

О ТЕМНОВОМ ТОКЕ И ШУМ-ФАКТОРЕ СТУПЕНЧАТЫХ ЛФД

Бегучев В. П., Мечетин А. М., Кондратьева О. Г., Неустроев Л. Н.

Выполнен расчет темнового тока и шум-фактора ступенчатого лавинного фотодиода (СЛФД) с учетом термогенерации носителей с состояний на гетерограницах. Показано, что в случае, когда темновой ток СЛФД определяется термогенерацией с граничных состояний, величина шум-фактора прибора меньше единицы и убывает с увеличением коэффициента умножения. Выполнены численные оценки различных составляющих темнового тока СЛФД на основе $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Установлено, что для СЛФД на основе этого материала с красной границей чувствительности $\lambda_c \leq 2$ мкм основным источником темнового тока и шума является термогенерация носителей с граничных состояний.

В работе [1] был предложен фотоприемник на основе многослойной варизонной структуры, который авторы [1] назвали ступенчатым лавинным фотодиодом (СЛФД). Зонные диаграммы СЛФД без и при наличии внешнего смещения представлены на рис. 1, а, б соответственно. В пределах каждой ступени путем изменения состава ширина запрещенной зоны сначала изменяется линейно от малого значения E_{G1} до большего E_{G2} , а затем скачком возвращается к своему первоначальному значению E_{G1} . Материалы подбирают таким образом, чтобы средняя энергия электронов, подлетающих к гетерогранице, превышала пороговую энергию ударной ионизации в материале с шириной запрещенной зоны E_{G1} . В этом случае на каждой ступени с вероятностью γ , близкой к единице, электрон создает дополнительную электрон-дырочную пару. Коэффициент умножения СЛФД равен $M = (1 + \gamma)^N$, где N — число ступеней. Например, $M \approx 10^3$ при $\gamma = 0.8$ и $N = 12$.

Важным достоинством СЛФД является то, что для реализации больших значений M не обязательно создавать в варизонной области сильное электрическое поле. Это позволяет избежать при правильном конструировании прибора ударной ионизации дырок в варизонной области. В результате шум-фактор СЛФД оказывается близок к единице даже при очень больших значениях коэффициента умножения.

В [1] был выполнен расчет темнового тока и шум-фактора СЛФД в предположении, что темновой ток инициируется электронами, генерируемыми в нейтральной p^+ -области. Другим возможным источником темнового тока и шума в СЛФД является генерация электронов с состояний на гетерограницах. Этот вопрос рассмотрен в настоящей работе.

Темновой ток СЛФД

Величина тока электронов после i -ступени равна

$$I_{ni} = A(1 + \gamma)^i \left[j_D + e \sum_{k=1}^i \frac{G_{nk}}{(1 + \gamma)^k} \right], \quad (1)$$

где A — площадь СЛФД; j_D — плотность диффузионного тока электронов, втекающего из p^+ -области в варизонную область; $G_{nk} = v_n n_1 f_k$ — темп термогенерации электронов с граничных состояний на k -ступени; f_k — функция заполнения электронами этих состояний; $v_n = \alpha_n N_s$; $n_1 = N_{c1} \exp(-E_s/kT)$; α_n и N_s — коэффициент

