

трансуранных ядер// Научная конференция секции ядерной физики ОФН РАН. Физика фундаментальных взаимодействий. М., 2002.

17. Давыдов А. В. К вопросу о длительности процессов резонансного поглощения гамма-квантов ядрами// Там же.

18. Акулов Б. А., Мамырин Б. А. Атомные эффекты при бета-распаде трития и их роль при определении G_A/G_V и времени жизни свободного нейтрона// Там же.

Статья поступила в редакцию 15 июля 2004 г.

Effects on a radioactivity of granitoids: from geophysical monitoring to laboratory experiments

O. B. Khavroshkin, V. V. Tsyplakov
Schmidt Institute of Earth Physics, Moscow, Russia

The results of examination of response of granitoids on different physical actions and fields by measuring the variations of a natural radioactivity are enunciated in the paper. First of all, the obtained effects are of interest for the solution of some practical problems of geophysics and geochemistry.

УДК 621.383

Теория генерационно-рекомбинационного шума, обусловленного туннелированием через ловушки в невырожденных $p-n$ -переходах на основе узкозонных твердых растворов (CdHg)Te

А. Ю. Селяков
ФГУП «НПО "Орион"» — Государственный научный центр
Российской Федерации, Москва, Россия

Предложена обобщенная модель рекомбинации, обусловленной туннелированием через ловушки (trap — assisted tunnelling — TAT) в области пространственного заряда невырожденного HgCdTe $p-n$ -перехода. На основе этой модели рассчитана спектральная плотность генерационно-рекомбинационного шума, обусловленного TAT-рекомбинацией (TAT GR-шума) $S_{I_{gr}}(\omega)$ в различных диапазонах частот и приложенных обратных напряжений, и установлено, что на частотной зависимости $S_{I_{gr}}(\omega)$ имеется два плато — высокочастотное и низкочастотное. Проанализирована температурная зависимость $S_{I_{gr}}(\omega)$. Показано, что в области высокочастотного плато TAT GR-шум может быть сверхпуассоновским.

Теория генерационно-рекомбинационного (GR) шума в $p-n$ -переходах развита достаточно хорошо [1–6]. При этом в наиболее последовательных работах [1, 3, 5] GR-шум проанализирован на основе метода Ланжевена, который в отличие от флуктуационно-диссипативной теоремы справедлив в случае отклонения от термодинамического равновесия. В работах [1, 3] рассчитаны спектральные плотности GR-шума для случая, когда темновой ток $p-n$ -перехода определяется процессами генерации — рекомбинации в квазинейтральных областях (диффузионный механизм), а в работе [5] — для случая, когда темновой ток определяется тепловым захватом и выбросом носителей с рекомбинационного уров-

ня в области пространственного заряда (ОПЗ) $p-n$ -перехода (генерационный механизм). На основе теории Ван-Влита [5] в работе [6] показано, что при определенных условиях высокочастотный участок спектральной плотности GR-шума $p-n$ -перехода может быть сверхпуассоновским (т. е. спектральная плотность шума может превышать величину $2qI_{gr}$, где I_{gr} — генерационный темновой ток $p-n$ -перехода).

В отличие от $p-n$ -переходов на основе широкозонных полупроводников в $p-n$ -переходах на основе узкозонных ($E_g \cong 0,1$ эВ) твердых растворов (CdHg)Te при достаточно низких температурах одним из основных механизмов темнового тока является туннелирование через ловушки TAT

в ОПЗ [7–14]. При этом ТАТ-рекомбинация ограничивает дифференциальное сопротивление HgCdTe $p-n$ -переходов на практически важном для режима накопления участке небольших обратных смещений [8, 9]. Кроме того, ТАТ-рекомбинация обуславливает насыщение температурной зависимости дифференциального сопротивления HgCdTe $p-n$ -переходов в области низких температур [13, 14], что существенно ограничивает пороговые характеристики низкофоновых фотодиодов. Естественно предположить, что флуктуационные процессы в ОПЗ $p-n$ -переходов, обусловленные ТАТ-рекомбинацией, отличаются от обычного GR-шума $p-n$ -перехода, рассмотренного в работах [5, 6]. Однако последовательная теория GR-шума, обусловленного ТАТ-рекомбинацией в ОПЗ $p-n$ -перехода (ТАТ GR-шума), в настоящее время отсутствует.

В данной работе показано, что метод Ван-Влита анализа GR-шума [5] может быть обобщен для случая ТАТ-рекомбинации в невырожденном $p-n$ -переходе, а также в рамках модели одного рекомбинационного уровня, находящегося в верхней половине запрещенной зоны, рассчитана спектральная плотность флуктуаций ТАТ GR-шума в различных диапазонах частот и приложенных обратных напряжений.

Обобщенная модель ТАТ-рекомбинации

Зонная диаграмма обратносмещенного $p-n$ -перехода в случае малых смещений $q|V| < F_p^0$ изображена на рис. 1, в случае больших смещений $q|V| > F_p^0$ — на рис. 2. Для простоты будем считать, что ТАТ-рекомбинация в ОПЗ $p-n$ -перехода происходит через один рекомбинационный уровень. Рассмотрим данный механизм рекомбинации, следуя модели Андерсена [10]. В этом случае выражения для скорости ТАТ-рекомбинации электронов и дырок имеют вид

$$\begin{aligned}
 R_n &= n(x)N_t(1 - f_t(x))\gamma_n - N_t f_t(x)n_1\gamma_n + \\
 &+ n(x + x_m)N_t(1 - f_t(x))\omega_c - N_t f_t(x)N_c\omega_c; \\
 R_p &= p(x)N_t f_t(x)\gamma_p - N_t(1 - f_t(x))p_1\gamma_p + \\
 &+ p_{lh}(x - x_{lp})N_t f_t(x)\omega_v - N_t(1 - f_t(x))N_{vlh}\omega_v,
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

где $n(x)$ — концентрация электронов;
 $p(x)$ — концентрация тяжелых дырок;
 N_t — концентрация рекомбинационных центров;
 $f_t(x)$ — вероятность заполнения рекомбинационного уровня электроном в точке x ;
 γ_n, γ_p — коэффициенты теплового захвата электронов и дырок, соответственно, на рекомбинационный уровень;

- $n_1 = N_c \exp((E_t - E_g)/(kT));$
- $p_1 = N_{vhh} \exp(-E_t/(kT));$
- k — постоянная Больцмана;
- T — температура;
- E_g — ширина запрещенной зоны полупроводника;
- E_t — энергия рекомбинационного уровня;
- N_{vhh} — эффективная плотность состояний в зоне тяжелых дырок;
- N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости;
- $p_{lh}(x)$ — концентрация легких дырок;
- N_{vlh} — эффективная плотность состояний в зоне легких дырок;
- ω_c, ω_v — коэффициенты туннельного захвата электронов (дырок) из зоны проводимости (валентной зоны) на рекомбинационный уровень в ОПЗ (скорости туннельных переходов электронов (дырок) $\omega_{c(v)}N_{c(v)}$ с рекомбинационного уровня в зону проводимости (валентную зону) рассчитаны в работе [10] в приближении однородного поля $p-n$ -перехода, а упрощенная форма величин $\omega_{c(v)}N_{c(v)}$ — в работах [15, 16]);
- x_m, x_{lp} — туннельные длины для электронов и легких дырок, соответственно (см. рис. 2).

