друга. Это значит, что в такой модели минимум шума предсказывался бы как при действии только напряжения смещения или только фоновой засветки, так и при их совместном действии в любой пропорции, но при определенной величине их суммы. Экспериментально же минимум шума имеет место только при совместном действии указанных факторов, а также при определенных значениях напряжениях смещения и определенных значениях мощности засветки. Следовательно, появление минимума шума должно зависеть как от действия напряжения смещения, так и фоновой засветки, тогда как в полученных в рамках классических представлений о флуктуации числа носителей заряда указанные параметры входят в выражения для дисперсий в виде алгебраической суммы. Для корректного же учета их роли эти переменные должны входить в аналитические выражения для дисперсий числа свободных носителей заряда в виде произведения.

По этой причине без внесения дополнительных процессов в классические механизмы взаимодействия неравновесных носителей заряда с состояниями полупроводника не удается объяснить особенности шумовых свойств фоторезисторов из CdSe, описанные в работе [4].

Эффективность смещения уровней уровня Ферми. Для выявления доминирующей причины образования минимума шума оценим эффективность смещения «освещенного» уровня Ферми F^* для электронов и дырок за счет изменения напряжения смещения и действия фоновой засветки. Освещенный уровень Ферми рассчитывается через квазиуровни Ферми для электронов и дырок, причем вклад дырочного квазиуровня является доминирующим.

В первом случае смещение квазиуровней Ферми для электронов и дырок по оси энергий одинаковое и определяется приложенным напряжением смещения $V : \Delta E = qV$.

Во втором случае смещения квазиуровней Ферми для электронов F_n и дырок F_p различаются: смещение квазиуровня Ферми для электронов ΔF_n составит

$$\Delta F_n = F_n - F = kT \ln\left(\frac{n_0 + \delta n}{n_i}\right) - kT \ln\left(\frac{n_0}{n_i}\right) = kT \ln\left(1 + \frac{\delta n}{n_0}\right),$$

а для дырок ΔF_p

$$\Delta F_p = F - F_p = kT \ln\left(\frac{n_i}{p_0}\right) + kT \ln\left(\frac{p_0 + \delta p}{n_i}\right) = kT \ln\left(1 + \frac{\delta p}{p_0}\right).$$

Если уровень инжекции основных носителей заряда мал так, что $\delta n < n_0 \cong 10^{10} \, \mathrm{cm}^{-3}$, то $\Delta F_n \approx kT \left(\frac{\delta n}{n_0}\right) \approx kT$, т.е. смещение электронного квазиуровня Ферми относительно равновесного уровня Ферми мало. Для дырок уровень инжекции того же порядка, что и для электронов, нельзя считать малым ввиду низкой концентрации дырок в полупроводнике. Тогда $\Delta F_p \approx kT \ln \left(\frac{\delta p}{p_c}\right)$. Кон-

центрация неравновесных дырок может быть найдена по выражению

$$\delta p = \eta \alpha_{\Phi} T_{\Phi} \frac{1}{S} \frac{\lambda_{\Phi} P_{\Phi}}{hc} \tau_p \,.$$

Подставляя в данное выражение численные значения квантовой эффективности полупроводника $\eta \approx 1$, коэффициент поглощения излучения фоновой засветки $\alpha_{\phi} \approx 10^6$ см⁻¹, коэффициент пропускания фоновой засветки в объем фоторезистора $T_{\rm db}$, освещаемой засветкой площади фоторезистора S = 0,25 см⁻², длину волны фоновой засветки $\lambda_{\Phi} \approx 0,4$ мкм $= 4 \cdot 10^{-5}$ см и время жизни неравновесных дырок $\tau_p \approx 10^{-2}$ с, найдем, что $\delta p \approx 10^{23} \cdot P_{\Phi}$. Мощность фоновой засветки оценивается нами величиной $(10^{-3} \div 10^{-4})$ Вт. Тогда пороговое напряжение $V_{\text{пор}}$, при котором энергетическое смещение квазиуровня Ферми для дырок за счет напряжения смещения и фоновой засветки равны, составит величину

$$qV_{\rm nop} = \frac{1}{2}kT\ln\left(\frac{\delta p}{p_0}\right).$$

Отсюда находим

$$V_{\text{nop}} = \frac{kT}{2q} \ln \left(\frac{\eta \alpha_{\phi} (1-R) \frac{1}{S} \frac{\lambda_{\phi} P_{\phi}}{hc}}{p_0} \right) \approx 12 \cdot 10^{-3} \ln \left(10^{23} \right)$$