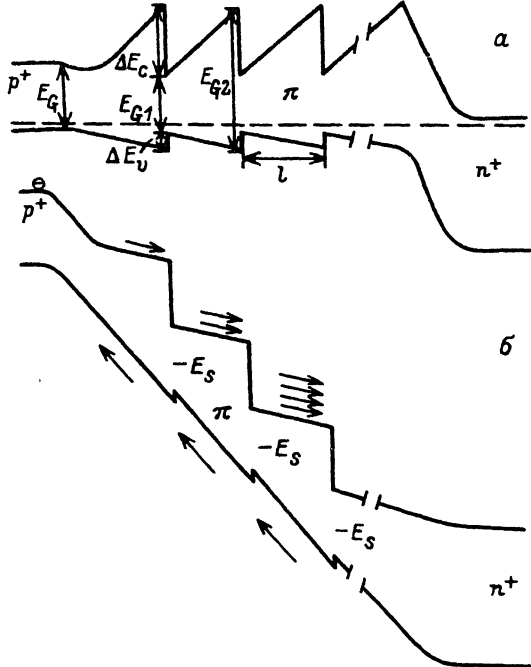


Рис. 1. Зонные диаграммы варизонной многослойной структуры без внешнего смещения (а) и ступенчатого фотодиода с обратным смещением (б).

Стрелки в валентной зоне показывают, что дырки, созданные при ударной ионизации электроном, в ударной ионизации не участвуют.

захвата электронов на граничные состояния и концентрация граничных состояний; E_s и N_{c1} — энергия ионизации граничных состояний относительно дна зоны проводимости узкозонного материала и эффективная плотность состояний в материале с шириной запрещенной зоны E_{G1} . В стационарном состоянии функция f_k может быть найдена из уравнения баланса

$$v_n n_1 f_k = v_p p_1 (1 - f_k) - v_p p_k f_k, \quad (2)$$

где p_k — концентрация дырок в узкозонном материале на k -гетерогранице, $v_p = \alpha_p N_s$, $p_1 = N_{v1} \exp [(E_s - E_{G1})/kT]$, α_p — коэффициент захвата дырок на граничные состояния, N_{v1} — эффективная плотность состояний в валентной зоне полупроводника с шириной запрещенной зоны E_{G1} . Для расчета величины p_k воспользуемся условием стационарности концентрации дырок в узкозонном материале на k -гетерогранице:

$$G_{pk} = R_{pk} + v_3 p_k. \quad (3)$$

Здесь $R_{pk} = v_p p_k f_k$ — темп рекомбинации дырок на k -гетерогранице, а $G_{pk} = v_p p_1 (1 - f_k) + (eA)^{-1} \gamma I_{nk}$ — суммарный темп генерации дырок на k -гетерогранице за счет их выброса с граничных состояний и ударной ионизации электронами. Слагаемое $v_3 p_k$ в (3) описывает отток дырок с k -гетерограницы за счет их термоэмиссии через барьер высотой ΔE_v , где ΔE_v — разрыв потолка валентной зоны на гетерогранице. В диодном приближении $v_3 = (v_t/4) \exp (-\Delta E_v/kT)$, v_t — средняя тепловая скорость дырок. При написании (3) предполагалось, что дырки, генерируемые на $(k+1)$ - и всех последующих ступенях, при подлете на k -ступени имеют среднюю энергию, больше ΔE_v , и поэтому не захватываются потенциаль-

ным барьером k -ступени. Справедливость этого предположения для ЛФД на основе CdHgTe обсуждается далее. Из (1)–(3) следует уравнение для G_{ni} :

$$G_{ni} + \gamma (1 + \gamma)^{i-1} \left(e^{-1j_D} + \sum_{k=1}^{i-1} \frac{G_{nk}}{(1 + \gamma)^k} \right) = G_3^2 \left(\frac{1}{G_{ni}} - \frac{1}{G_s} \right), \quad (4)$$

где

$$G_3 = \sqrt{v_3 v_n} n_i, \quad G_s = \frac{v_n v_p n_i^2}{v_n n_1 + v_p p_1}, \quad (5)$$

n_i — собственная концентрация в полупроводнике с шириной запрещенной зоны G_{G1} . Точного аналитического решения уравнения (4) в общем случае найти не удастся. Однако это уравнение позволяет вычислить темновой ток СЛФД с точностью до численного множителя порядка единицы. Для оценки темнового тока введем обозначение

$$\frac{1}{Z_i} \equiv \frac{1}{G_s} + \frac{\gamma (1 + \gamma)^{i-1}}{G_s^2} \left[e^{-1j_D} + \sum_{k=1}^{i-1} \frac{G_{nk}}{(1 + \gamma)^k} \right]. \quad (6)$$