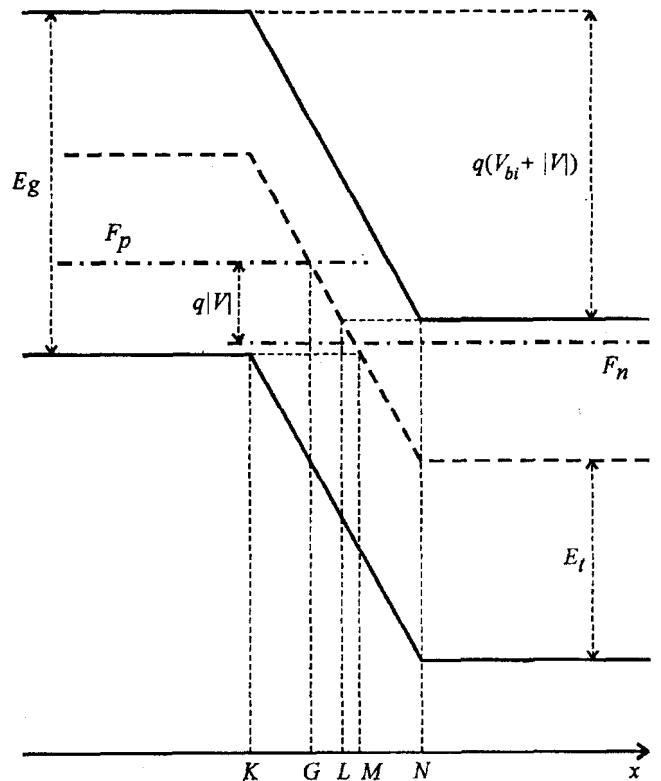


Рис. 1. Зонная диаграмма невырожденного $p-n$ -перехода при малом ($q|V| < F_p^0$) обратном смещении

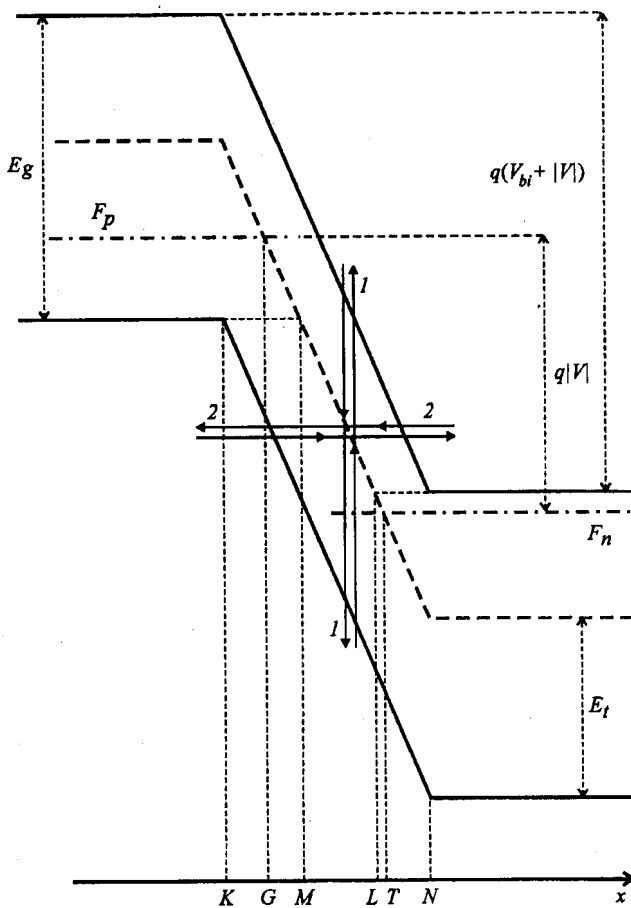


Рис. 2. Зонная диаграмма невырожденного p - n -перехода при большом ($q|V| > F_p^0$) обратном смещении:

стрелками показаны тепловые (1) и туннельные (2) переходы носителей между зоной проводимости (валентной зоной) и рекомбинационным уровнем

Следуя [17], будем использовать приближение постоянных квазиуровней Ферми в ОПЗ. В этом случае в силу справедливости распределения Больцмана в невырожденном электронном газе величины $n(x + x_m)$ и $p_{lh}(x - x_{rp})$ связаны с концентрациями электронов и дырок в точке x соотношениями $n(x + x_m) = n(x)\exp((E_g - E_t)/(kT))$, $p_{lh}(x - x_{rp}) = p_{lh}(x)\exp(E_t/(kT))$. Заметим, что первые и третьи слагаемые в уравнениях (1) представляют собой тепловые и туннельные скорости захвата электронов и дырок, соответственно, а вторые и четвертые — тепловые и туннельные скорости эмиссии электронов и дырок, соответственно.

Из рис. 1 и 2 видно, что туннельный захват и выброс электронов в зону проводимости возможны только на участке ОПЗ $K - L$, т. е. при условии $x < L$, а туннельный захват и выброс дырок в валентную зону возможен только на участке ОПЗ $M - N$, т. е. при условии $x > M$. Введем обобщенные коэффициенты захвата электронов и дырок $\Gamma_n(x)$ и $\Gamma_p(x)$, соответственно, соотношениями:

$$\Gamma_n(x) = \gamma_n + u(L - x)\omega_c \exp\{(E_g - E_t)/(kT)\}; \quad (2)$$

$$\Gamma_p(x) = \gamma_p + u(x - M)\omega_v(m_{lh}/m_{hh})^{3/2} \exp\{E_t/(kT)\},$$

где m_{lh} и m_{hh} — эффективные массы легких и тяжелых дырок, соответственно;

$u(x)$ — функция единичного скачка;

$u(x) = 1$ при $x \geq 0$ и $u(x) = 0$ — при $x < 0$;

точки L и M определены на рис. 1, 2.