Это дает значение $V_{\text{пор}} \approx 25 \cdot 23 \cdot 2,3 \cdot 10^{-3} \approx 1,3$ В. Если в эксперименте $V > V_{\text{пор}}$, то смещение освещенного уровня Ферми происходит преимущественно за счет изменения напряжения смещения. Если же V < V_{пор}, то смещение уровня Ферми вызвано преимущественно действием фоновой засветки. Экспериментально минимум наблюдается при значении напряжения смещения в несколько вольт, что соответствует напряжению на фоторезисторе, на порядок меньшему значению – несколько сотен милливольт. Поэтому в области минимума шума вклад в смещение уровня Ферми за счет изменения концентрации дырок от фоновой засветки больше, чем от напряжения смещения. Это может означать, что появление дырок в валентной зоне полупроводника играет более значимую роль в появлении особенностей шума, чем напряжение смещения.

Возможные причины уменьшения шума. Исходя из этого вывода, рассмотрим возможность протекания дополнительных процессов при освещении полупроводника фоновой засветкой и действии электрического поля на полупроводник с центрами прилипания электронов и дырок. Как следует из выражений (9) и (11), дисперсии числа электронов и дырок в зонах не зависят от основных параметров центров прилипания (коэффициентов захвата и эмиссии, концентрации), а определяются исключительно их энергетическим положением в запрещенной зоне полупроводника. Следовательно, единственным дополнительным процессом в механизме захвата-выброса, позволяющим менять шумовые свойства полупроводников с центрами прилипания, может стать изменение энергетического положения уровня прилипания в результате захвата им свободного носителя заряда одного знака. В соответствии с экспериментальными данными изменение энергетического положения центров прилипания должно происходить в определенных диапазонах напряжений смещения и мощности фоновой засветки, т.е. необходимо считать, что $E_{ST}^n = E_{ST}^n(V, P_{\Phi}), E_{ST}^p = E_{ST}^p(V, P_{\Phi}),$ $E_{\rm rp} = E_{\rm rp} (V, P_{\rm d})$, причем эти зависимости должны отражать совместное действие напряжения смещения и фоновой засветки.

По мнению авторов, физическим механизмом, реализующим указанную зависимость, может стать фотоструктурное преобразование центров прилипания и (или) ГР-центров. Дальнейшее уточнение физической картины протекания процессов, приводящих к снижению шума, основывается на том факте, что уменьшение уровня шумов фоторезистора происходит в определенном диапазоне напряжений смещения и мощности фоновой засветки. Поскольку перезарядка уровней происходит при пересечении энергетического уровня ловушки освещенным уровнем Ферми, то экстремальный характер зависимости шума от напряжения и мощности засветки возможен, если пересекаемый энергетический уровень существует в ограниченной части полупроводника. При объемной природе ловушки (уровня энергии) при любом напряжении смещения в объеме полупроводника обязательно найдется область, где уровень ловушки и уровень Ферми F^* пересекаются, а значит, обеспечивается перезарядка ловушки. Указанные обстоятельства могут быть интерпретированы как проявление особенностей строения, электрических свойств и фотоструктурных преобразований только в приконтактных областях полупроводника у металлических электродов как наиболее деструктированных.

Экспериментальное наблюдавшееся увеличение проводимости фоторезистора при длительном воздействии на него напряжения и фоновой засветки свидетельствует о росте концентрации донорной примеси в нем, в качестве которой могут выступать вакансии в подрешетке селена [1], образующиеся в результате фотоструктурных преобразований в CdSe.