Тогда (4) можно переписать в виде

$$G_{ni} = G_3^2 \left(\frac{1}{G_{ni}} - \frac{1}{Z_i} \right) \quad (7)$$

или

$$G_{ni} = \frac{2Z_i}{1 + \sqrt{1 + (2Z_i/G_3)^2}}. \quad (8)$$

Из (6) видно, что величина Z_i монотонно убывает с увеличением номера ступени i . Следовательно, величина G_{ni} также монотонно убывает с ростом i . В итоге темновой ток I_T СЛФД определяется формулой $I_T = I_D + I_s$, где $I_D = AMj_D$, а величина тока I_s , обусловленная генерацией электронов с граничных состояний, удовлетворяет неравенствам

$$\begin{aligned} eAM \frac{G_{n1}}{1 + \gamma} &< eAM \sum_{k=1}^N \frac{G_{nk}}{(1 + \gamma)^k} = \\ &= I_s < eAMG_{n1} \sum_{k=1}^N (1 + \gamma)^{-k} = eAMG_{n1} \left[\frac{1 - (1 + \gamma)^{-N}}{\gamma} \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

При написании формулы для тока I_D предполагалось, что n^+ -область ЛФД выполнена из более широкозонного материала, чем p^+ -область, и поэтому диффузионным током дырок из n^+ -области можно пренебречь. Величина G_{n1} находится из уравнения (4) и равна

$$G_{n1} = \frac{2G_s}{\left(1 + \frac{\gamma j_D G_s}{eG_3^2} \right) + \sqrt{\left(1 + \frac{\gamma j_D G_s}{eG_3^2} \right)^2 + \left(\frac{2G_s}{G_3} \right)^2}}. \quad (10)$$

Определяемые неравенством (9) величины верхнего и нижнего ограничений на ток I_s при $N \gg 1$ различаются менее чем в $(1 + \gamma^{-1})$ раз. При значениях γ , близких к единице, это различие малосущественно. Поэтому среднее значение между полученными величинами верхнего и нижнего ограничений на I_s является достаточно хорошим (точность $\sim 50\%$) приближением для величины темнового

тока. Таким образом, при $M \gg 1$ для темного тока можно пользоваться приближенной формулой

$$I_T \approx AM \left[j_D + \frac{eG_{n1}(1+2\gamma)}{2\gamma(1+\gamma)} \right]. \quad (11)$$

В частном случае $j_D \gg eG_s$ из (11) следует результат работы [1]: $I_T = AMj_D$.

Шум-фактор СЛФД

Для расчета токового шума воспользуемся методом Ланжевена. В этом методе токовый шум описывают с помощью генератора шумового тока \tilde{I} , включенного параллельно прибору [2]. Величина шума СЛФД определяется тремя независимыми процессами: флуктуациями первичного диффузионного тока, флуктуациями первичных генерационных токов с граничных состояний и случайностью процессов ударной ионизации на скачках потенциала в зоне проводимости. В соответствии с этим генератор шумового тока можно представить в виде трех слагаемых:

$$I = A \left[M\tilde{j}_D + e \sum_{k=1}^N (1+\gamma)^{N-k} \tilde{G}_{nk} + \sum_{k=1}^N (1+\gamma)^{N-k} \tilde{j}_k \right]. \quad (12)$$

Сторонний ток \tilde{j}_D описывает флуктуации плотности первичного диффузионного тока, которым соответствует обычный дробовый шум:

$$\langle \tilde{j}_D \rangle_f = \frac{2ej_D}{A}, \quad (13)$$

где $\langle \tilde{j}_D \rangle_f$ — спектральная мощность стороннего тока \tilde{j}_D . Сторонний источник \tilde{G}_{nk} описывает случайность процессов генерации электронов с состояний на k -гетерогранице. Этому процессу, за редким исключением, также соответствует дробовый шум [3], т. е.