Правые части выражений (1) можно преобразовать к виду, формально совпадающему с уравнениями, описывающими тепловой (Шокли—Ридовский) захват и выброс носителей с рекомбинационного уровня [18]:

$$R_n = n(x)N_t(1 - f_t(x))\Gamma_n(x) - N_t f_t(x)n_1\Gamma_n(x); \quad (3)$$

$$R_p = p(x)N_t f_t(x)\Gamma_p(x) - N_t(1 - f_t(x))p_1\Gamma_p(x),$$

иными словами, уравнения ТАТ-рекомбинации в ОПЗ p - n -перехода можно преобразовать к виду, формально совпадающему с уравнениями, описывающими рекомбинацию Шокли—Рида через некоторый эффективный уровень, энергетическое положение которого в запрещенной зоне совпадает с положением уровня, обуславливающего ТАТ-рекомбинацию, а коэффициенты захвата носителей $\Gamma_n(x)$ и $\Gamma_p(x)$ зависят от координаты и от приложенного напряжения.

Заметим, что первые слагаемые в уравнениях (3) представляют собой эффективные скорости захвата электронов и дырок, соответственно, а вторые — эффективные скорости эмиссии электронов и дырок, соответственно. Полученная форма уравнений ТАТ-рекомбинации позволяет воспользоваться результатами теории рекомбинации Шокли—Рида [18] и обобщить хорошо известные выражения для вероятности заполнения рекомбинационного уровня в стационарном состоянии $f_{ts}(x)$, суммарной скорости ТАТ-рекомбинации в стационарном состоянии $U(x)$, а также генерационного темного тока p - n -перехода I_{gr} на случай ТАТ-рекомбинации:

$$f_{ts}(x) = \tau_{ТАТ}(x)(n(x)\Gamma_n(x) + p_1\Gamma_p(x));$$

$$1 - f_{ts}(x) = \tau_{ТАТ}(x)(n_1\Gamma_n(x) + p(x)\Gamma_p(x)); \quad (4)$$

$$U(x) = N_t\Gamma_p(x)\Gamma_p(x)\tau_{ТАТ}(x)(n(x)p(x) - n_i^2); \quad (5)$$

$$I_{gr} = qA \int_0^w N_t\Gamma_n(x)\Gamma_p(x)\tau_{ТАТ}(x)(n(x)p(x) - n_i^2)dx, \quad (6)$$

где q — заряд электрона;

A — площадь p - n -перехода;

w — ширина ОПЗ;

$\tau_{ТАТ}$ — определяется выражением

$$\tau_{\text{TAT}}(x)^{-1} = \Gamma_n(x)(n_1 + n(x)) + \Gamma_p(x)(p_1 + p(x)). \quad (7)$$

Непосредственно обобщить теорию генерационного тока p - n -перехода Шокли и Саха [17] на случай ТАТ-рекомбинации не представляется возможным, так как в работе [17] при оценке величины интеграла в выражении для I_{gr} использовалась независимость тепловых коэффициентов захвата от координаты. Дифференциальное сопротивление вырожденных и невырожденных HgCdTe p - n -переходов различной структуры, обусловленное ТАТ-рекомбинацией, рассчитано в работах [13, 14].

GR-шум, обусловленный ТАТ-рекомбинацией

В рамках метода Ланжевена флуктуации в полупроводниковых приборах описываются системой стохастических дифференциальных уравнений, полученных путем линеаризации относительно флуктуаций системы уравнений используемой модели явления переноса и введения в нее случайных источников [1, 3, 5]. В работе [5] проанализирован GR-шум в ОПЗ p - n -перехода, обусловленный рекомбинацией Шокли—Рида. Для описания флуктуаций в этой работе использована система стохастических дифференциальных уравнений, включающая в себя линеаризованные уравнения диффузионно-дрейфовой модели и уравнение перезарядки рекомбинационных центров, в котором учитываются только тепловой захват и эмиссия носителей, т. е. коэффициенты захвата электронов и дырок считаются не зависящими от координаты. В [5] развит метод решения такой системы стохастических дифференциальных уравнений в ОПЗ p - n -перехода, основанный на использовании приближения бесконечно малого времени пролета подвижных носителей, которое также справедливо и в случае ТАТ-рекомбинации. Следуя [5], прямым расчетом можно убедиться, что метод решения системы стохастических дифференциальных уравнений, развитый для случая обычной рекомбинации Шокли — Рида ОПЗ p - n -перехода, остается справедливым также и в случае координатной зависимости коэффициентов захвата электронов и дырок, т. е. в случае ТАТ-рекомбинации.

Таким образом, преобразование уравнений ТАТ-рекомбинации в ОПЗ p - n -перехода к виду, формально совпадающему с уравнениями, описывающими рекомбинацию Шокли—Рида, позволяет обобщить теорию GR-шума, обусловленного рекомбинацией Шокли—Рида [5], на случай GR-шума, обусловленного ТАТ-рекомбинацией.

Воспользуемся результатами работы [5], подставив в интегральные выражения для спектральной плотности флуктуаций GR-шума вы-

ражения (2) для обобщенных коэффициентов захвата и запишем выражение для спектральной плотности ТАТ GR-шума в виде $S_{I_{gr}}(\omega) = 2qI_{eq}(\omega)$:

$$I_{eq}(\omega) = \int_0^w \{i_{eq}^L / (1 + \omega^2 \tau_{\text{TAT}}^2) + i_{eq}^H \omega^2 \tau_{\text{TAT}}^2 / (1 + \omega^2 \tau_{\text{TAT}}^2)\} dx, \quad (8)$$

где

$$i_{eq}^L = qAN_i \tau_{\text{TAT}}(x) \{ (\tau_{\text{TAT}}(x) / \tau_{\text{TAT1}}(x))^2 \times \\ \times (2\Gamma_p(x)^2 p_1 p(x) + \Gamma_n(x)\Gamma_p(x)(n(x)p(x) + n_i^2)) + \\ + (\tau_{\text{TAT}}(x) / \tau_{\text{TAT2}}(x))^2 (2\Gamma_n(x)^2 n_1 n(x) + \\ + \Gamma_n(x)\Gamma_p(x)(n(x)p(x) + n_i^2)) \}, \quad (9)$$

$$i_{eq}^H = qAN_i \tau_{\text{TAT}}(x) \{ (R_n^2 + R_p^2) \Gamma_n(x)\Gamma_p(x)(n(x)p(x) + \\ + n_i^2) + 2R_n^2 \Gamma_n(x)^2 n_1 n(x) + 2R_p^2 \Gamma_p(x)^2 p_1 p(x) \}. \quad (10)$$