Выводы

Анализ экспериментальных результатов в рамках классических представлений о процессах в полупроводнике позволил определить особенность энергетической диаграммы рассматриваемого полупроводникового фоторезистора из *n*-CdSe, которой стало введение в рассмотрение трех типов электронных состояний: состояния в хвостах зон разрешенных значений энергии, поверхностные состояния и генерационно-рекомбинационные состояния.

Получены аналитические выражения для расчета дисперсий флуктуации числа электронов и дырок в полупроводнике, содержащем центры прилипания электронов и центры прилипания дырок, электронные состояния, находящиеся в хвостах зон разрешенных значений энергии, поверхностные состояния и генерационнно-рекомбинационные уровни шокли-ридовского типа.

Из аналитических выражений для дисперсий числа электронов и дырок, вызванных их взаимодействием с различными типами структурных нарушений в полупроводнике, сделан вывод, что наиболее вероятной причиной особенностей шумовых свойств фоторезисторов из CdSe при действии электрического поля и фоновой засветки является изменение концентрации центров прилипания и центров генерации-рекомбинации Шокли–Рида–Холла, происходящее в приконтакных областях полупроводника с металлом за счет фотоструктурных преобразований, индуцированных неравновесными дырками.

Литература

1. Георгобиани А.Н. Физика соединений AIIBVI / А.Н. Георгобиани, М.К. Шейкман. – М.: Наука, 1986. – 320 с.

2. Дьяконова Н.В. Природа объемного шума 1/f в GaAs и Si / H.B. Дьяконова, М.Е. Левинштейн, С.Л. Румянцев // Физика и техника полупроводников. – 1991. – Т. 25, № 12. – С. 2065–2104.

3. Давыдов В.Н. Фотоиндуцированное усиление шума в полупроводниковых структурах // Изв. вузов. Физика. – 1999. – № 5. – С. 49–58.

4. Давыдов В.Н. Влияние фоновой засветки на электрические свойства фоторезисторов из селенида кадмия / В.Н. Давыдов, И.М. Мусина, А.С. Гребенников // Доклады ТУСУРа. – 2011. – № 2 (24), ч. 1.– С. 166–170.

5. Давыдов В.Н. Анализ электрических свойств фоторезисторов на основе CdSe в условиях фоновой засветки / В.Н. Давыдов, А.С. Гребенников, И.М. Мусина // Доклады ТУСУРа. – 2011. – №2 (24), ч. 1. – С. 171–178.

6. Шалимова К.В. Физика полупроводников. – М., Энергия, 1976. – 416 с.

7. Ван дер Зил А. Шумы. Источники, описание, измерение / пер. с англ. под ред. А.К. Нарышкина. – М.: Сов. радио, 1973. – 225 с.

8. Милнс А. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. – М.: Мир, 1977. – 562 с.

Давыдов Валерий Николаевич

Д-р физ.-мат. наук, профессор каф. электронных приборов ТУСУРа Тел.: 8 (382-2) 41-35-07 Эл. почта: priem@main.tusur.ru

Гребенников Александр Сергеевич

Студент 5-го курса каф. электронных приборов ТУСУРа Тел.: 8 (382-2) 41-35-07.

Егорова Ирина Александровна

Студентка 3-го курса каф. электронных приборов ТУСУРа Тел.: 8 (382-2) 41-35-07

Davydov V.N., Grebennikov A.S., Egorova I.A.

Dispersion of charge carriers in extrinsic-defective semiconductors with simultaneous usage of flash and electric field

We constructed the energetic diagram of n-CdSe photo-conductor, which takes into account extrinsic-defective states in the energy gap of a semiconductor. Thus there are received analytic expressions for charge carrier dispersion. They stick to band-edge tailing, which show exponential grow of dispersion of electrons and gaps when quasi-Fermi levels approach the energy gaps together with the growth of bias potential and backlight capacity. Dispersion of charge carriers has its maximum close to the center of an energy gap. The minimum level of nose voltage in n-CdSe photo-conductor is defined by photo-induced changes in the parameters of the mentioned electron states when capturing the nonequilibrium carrier.

Keywords: cadmium selenide, energetic diagram, minimum of noise level, band-edge tailing, recombinationgeneration states, dispersion of electron and gaps.