$$\langle \tilde{G}_{nk} \rangle_f = \frac{2G_{nk}}{A}, \quad (14)$$

где G_{nk} определяется формулой (8). Сторонний ток \tilde{j}_k в (12) описывает случайность процесса размножения электронов на k -ступени. В результате прохождения каждым электроном k -ступени может произойти одно из двух событий. Электрон либо создает дополнительную электрон-дырочную пару (вероятность этого процесса равна γ), либо не создает дополнительной пары [вероятность этого процесса равна $(1-\gamma)$]. Это означает, что статистика размножения электронов на каждой отдельной ступени подчиняется биномиальному закону. Следовательно, спектральная мощность стороннего тока j_k равна [2]

$$\langle \tilde{j}_k \rangle_f = \frac{2e\gamma(1-\gamma)j_{k-1}}{A}, \quad (15)$$

где j_{k-1} — плотность среднего тока после $(k-1)$ -ступени, определяемая формулой (1). Различные сторонние токи в (12) являются статистически независимыми. Из (1), (12)–(15) для спектральной мощности генератора шумового тока \tilde{I} следует формула

$$\begin{aligned} \langle \tilde{I}^2 \rangle_f = 2eAM^2 \left\{ j_D + e \sum_{k=1}^N \frac{G_{nk}}{(1+\gamma)^{2k}} + \right. \\ \left. + \gamma(1-\gamma) \left[\sum_{k=1}^N \frac{j_D}{(1+\gamma)^{k+1}} + e \sum_{k=2}^N \frac{1}{(1+\gamma)^{k+1}} \sum_{i=1}^{k-1} \frac{G_{ni}}{(1+\gamma)^i} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (16)$$

Используя (9), формулу (16) можно переписать в более удобном виде

$$\langle \tilde{I}^2 \rangle_f = 2eM(I_D F_D + I_s F_s). \quad (17)$$

В (17) $F_D(\gamma, N) = (1+\gamma)^{-1} [2 - (1-\gamma)M^{-1}]$ — шум-фактор из работы [1], соответствующий размножению электронов, втекающих в варизонную область из нейтральной p^+ -области, а

$$F_s(\gamma, N) = \frac{\sum_{k=1}^N \frac{G_{nk}}{(1+\gamma)^{2k}} + \gamma(1-\gamma) \sum_{k=2}^N \frac{1}{(1+\gamma)^{k+1}} \sum_{i=1}^{k-1} \frac{G_{ni}}{(1+\gamma)^i}}{\sum_{k=1}^N \frac{G_{nk}}{(1+\gamma)^k}} \quad (18)$$

есть шум-фактор, соответствующий размножению электронов, генерируемых с граничных состояний. Из (18) следует, что $(\partial F_s / \partial \gamma) < 0$. Максимум F_s достигается при $\gamma = 0$ и равен $F_{s \max} = 1$. Если же $\gamma > 0$, то $F_s < 1$. Последнее неравенство хотя и является необычным, однако не противоречит законам физики. Дело в том, что электронам, генерируемым с граничных состояний на различных ступенях, соответствуют разные значения коэффициентов умножения M_{si} . В такой ситуации не справедлива формула для шум-фактора $F_s = \langle M_{si}^2 \rangle / \langle M_{si} \rangle^2 \geq 1$, где $\langle M_{si} \rangle$ — усредненный по всем ступеням коэффициент умножения электронов, генерируемых с граничных состояний. Поэтому шум-фактор F_s не обязан быть больше единицы.

Из (18) также следует, что $\partial F_s / \partial N < 0$. Поскольку величина F_s убывает при увеличении параметров γ и N , F_s убывает и при увеличении коэффициента умножения M . Этот результат является необычным для лавинных фотоприемников, поскольку во всех ранее рассматривавшихся в литературе случаях имела место противоположная зависимость величины шум-фактора от величины коэффициента умножения.