Здесь $\tau_{\text{TAT1}}(x)^{-1} = \Gamma_n(x)(n_1 + n(x))$;

$$\tau_{\text{TAT2}}(x)^{-1} = \Gamma_p(x)(p_1 + p(x));$$

$$R_n = (w - x) / w;$$

$$R_p = x / w.$$

Как и для случая рекомбинации Шокли—Рида, спектральная плотность ТАТ GR-шума имеет два плато — низкочастотное (на частотах, удовлетворяющих условию $\omega \tau_{\text{TATmax}} \ll 1$) и высокочастотное (на частотах, удовлетворяющих условию $\omega \tau_{\text{TATmin}} \gg 1$). Подставим в соотношения (8) формулы (9), (10) и получим выражения для спектральной плотности ТАТ GR-шума в области низко- и высокочастотного плато.

$$I_{eq}^L = qAN_i \int_0^w \tau_{\text{TAT}}(x)^3 \{ ((p(x) + p_1)\Gamma_p(x))^2 \times \\ \times (\Gamma_n(x)\Gamma_p(x)(n(x)p(x) + n_i^2) + 2n(x)n_1\Gamma_n(x)^2) + \\ + ((n(x) + n_1)\Gamma_n(x))^2 (\Gamma_n(x)\Gamma_p(x)(n(x)p(x) + n_i^2) + \\ + 2p(x)p_1\Gamma_p(x)^2) \} dx; \quad (11)$$

$$I_{eq}^H = qAN_i \int_0^w \tau_{\text{TAT}}(x) \{ ((w - x)/w)^2 \times \\ \times (\Gamma_n(x)\Gamma_p(x)(n(x)p(x) + n_i^2) + 2n(x)n_1\Gamma_n(x)^2) + \\ + (x/w)^2 (\Gamma_n(x)\Gamma_p(x)(n(x)p(x) + n_i^2) + \\ + 2p(x)p_1\Gamma_p(x)^2) \} dx. \quad (12)$$

На первый взгляд постоянство спектральной плотности GR-шума на высоких частотах, следующее из выражения (8), противоречит требованию интегрируемости спектральной плотности стационарного случайного процесса [19]. Однако

выражение (8) справедливо только в пределах области своей применимости, т. е. на частотах $\omega \ll t_t^{-1}$, где t_t — время пролета носителей через ОПЗ p — n -перехода.

Расчет спектральной плотности флуктуаций ТАТ GR-шума

Оценим интегралы (11) и (12) сначала для случая малых обратных смещений p — n -перехода $q|V| < F_p^0$, где F_p^0 — равновесный уровень Ферми в p -области, отсчитанный от края валентной зоны, а V — напряжение на p — n -переходе. Как и в работе [10], будем использовать приближение постоянного поля в ОПЗ p — n -перехода. Следуя работам [13, 14], будем считать, что рекомбинационный уровень, обуславливающий ТАТ-рекомбинацию, находится в верхней части запрещенной зоны, вследствие чего выполняются условия $n_1 \approx p_1$, $\omega_c \gg \omega_v$ и $\omega_c \gg \gamma_n$. Кроме того, в узкозонных твердых растворах в HgCdTe имеет место неравенство $\gamma_n \gg \gamma_p$ [20]. Из сказанного следует, что в рамках рассматриваемой модели рекомбинационного уровня выполняются неравенства $N_c \omega_c \gg N_{vlh} \omega_v$, $n_1 \gamma_n$, $p_1 \gamma_p$, $N_d \gamma_n$, где N_d — концентрация донорной примеси. Будем также предполагать, что выполняется условие $N_c \omega_c \gg N_d \gamma_p$, где N_a — концентрация акцепторной примеси.

Как видно из рис. 1, в рассматриваемом случае ОПЗ p — n -перехода удобно разбить на три отрезка: K — L , L — M и M — N . На отрезке L — M возможны только тепловой захват и выброс электронов и дырок. Флуктуации темнового тока, обусловленные случайностью захвата и выброса носителей на данном участке, являются обычным GR-шумом p — n -перехода, который рассмотрен в работах [5, 6]. Помимо тепловых переходов, на отрезке K — L возможны туннельный захват и выброс носителей из зоны проводимости, поэтому выполняется условие $\Gamma_p = \gamma_p$, а на отрезке M — N — туннельный захват и выброс носителей из валентной зоны, поэтому выполняется условие $\Gamma_n = \gamma_n$.

Из рис. 1 видно, что на всем отрезке K — L выполняются условия $n(x) \ll n_1$ и $N_c \omega_c \gg n_1 \gamma_n$, $p_1 \gamma_p$, на части рассматриваемого отрезка K — G выполняется условие $p(x) \gg p_1$, а на другой части этого отрезка G — L — условие $p(x) \ll p_1$. На отрезке M — N выполняются условия $p(x) \ll p_1$, $n(x) > n_1$ и $(n(x) + n_1) \gamma_n \gg p_1 \Gamma_p$, а на отрезке L — M — условия $p(x) \propto p_1$ и $n(x) \propto n_1$.

Используя данные неравенства и выражение (7), оценим максимальное и минимальное значения величины $\tau_{\text{ТАТ}}(x)$ и получим, что в рассматриваемом случае малых обратных смещений

p — n -перехода $q|V| < F_p^0$ низкочастотное плато будет наблюдаться в диапазоне частот $\omega(n_1 \gamma_n)^{-1} \ll 1$, а высокочастотное — в диапазоне $\omega(N_c \omega_c)^{-1} \gg 1$.

В приближении постоянных квазиуровней Ферми в ОПЗ пространственное распределение электронов и дырок в невырожденном p — n -переходе имеет вид

$$n(x) = N_d \exp\{(q\phi(x) - q(V_{bi} + |V|))/(kT)\};$$

$$p(x) = N_a \exp\{-(q\phi(x))/(kT)\}, \quad (13)$$

где $\phi(x)$ — потенциал электрического поля;

V_{bi} — встроенный диффузионный потенциал.