Используя условие, что величина G_{nk} монотонно убывает с ростом номера ступени, из (18) можно получить, что величина F_s ограничена сверху и снизу неравенствами

$$\frac{2 - \gamma(1+\gamma)M^{-2} - (1-\gamma)(2+\gamma)M^{-1}}{(1+\gamma)(2+\gamma)(1-M^{-1})} \leq F_s \leq \frac{1}{1+\gamma}. \quad (19)$$

В наиболее интересном случае $M \gg 1$ из (19) следует

$$\frac{2}{(1+\gamma)(2+\gamma)} \leq F_s \leq \frac{1}{1+\gamma}. \quad (20)$$

Максимальное различие между верхним и нижним ограничениями на F_s в (20) имеет место при $\gamma = 1$ и составляет около 30%. Поэтому при $M \gg 1$ для F_s можно пользоваться приближенной формулой $F_s \approx (1+\gamma)^{-1}$.

Численные оценки СЛФД на основе $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

Наиболее перспективным (а возможно, и единственно подходящим) материалом для создания СЛФД является $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. В гетероконтактах на основе

того материала большая часть скачка ширины запрещенной зоны приходится на зону проводимости [4-6]. Кроме того, ширину запрещенной зоны $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ можно варьировать от нуля до 1.5 эВ. Оценки показывают, что в гетероконтакте $\text{CdTe}-\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, для которого скачок потенциала в зоне проводимости близок к пороговой энергии ионизации электрона в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, разность постоянных решетки CdTe и $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ составляет лишь $\sim 0.1\%$. Такой разности постоянных решетки в гетеропереходах обычно соответствует относительно невысокая плотность граничных состояний — порядка 10^{12} см^{-2} .

Для определенности рассмотрим случай, когда состав x меняется в пределах каждой ступени от $x_1 = 0.5$ до $x_2 = 1$. При 300 К этому соответствует изменение ширины запрещенной зоны от $E_{G1} \approx 0.6$ до $E_{G2} \approx 1.5$ эВ [7]. Скачок потолка валентной зоны ΔE_v^0 в гетеропереходе $\text{CdTe}-\text{HgTe}$, по данным различных авторов, лежит в пределах от $\Delta E_v^0 = 0.04$ [5, 6] до $\Delta E_v^0 = 0.35$ эВ [4]. Для оценок зависимости скачка потолка валентной зоны в гетеропереходе $\text{Cd}_{x_2}\text{Hg}_{1-x_2}\text{Te}-\text{Cd}_{x_1}\text{Hg}_{1-x_1}\text{Te}$ от составов x_2 и x_1 аппроксимируем линейной зависимостью $\Delta E_v(x_2, x_1) = \Delta E_v^0(x_2 - x_1)$. При $x_2 = 1$ и $x_1 = 0.5$ имеем $\Delta E_v = 0.5 \Delta E_v^0$, и ΔE_v лежит в пределах от 0.02 до 0.175 эВ в зависимости от величины ΔE_v^0 . Величина скачка дна зоны проводимости в этом случае лежит в пределах от $\Delta E_c = 0.98$ до $\Delta E_c = 0.72$ эВ. Пороговая энергия ионизации электронов в полупроводниках с кейновским спектром определяется формулой [8] $E_n^{\text{пор}} = E_G \left[(1 + 2\mu) / (1 + \mu) \right] \{ 1 + [\mu (1 + 2\mu) / (1 + \mu)^2] \}$, где μ — отношение эффективных масс электрона m_c и тяжелой дырки m_{hh} . Масса m_{hh} в CdHgTe слабо зависит от состава и примерно равна $m_{hh} \approx 0.5 m_0$. Зависимость m_c от E_G описывается обычной для полупроводников с кейновским спектром формулой [7]. Расчет $E_n^{\text{пор}}$ для CdHgTe с $E_G = 0.6$ дает $E_n^{\text{пор}} \approx 0.7$ эВ. Таким образом, $\Delta E_c > E_n^{\text{пор}}$, и электрон на каждой ступени с вероятностью $\gamma \approx 1$ рождает дополнительную электрон-дырочную пару.