Используя неравенства, выполняющиеся для отрезков M — N и K — L , упростим подынтегральные выражения в формулах (11), (12) и, используя выражения (13), вычислим соответствующие интегралы. В результате получим

$$I_{eq,MN}^L = qAN_t ((kT)/(qE)) (1 + \exp((q|V|)/(kT))) \times$$

$$\times (N_a \exp(-E_t/(kT)) \gamma_p + \omega_v (m_{lh}/m_{hh})^{3/2} N_a); \quad (14)$$

$$I_{eq,KL}^L = qAN_t p_1 \gamma_p (1 + \exp(-q|V|/(kT))) \times$$

$$\times ((E_t - E_g + q(V_{bi} + |V|))/(qE)); \quad (15)$$

$$I_{eq,MN}^H = qAN_t \{ (2(q(V_{bi} + |V|) - E_t) /$$

$$/ (3qE)) n_1 \gamma_n (1 - E_t / (q(V_{bi} + |V|)))^2 +$$

$$+ ((kT)/(qE)) (1 + \exp((q|V|)/(kT))) \times$$

$$\times (E_t / (q(V_{bi} + |V|)))^2 \times$$

$$\times (N_a \exp(-E_t/(kT)) \gamma_p + \omega_v (m_{lh}/m_{hh})^{3/2} N_a) \}; \quad (16)$$

$$I_{eq,KL}^H = 2qAN_t N_d \omega_c ((kT)/(qE)) \times$$

$$\times ((E_g - E_t)^2 / (q(V_{bi} + |V|))^2). \quad (17)$$

Из уравнений (14)—(17) видно, что низкочастотная компонента спектральной плотности ТАТ GR-шума содержит только члены, пропорциональные коэффициентам теплового и туннельного захвата дырок γ_p и ω_v , в то время как высокочастотная компонента содержит члены, пропорциональные коэффициентам захвата как электронов, так и дырок. Иными словами, на низких частотах спектральная плотность ТАТ GR-шума определяется флуктуациями наиболее медленного процесса — захвата и эмиссии дырок, в то время как на высоких частотах в спектральную плотность ТАТ GR-шума, помимо флуктуаций захвата и выброса дырок, дают вклад флуктуации более быстрого процесса — захвата и выброса электронов.

Рассмотрим причины возникновения аномальной зависимости спектральной плотности ТАТ GR-шума, обусловленной отрезком $M - N$, от приложенного обратного смещения: при достаточно высоких температурах, когда выполняется условие $N_a \exp(-E_t / (kT)) \gamma_p \gg \omega_v (m_{lh} / m_{hh})^{3/2} N_a$, величина $I_{eq, MN}^L$ и слагаемое, обусловленное флуктуациями захвата и выброса дырок, в выражении для $I_{eq, MN}^H$ пропорциональны $1 + \exp((q|V|)/(kT))$. Из уравнений (4) следует, что на отрезке $M - N$ с высокой точностью выполняются соотношения $1 - f_{IS}(x) \cong n_1/n(x)$ и $f_{IS}(x) \cong 1$. В рассматриваемом случае малых смещений $q|V| < F_p^0$ в точке M выполняется неравенство $n(M) \gg n_1$ и, как следует из уравнений (13), величина $n(x)$ пропорциональна $\exp(-q|V|/(kT))$, в то время как концентрация дырок в точке M не зависит от приложенного напряжения. (При увеличении обратного смещения точка M сдвигается влево (см. рис. 1), но потенциал этой точки M остается постоянным $q\phi(M) = E_t$.)

Таким образом, по мере увеличения величины $|V|$ растет вероятность заполнения дырками рекомбинационного уровня в точке M , и скорость эмиссии дырок возрастает как $\exp((q|V|)/(kT))$, в то время как скорость захвата дырок остается постоянной, что и объясняет полученную аномальную зависимость спектральной плотности ТАТ GR-шума, на отрезке $M - N$ от приложенного напряжения.

Из соотношений для $1 - f_{IS}(x)$ и $f_{IS}(x)$ и уравнений (3) следует также, что на отрезке $M - N$ скорости захвата и эмиссии дырок максимальны в узкой области толщиной порядка $(kT)/(qE)$, вблизи точки M . Поэтому на низких частотах спектральная плотность ТАТ GR-шума $I_{eq, MN}^L$ пропорциональна $(kT)/(qE)$. Туннельный захват легких дырок в точке M происходит с верхнего края валентной зоны квазинейтральной p -области, поэтому слагаемые, соответствующее туннельным переходам, в выражениях для $I_{eq, MN}^L$ и $I_{eq, MN}^H$ пропорциональны $(m_{lh} / m_{hh})^{3/2} N_a$, в то время как слагаемые, соответствующее тепловым переходам, пропорциональны $N_a \exp(-E_t / (kT))$ — концентрации тяжелых дырок в точке M .

Из соотношений для $1 - f_{IS}(x)$ и $f_{IS}(x)$ и уравнений (3) следует также, что на отрезке $M - N$ скорости захвата и эмиссии электронов однородны и не зависят от приложенного напряжения. Поэтому слагаемое, обусловленное захватом и выбросом электронов, в выражении для $I_{eq, MN}^H$ пропорционально $(q(V_{bi} + |V|) - E_t)/(qE)$, т. е. слабо зависит от приложенного напряжения.

Рассмотрим теперь ТАТ-рекомбинацию на отрезке $K - L$. Из уравнений (4) следует, что на этом отрезке для вероятности заполнения рекомбинационного уровня с высокой точностью выполняются соотношения $f_{IS}(x) \cong n(x)/n_1$ и $1 - f_{IS}(x) \cong 1$. В то же время в обратносмещенном невырожденном $p-n$ -переходе в приближении постоянных квазиуровней Ферми произведение $n(x)p(x)$ пропорционально $\exp\{-q|V|/(kT)\}$ и не зависит от координаты.

Как следует из уравнений (3), скорости захвата и эмиссии дырок на данном участке однородны, причем скорость эмиссии дырок не зависит от приложенного напряжения, а скорость захвата дырок пропорциональна $\exp\{-q|V|/(kT)\}$.

Таким образом, на низких частотах спектральная плотность ТАТ GR-шума $I_{eq, KL}^L$ пропорциональна $(E_t - E_g + q(V_{bi} + |V|))/(qE)$ и зависит от напряжения как $1 + \exp\{-q|V|/(kT)\}$. Из уравнений (3) и (4) следует также, что эффективный захват и эмиссия электронов на рассматриваемом отрезке происходят в узкой области толщиной порядка $(kT)/(qE)$ вблизи точки L , причем туннельный захват электронов в этой точке происходит со дна зоны проводимости квазинейтральной n -области.

Спектральная плотность ТАТ GR-шума на высоких частотах $I_{eq, KL}^H$ пропорциональна $N_d kT/(qE)$, и скорости захвата и эмиссии электронов в точке L (а значит, и спектральная плотность ТАТ GR-шума на высоких частотах) зависят от приложенного напряжения только в силу зависимости $\omega_c(E)$, так как при приложении обратного смещения точка L сдвигается вправо (см. рис. 1), но разность потенциалов точек L и N остается постоянной $q\phi(L) - q\phi(N) = E_g - E_t$.

В работе [14] рассчитано дифференциальное сопротивление невырожденного HgCdTe $p-n$ -перехода, обусловленное ТАТ-рекомбинацией, для модели одного уровня, находящегося в верхней части запрещенной зоны. Зная величину $R_0 A$, по теореме Найквиста можно рассчитать спектральную плотность ТАТ GR-шума такого $p-n$ -перехода при нулевом смещении. Положив в формулах (14) и (15) $V = 0$, прямым расчетом можно убедиться в полном соответствии результатов настоящей работы и результатов, полученных по формулам (7) и (11) работы [14].