Для того чтобы электроны в варизонной области двигались со скоростью, близкой к скорости насыщения, на них должно действовать эффективное (с учетом варизонного) электрическое поле $\varepsilon_n \approx 10^4$ В/см. Если ширина каждой ступени $l = 0.2$ мкм, то на дырки действует эффективное электрическое поле $\varepsilon_p = \varepsilon_n + (E_{G2} - E_{G1}) l^{-1} \approx (5 + 6) \cdot 10^4$ В/см. При такой величине ε_p средняя энергия дырок $\bar{E}_p > \Delta E_v$, и на k -ступени не происходит захвата дырок, генерируемых на $(k+1)$ - и последующих ступенях. Это обстоятельство ранее было использовано при написании уравнения (3). Кроме того, при напряженности эффективного поля $\varepsilon_p = (5+6) \cdot 10^4$ В/см ударной ионизацией дырок можно пренебречь, что также предполагалось в предыдущих расчетах.

Оценим величину отношения $(G_s/G_3)^2$. Максимальная величина G_s как функции энергии ионизации граничных состояний равна $G_s^{\text{max}} = 0.5 \sqrt{v_n v_p} n_i$. Следовательно, $(G_s^{\text{max}}/G_3)^2 = \sigma_p N_s \exp(\Delta E_v/kT)$, где σ_p — сечение захвата дырок на граничные состояния. Плотность граничных состояний можно оценить с помощью формулы $N_s \sim \Delta a/a^3$, где Δa — несоответствие постоянных решетки материалов, составляющих гетеропару, а a — их средняя постоянная решетки. Для рассматриваемого гетероперехода на основе $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ $\Delta a/a \approx 0.1\%$, $a = 6.47$ Å [7] и $N_s \approx 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Если для оценок положить $\sigma_p \approx 10^{-16} \text{ см}^2$, то для максимального из приводимых в литературе значений $\Delta E_v^0 = 0.35$ эВ при 300 К имеем $(G_s^{\text{max}}/G_3)^2 < 0.1$. Следует ожидать, что в реальном приборе отношение $(G_s/G_3)^2$ будет еще меньше. При условии $(G_s/G_3)^2 < 1$ из (10) следует $G_{n1} = G_s [1 + (\gamma j_D G_s / e G_3^2)]^{-1}$. Из формул (10), (11) и (18) видно, что если $j_D \gg e G_s$, то слагаемыми, пропорциональными G_{n1} , в выражениях для

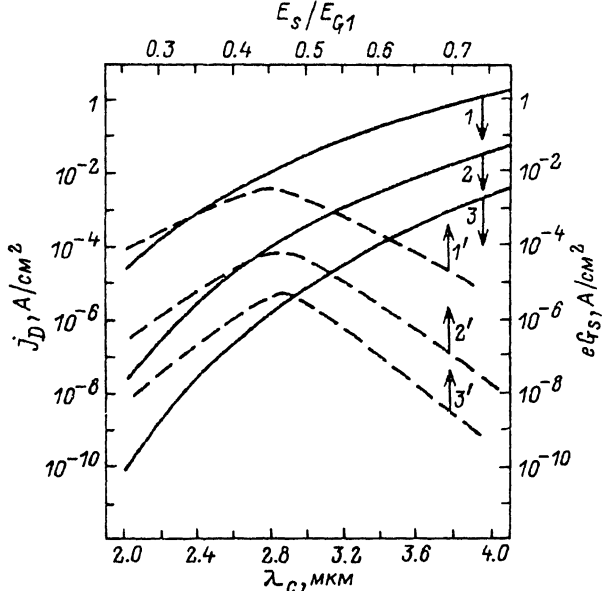


Рис. 2. Зависимости плотности первичного генерационного тока eG_s (штриховые кривые) от энергетического положения граничных состояний и зависимости плотности первичного диффузионного тока j_D от красной границы чувствительности ЛФД (сплошные кривые) для различных температур.