Оценим интегралы (11) и (12) для случая достаточно больших обратных смещений $p-n$ -перехода $q|V| > F_p^0$. Как видно из рис. 2, в рассматриваемом случае ОПЗ $p-n$ -перехода удобно разбить на три отрезка: $K - M$, $M - L$ и $L - N$. Помимо тепловых переходов, на отрезке $K - M$ возможен туннельный захват и выброс носителей из зоны проводимости, поэтому выполняется условие $\Gamma_p = \gamma_p$, а на отрезке $L - N$ — тун-

нельный захват и выброс носителей из валентной зоны, поэтому выполняется условие $\Gamma_n = \gamma_n$.

Из рис. 2 также видно, что на всем отрезке $K - M$ выполняются условия $n(x) \ll n_1$ и $N_c \omega_c \gg n_1 \gamma_n$, $p_1 \gamma_p$, $p \gamma_p$, на части рассматриваемого отрезка $K - G$ выполняется условие $p(x) > p_1$, а на другой части этого отрезка $G - M$ — условие $p(x) < p_1$. На отрезке $L - N$ выполняются условия $p(x) \ll p_1$ и $(n(x) + n_1) \gamma_n \gg (p_1 + p(x)) \Gamma_p$, на отрезке $L - T$ — условие $n(x) < n_1$, а на отрезке $T - N$ — условие $n(x) > n_1$, на отрезке $M - L$ — условия $p(x) \ll p_1$, $n(x) \ll n_1$ и $n_1 \Gamma_n \gg p_1 \Gamma_p$.

Используя данные неравенства и выражение (7), оценим максимальное и минимальное значения величины $\tau_{\text{TAT}}(x)$ и получим, что в рассматриваемом случае достаточно больших обратных смещений p - n -перехода $q|U| > F_p^0$ низкочастотное плато будет наблюдаться в диапазоне частот $\omega(n_1 \gamma_n + N_{\text{vth}} \omega_v)^{-1} \ll 1$, а высокочастотное — в диапазоне $\omega(N_c \omega_c)^{-1} \gg 1$. Заметим, что вследствие сильной зависимости туннельного коэффициента захвата ω_c от напряженности электрического поля в ОПЗ p - n -перехода высокочастотное плато спектральной плотности ТАТ GR-шума при относительно больших обратных смещениях будет наблюдаться на более высоких частотах, чем в случае малых обратных смещений.

Используя неравенства, выполняющиеся для отрезков $K - M$, $M - L$ и $L - N$, упростим подынтегральные выражения в формулах (11), (12) и, используя выражения (13), вычислим соответствующие интегралы. В результате получим следующее:

$$I_{eq}^L = qAN_t (p_1 \gamma_p + N_{\text{vth}} \omega_v) ((q(V_{bi} + |U|) - E_g) / (qE)); \quad (18)$$

$$I_{eq}^H = 2qAN_t N_d \omega_c ((kT)/(qE)) ((E_g - E_t)^2 / (q(V_{bi} + |U|))^2). \quad (19)$$

Как и следовало ожидать, в рассматриваемом случае спектральная плотность ТАТ GR-шума определяется флуктуациями на отрезке $M - L$. Из уравнений (4) следует, что на этом отрезке вероятность заполнения рекомбинационного уровня с высокой точностью удовлетворяет соотношениям $f_{ts}(x) \cong n(x)/n_1$ и $1 - f_{ts}(x) \cong 1$. Из этих соотношений и уравнений (3) следует, что в рассматриваемом случае скорости захвата и эмиссии дырок являются однородными, причем скорость эмиссии дырок существенно превышает скорость их захвата. Поэтому как и в случае малых смещений на низких частотах спектраль-

ная плотность ТАТ GR-шума определяется флуктуациями наиболее медленного процесса — процесса эмиссии дырок и I_{eq}^L пропорциональна $(q(V_{bi} + |U|) - E_g)/(qE)$.

Из соотношений для $f_{ts}(x)$ и $1 - f_{ts}(x)$ и уравнений (3) следует также, что эффективный захват и эмиссия электронов на рассматриваемом отрезке происходят в узкой области толщиной порядка $(kT)/(qE)$ вблизи точки L , причем также, как и в случае малых смещений, туннельный захват и выброс электронов в точке L происходят со дна зоны проводимости квазинейтральной n -области. Поэтому I_{eq}^H пропорциональна $N_d kT/(qE)$. Отметим, что по тем же причинам, что и в случае малых обратных смещений, в рассматриваемом случае скорости захвата и эмиссии электронов в точке L зависят от приложенного напряжения как $\omega_c(E)$.

Из выражений (14), (15) и (18) следует, что и для малых, и для больших смещений при понижении температуры p - n -перехода будет наблюдаться эффект насыщения температурной зависимости низкочастотного участка спектральной плотности ТАТ GR-шума. Данный эффект обусловлен сменой типов переходов, контролирующих захват и выброс дырок с рекомбинационного уровня в валентную зону. При этом в случае малых смещений эффект насыщения температурной зависимости низкочастотного участка спектральной плотности ТАТ GR-шума обусловлен процессами захвата и выброса дырок на участке ОПЗ $M - N$, т. е. той же самой причиной, которая обуславливает насыщение температурной зависимости дифференциального сопротивления невырожденного HgCdTe p - n -перехода [14].

Из формул (16), (17) и (19) видно, что на высоких частотах спектральная плотность ТАТ GR-шума обусловлена туннельным захватом и выбросом электронов с рекомбинационного уровня в зону проводимости, поэтому температурная зависимость высокочастотного участка спектральной плотности ТАТ GR-шума будет слабой.

В работе [14] предложена оптимальная структура невырожденного HgCdTe p - n -перехода (p - n -переход, в котором выполняется условие $qV_{bi} < E_t$), позволяющая подавить эффект насыщения температурной зависимости дифференциального сопротивления. Очевидно, что в невырожденном p - n -переходе, в котором выполняется условие $q(V_{bi} + |U|) < E_t$, ТАТ GR-шум будет обусловлен только процессами на отрезке $K - L$, и эффект насыщения температурной зависимости низкочастотного участка спектральной плотности ТАТ GR-шума будет подавлен. При этом низкочастотный участок спектральной плотности ТАТ GR-шума будет определяться

тепловым захватом и выбросом дырок, и, как видно из формулы (15), его температурная зависимость будет иметь термоактивационный характер. В то же время высокочастотный участок спектральной плотности ТАТ GR-шума будет определяться туннельным захватом и выбросом электронов, из формулы (17) видно, что его температурная зависимость слабая. Подавление явления насыщения температурной зависимости спектральной плотности шума может быть реализовано только для малых обратных смещений.

Вольт-амперные характеристики p - n -перехода, обусловленные ТАТ-рекомбинацией, рассчитаны в приложении. Из сопоставления формул (14)—(19) и (20)—(26) следует, что в области низких частот ТАТ GR-шум будет пуассоновским ($I_{eq}^L = I_{gr}$), а в области высоких частот — сверхпуассоновским ($I_{eq}^H > I_{gr}$). Поясним причину возникновения сверхпуассоновских шумов. Из формул (20)—(26) видно, что в рамках модели рекомбинационного уровня, находящегося в верхней части запрещенной зоны, темновой ток p - n -перехода, обусловленный ТАТ-рекомбинацией, контролируется наиболее медленными процессами — захватом и выбросом дырок. В то же время из уравнений (14)—(19) следует, что на низких частотах спектральная плотность ТАТ GR-шума обусловлена флуктуациями захвата и выброса одного типа носителей — дырок, а на высоких частотах — флуктуациями захвата и выброса обоих типов носителей — и электронов и дырок.

Таким образом, пуассоновский характер ТАТ GR-шума на низких частотах связан с тем, что в этом случае темновой ток и его флуктуации обусловлены одним и тем же процессом — захватом и выбросом дырок. В области высоких частот флуктуации темнового тока обусловлены в основном процессами захвата и выброса электронов, т. е. темновой ток и его флуктуации обусловлены разными процессами, чем и объясняется сверхпуассоновский характер ТАТ GR-шума.

Заключение

Предложена обобщенная модель ТАТ-рекомбинации, на основе которой обосновано использование основных идей метода Ван-Влита для анализа ТАТ GR-шума в ОПЗ p - n -перехода и рассчитана спектральная плотность такого шума в различных диапазонах частот и приложенных обратных напряжений. Среди выявленных особенностей ТАТ GR-шума выделим наиболее важные с точки зрения разработки низкофонных ИК-фотодиодов на основе узкозонных твердых растворов (CdHg)Te:

1. Спектральная плотность ТАТ GR-шума содержит два плато (низкочастотное и высокочастотное), причем в области высоких частот ТАТ GR-шум может быть сверхпуассоновским.

2. Явление насыщения температурной зависимости при понижении рабочей температуры будет наблюдаться для всего низкочастотного участка спектральной плотности ТАТ GR-шума, причем не только в состоянии термодинамического равновесия (при нулевом смещении), как показано в работах [13, 14], но и в неравновесных условиях (при приложении обратного смещения). В равновесных и неравновесных условиях насыщение температурной зависимости связано с одними и теми же процессами (сменной типа переходов, контролирующих захват и выброс дырок) на одном и том же участке ОПЗ p - n -перехода.

3. Малые обратные смещения ($< (2-3)kT$) могут приводить к существенному ($\propto (1 + \exp((q|V|)/(kT)))$) возрастанию спектральной плотности ТАТ GR-шума. Рабочая точка низкофонного фотодиода должна выбираться из условия $V = 0$, причем точность поддержания нулевого напряжения должна быть порядка 1 мВ.

4. При малых обратных смещениях оптимальная структура p - n -перехода, предложенная в работе [14], позволяет подавить явление насыщения температурной зависимости низкочастотного участка спектральной плотности ТАТ GR-шума.

Приложение

Темновой ток невырожденного p - n -перехода, обусловленный ТАТ-рекомбинацией

Рассчитаем вклад ТАТ-рекомбинации в обратную ветвь вольт-амперной характеристики невырожденного p - n -перехода в рамках модели одного рекомбинационного уровня, находящегося в верхней части запрещенной зоны. Проанализируем случай малых обратных смещений $q|V| < F_p^0$ и рассмотрим отрезок $K - L$ (см. рис. 1), на котором выполняются условия $\Gamma_p = \gamma_p$, $n(x) \ll n_1$, и $N_c \omega_c \gg n_1 \gamma_n$, $p_1 \gamma_p$, $p_1 \gamma_p$. При этом на части рассматриваемого отрезка $K - G$ выполняется условие $p(x) \gg p_1$, а на другой части отрезка $G - L$ — условие $p(x) \ll p_1$.

Используя последние неравенства, упростим выражение (6) для суммарной скорости ТАТ-рекомбинации и проинтегрируем его по отрезку $K - L$. В результате получим

$$I_{gr,KL} = qAN_t p_1 \gamma_p (\exp(- (q|V|)/(kT)) - 1) ((E_t - E_g + q(V_{bi} + |V|))/(qE)). \quad (20)$$

Рассмотрим теперь отрезок $M - N$, которым выполняются условия $\Gamma_n = \gamma_n$, $n(x) \geq n_1$, $p(x) \ll p_1$ и $(n(x) + n_1)\gamma_n \gg p_1\gamma_p$. Используя последние неравенства, упростим выражение (5)

$$U_{MN}(x) = N_t \left(\exp\left(-\frac{q|V|}{kT}\right) - 1 \right) \times \frac{n_i^2 \gamma_n \gamma_p + n_1 \gamma_n N_{vlh\omega_v}}{n(x)\gamma_n + n_1 \gamma_n + N_{vlh\omega_v}} \quad (21)$$

Выражение (21) совпадает с уравнением (9) работы [14], полученным для аналогичного отрезка ОПЗ. Проинтегрируем выражение (21) по отрезку $M - N$ и получим

$$I_{gr,MN}(x) = qAN_t \left(\exp\left(-\frac{q|V|}{kT}\right) - 1 \right) \times \frac{n_i^2 \gamma_n \gamma_p + n_1 \gamma_n N_{vlh\omega_v}}{n_1 \gamma_n + N_{vlh\omega_v}} \times \left\{ \frac{q(V_{bi} + |V|) - E_t}{qE} + \frac{kT}{qE} \right\} \times \ln \left(\frac{n_1 \gamma_n + N_{vlh\omega_v} + N_d \gamma_n \exp(-(q(V_{bi} + |V|) - E_t)/(kT))}{n_1 \gamma_n + N_{vlh\omega_v} + N_d \gamma_n} \right) \quad (22)$$

Будем считать, что поле на отрезке $M - N$, прилегающем к n -области, достаточно мало, и выполняются условия $n_1 \gamma_n + N_{vlh\omega_v} \ll N_d \gamma_n$ и $n_1 \gamma_n + N_{vlh\omega_v} < N_d \gamma_n \exp(-(q(V_{bi} + |V|) - E_t)/(kT))$. Тогда выражение (22) можно упростить

$$I_{gr,MN} = -qAN_t ((kT)/(qE)) (\exp((q|V|)/(kT)) - 1) \times (N_d \exp(-E_t/(kT)) \gamma_p + \omega_v (m_{lh}/m_{hh})^{3/2} N_d) \quad (23)$$

Отметим нетривиальный характер зависимости темнового тока, обусловленного отрезком $M - N$, от напряжения при малых обратных смещениях ($q|V| < F_p^0$). Так же, как и спектральная плотность ТАТ GR-шума, обусловленного флуктуациями захвата и выброса дырок на данном отрезке, темновой ток характеризуется аномальной зависимостью от приложенного обратного напряжения: $I_{gr,MN}$ пропорционален $\exp((q|V|)/(kT)) - 1$.