Т, К: 1, 1' — 300; 2, 2' — 233, 3, 3' — 200. Стрелками указана шкала, к которой относится данная кривая.

темнового тока и мощности токового шума можно пренебречь. Если же $j_D \leq eG_s$, то, согласно последней полученной формуле, $G_{n1} \approx G_s$. Поэтому для СЛФД на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$ величину G_{n1} в формулах (11), (18) с хорошей точностью можно заменить на G_s . Полученный результат означает, что в СЛФД на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$ темновой ток и шум определяются величиной генерационного тока с граничных состояний, если $eG_s \gg j_D$. В случае обратного неравенства характеристики прибора определяются величиной диффузионного тока электронов из p^+ -области. Последний случай и был рассмотрен в [1]. Величина первичного генерационного тока eG_s как функция относительной энергии ионизации граничных состояний (E_s/E_{G1}) для ЛФД на основе $CdHgTe$ с $E_{G1} = 0.6$ эВ представлена на рис. 2. При расчете полагалось $N_s = 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и $\sigma_n = \sigma_p$, где σ_n — сечение захвата электронов на граничные состояния.

В $CdHgTe$ p -типа при концентрации дырок порядка $(10^{17} + 10^{18}) \text{ см}^{-3}$ время жизни электронов определяется оже-рекомбинацией для всех составов x , соответствующих спектральному диапазону $\lambda \geq 1.5$ мкм. При оже-рекомбинации диффузионный ток электронов из p^+ -области равен $j_D = en_i^2 \sqrt{D_n \gamma_{Ap}}$, где n_i , D_n и γ_{Ap} — собственная концентрация носителей, коэффициент диффузии электронов и коэффициент ударной рекомбинации дырок в p^+ -области. На рис. 2 представлены рассчитанные для трех различных температур зависимости j_D от красной границы чувствительности ЛФД, которая определяется шириной запрещенной зоны в p^+ -области. При расчетах полагалось $D_n = 10^2 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$. Входящая в формулу для j_D величина γ_{Ap} рассчитывалась на основе данных работы [9]. Из рис. 2 видно, что в СЛФД на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$ с красной границей чувствительности $\lambda_c \leq 2$ мкм

основным источником темнового тока и шума является генерация электронов с граничных состояний. Таким образом, из проведенных расчетов следует, что даже при невысокой плотности пограничных состояний они существенным образом влияют на характеристики СЛФД.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Capasso F., Tsang W. T., Williams G. F. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1983. V. ED-30. N 4. P. 381—390.
- [2] Ван дер Зил А. Шум. Источники, описание, измерение. М., 1973. 179 с.
- [3] Букингем М. Шумы в электронных приборах и системах. М., 1986. 398 с.
- [4] Kovalczyk S. P., Cheung J. T., Kraut E. A., Crant R. W. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. N 15. P. 1605—1608.
- [5] Berroir J. M., Guldner Y., Vieren J. P., Voos M., Faurie T. P. // Phys. Rev. B 1986. V. 34. N 2. P. 891—894.
- [6] Yang Z., Furzdyna J. K. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 52. N 6. P. 498—500.
- [7] Любченко А. В., Сальков Е. А., Сизов Ф. Ф. Физические основы полупроводниковой инфракрасной электроники. Киев, 1984. 255 с.
- [8] Ridley B. K. // J. Appl. Phys. 1977. V. 48. N 2. P. 754—764.
- [9] Casselman T. N. // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. N 2. P. 848—853.

Научно-исследовательский институт электронных приборов
Москва

Получена 17.04.1991

Принята к печати 30.01.1992