Проанализируем теперь случай достаточно больших обратных смещений $q|V| > F_p^0$. Рассмотрим сперва отрезок $M - L$ (см. рис. 2), на котором выполняются условия, $n(x) < n_1$, $p(x) < p_1$ и $n_1 \Gamma_n \gg p_1 \Gamma_p$. Используя последние неравенства упростим выражение (6) и проинтегрируем его по отрезку $M - L$. В результате получим

$$I_{gr,ML} = -qAN_t (p_1 \gamma_p + N_{vlh\omega_v}) ((q(V_{bi} + |V|) - E_g)/(qE)) \quad (24)$$

Рассмотрим теперь отрезок $K - M$ (см. рис. 2), на котором выполняются условия $\Gamma_p = \gamma_p$, $n(x) \ll n_1$ и $N_c \omega_c \gg n_1 \gamma_n$, $p(x) \gamma_p$, $p_1 \gamma_p$. На части рассматриваемого отрезка $K - G$ выполняется условие $p(x) \gg p_1$, а на другой части отрезка $G - M$ — условие $p(x) \ll p_1$. Используя последние неравенства, упростим выражение (6) и проинтегрируем его по отрезку $K - M$, в результате имеем

$$I_{gr,KM} = -qAN_t p_1 \gamma_p (E_t/(qE)) \quad (25)$$

Рассмотрим отрезок $L - N$ (см. рис. 2). На нем выполняются условия $\Gamma_n = \gamma_n$, $p(x) \ll p_1$ и $(n(x) + n_1)\gamma_n \gg (p(x) + p_1)\gamma_p$. На части рассматриваемого отрезка $L - T$ выполняется условие $n(x) \ll n_1$, а на другой части отрезка $T - N$ — условие $n(x) \gg n_1$. Используя последние неравенства, упростим выражение (6) и проинтегрируем его по отрезку $L - N$, в результате чего получим

$$I_{gr,LN} = -qAN_t (p_1 \gamma_p + N_{vlh\omega_v}) ((F_n^0 + kT)/(qE)) \quad (26)$$

Во всех рассмотренных случаях темновой ток p - n -перехода, обусловленного ТАТ-рекомбинацией, контролируется наиболее медленными процессами захвата и выброса дырок.

Литература

1. Букингем М. Шумы в электронных приборах и системах. — М.: Мир, 1986. — 399 с.
2. Зил А. ван дер. Шумы при измерениях. — М.: Мир, 1979. — 296 с.
3. Неустроев Л. Н., Осипов В. В. // ФТП. 1981. Т. 15. Вып. 11. С. 2186.
4. Кернер Б. С., Осипов В. В., Смолин О. В., Суханов А. Н. // Обзоры по электронной технике. Сер. 2. Полупроводниковые приборы. 1989. Вып. 8(1502). — 48 с.
5. Van Vliet K. M. // IEEE transactions on electron devices. 1976. ED 23, № 242. 11. P. 1236—1246.
6. Неустроев Л. Н., Осипов В. В. // ФТП. 1983. Т. 17. Вып. 2. С. 269—275.
7. Wong J. Y. // IEEE transactions on electron devices. 1980. V. ED-27. № 242. 1. P. 48.
8. Nemirovsky Y., Rosenfeld D., Adar R., Kornfeld A. // J. Vac. Sci. Technol. 1989. A7. № 242. 2. P. 528.
9. Unikovsky A., Nemirovsky Y. // Appl. Phys. Lett. 1992. V. 61. № 242. 3. P. 330.
10. Anderson W. W., Hoffman H. J. // Ibid. 1982. V. 53. № 242. 12. P. 9130.
11. Omaggio J. P. // IEEE Transaction on electron devices. 1990. V. 37. № 242. 1. P. 141.
12. Гуменюк-Сычевская Ж. В., Сизов Ф. Ф., Овсяк В. Н., Васильев В. В., Исаев Д. Г. // ФТП. 2001. Т. 35. Вып. 7. С. 835.
13. Селяков А. Ю. Пономаренко В. П. // Прикладная физика. 2003. № 242. 2. С. 87.
14. Селяков А. Ю. Пономаренко В. П. // Там же. 2003. № 242. 3. С. 43.
15. Nemirovsky Y., Fastov R., Meyassed M., Unikovsky A. // J. Vac. Sci. Technol. 1991. V. B9. № 242. 3. P. 1829—1839.
16. Rosenfeld D., Bahir G. // IEEE transactions on electron devices. 1992. V. 39. № 242. 7. P. 1638—1645.

17. Sah C. T., Noyce R. N., Shockley W.// Proc. IRE. 1957. V. 45. № 242. 9. P. 1228.

18. Бонч-Бруевич В. Л., Калашиков С. Г. Физика полупроводников. — М.: Наука, 1977.

19. Рытов С. М. Введение в статистическую радиофизику. Ч. I. Случайные процессы. — М.: Наука, 1976.

20. Барышев Н. С. Свойства и применение узкозонных полупроводников. — Казань: Унипресс, 2000.

Статья поступила в редакцию 30 августа 2004 г.

Theory of generation-recombination noise caused by trap assisted tunneling in nondegenerate p — n -junction on the basis of narrow gap alloys of (CdHg)Te

A. Yu. Selyakov

ORION Research-and-Production Association, Moscow, Russia

A generalized model of trap assisted tunneling (TAT) in space charge region of nondegenerate HgCdTe p - n -junction was proposed. A spectral density of generation recombination noise caused by TAT (TAT GR-noise) $S_{Igr}(\omega)$ was calculated on the basis of the model in various range of frequency and applied voltage. It is shown that there are two (high- and low frequency) frequency — independent range in $S_{Igr}(\omega)$. Temperature dependence of $S_{Igr}(\omega)$ was analysed. It is shown, that in high frequency range TAT GR-noise may be superpoisson.

* * *