1995 ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА Том 37, № 7
1995 SOLID STATE PHYSICS Vol. 37, N 7

УДК 535.343.2

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ СТРУКТУР

С.В.Калинин, Б.П.Кашников, Г.И.Смирнов, Г.Г.Телегин

Конструкторско-технологический институт прикладной микроэлектроники Сибирского отделения Российской академии наук,
630090, Новосибирск, Россия
(Поступила в Редакцию 19 ноября 1993 г.
В окончательной редакции 15 декабря 1994 г.)

Построена статистическая теория фотоэлектрических переходных процессов в полупроводниковой плазме. Дан анализ статистической динамики фотогенерации носителей заряда в полупроводниках на начальной и нелинейной стадиях этого процесса. Определена зависимость между условиями генерации фототока и флуктуациями характерного времени нарастания концентрации свободных носителей заряда. Отмечено уменьшение указанных флуктуаций по мере развития фотогенерации.

Свойства фоточувствительных твердотельных структур в существенной мере определяются стохастическими процессами, исследования которых приобрели в последнее время особую актуальность (см., например, [1,2]). В настоящей работе построена статистическая модель фотоэлектрических переходных процессов в полупроводниковой плазме. Детально анализируются начальная и нелинейная стадии процесса фотогенерации носителей заряда. Выявлена зависимость между условиями фотогенерации носителей заряда и флуктуациями времени реализации переходного процесса.

1. Моделирование процесса фотогенерации носителей заряда в полупроводниковых структурах

Освещение фотодиода светом с энергией кванта, большей ширины запрещенной зоны полупроводника, сопровождается фотопоглощением и образованием одной пары электрон–дырка на каждый поглощенный фотон. Носители заряда, генерированные светом в области пространственного заряда, разделяются электрическим полем, причем электроны дрейфуют к n-области, а дырки в противоположную сторону — к p-области. Затем эти носители заряда протекают через внешнюю цепь, создавая в ней фототок.

В гидродинамическом приближении стохастическое поведение полупроводниковой плазмы качественно можно моделировать с помощью уравнения Ланжевена для концентрации электронов n, имеющего вид [3,4]

$$\frac{dn}{dt} = \alpha n - \gamma n^2 + G + f(t). \tag{1}$$

Здесь G — среднее значение скорости генерации электронов, $f(t)$ — флуктуирующая случайным образом часть скорости генерации электронов. В стохастическом нелинейном дифференциальном уравнении (1) функция $f(t)$ описывает δ-коррелированный случайный процесс, определяя свойства ланжевеновского источника флуктуаций [3–5]

$$\langle f(t) \rangle = 0, \qquad \langle f(t) f(t') \rangle = \delta(t - t'). \tag{2}$$

Происхождение этих флуктуаций обусловлено тем, что носители заряда могут возбуждаться неравновесным излучением, а также при поглощении квантов колебаний решетки (фононов) и фотонов теплового излучения, находящихся в тепловом равновесии с полупроводником.

Область применимости уравнения баланса (1) для концентрации электронов ограничена рамками учета в нем лишь линейного и квадратичного по n членов, отвечающих соответственно учету процессов ионизации и рекомбинации. Слагаемое αn описывает генерацию электронов за счет ударной ионизации и дрейфа в электрическом поле. При ударной ионизации в полупроводниках свободные носители заряда (электроны и дырки) ускоряются в сильном электрическом поле до достижения ими энергии, достаточной для перевода электрона из валентной зоны в зону проводимости [6]. Через α обозначен эффективный коэффициент ионизации. Слагаемым $-\gamma n^2$ определяется скорость рекомбинационного процесса.

Флуктуации числа затравочных электронов и различные случайные процессы во время их размножения обусловливают стохастическое поведение динамики нарастания концентрации электронов. Оно проявляется в том, что при многократных быстрых по сравнению с временным интервалом

$$\tau_0 = \alpha^{-1} \tag{3}$$

возбуждениях фототока ($\alpha > 0$) нарастание концентрации электронов до некоторого уровня ниже асимптотического значения

$$n_s = \frac{\alpha}{\gamma} \tag{4}$$

происходит через разные интервалы времени.

Отметим некоторые характерные особенности нарастания генерации, вытекающие непосредственно из (1). Точка $n = 0.5 n_s$ является точкой перегиба кривой $n = n(t)$, причем первая производная от функции $n(t)$ в данной точке равна

$$\left. \frac{dn}{dt} \right|_{n=0.5n_s} = \frac{\alpha^2}{\gamma}. \tag{5}$$

При многократных реализациях переходного фотоэлектрического процесса эта величина не меняется. Следовательно, кривые нарастания концентрации электронов $n(t)$ вблизи значения $0.5 n_s$ должны иметь одинаковый наклон; флуктуации числа затравочных электронов обусловливают хаотическое параллельное смещение кривых $n(t)$ в окрестности уровня $n = 0.5n_s$.

Для статистического анализа переходных процессов представляется целесообразным перейти [7,8] от стохастического дифференциального уравнения (1) к соответствующему уравнению Фоккера–Планка для функции распределения $W(n,t)$

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial n}\left[(\alpha - \gamma n)n + G\right]W = \frac{\partial^2}{\partial n^2}(GnW). \tag{6}$$

Детально этот переход и критерии применимости нелинейного уравнения Фоккера–Планка рассмотрены в [3–5]. Уравнение (6) справедливо для не слишком больших концентраций n, поскольку оно получено с использованием только первого и второго моментов этой случайной величины. Отметим, что аналогичного типа уравнения использовались ранее при описании квантовых флуктуаций лазерной генерации [9–11].

Вероятность найти значение концентрации электронов в интервале от n до $n + dn$ в момент времени t составляет $W(n,t)dt$. Уравнение (6) описывает эволюцию начального распределения «затравочного» числа электронов $W(n_0, 0)$ при скачкообразном изменении параметра генерации α от значения $\alpha = -\alpha_1 < 0$ (ниже порога $\alpha = 0$) до значения $\alpha = \alpha_2 > 0$ (выше порога).

Функцию $W(n,0)$ легко найти, положив установившимся ниже порога стационарное состояние. Случаю $\partial W/\partial t = 0$ отвечает решение уравнения (6) в виде

$$W(n,0) = C\exp\left[-\left(\alpha_1 + \frac{\gamma n}{2}\right)\frac{n}{G_1}\right], \tag{7}$$

где G_1 — значение параметра G ниже порога генерации. Поскольку до освещения число электронов мало, то ниже порога генерации пренебрежимо мала также и роль рекомбинации. При этом из (7) имеем экспоненциальную зависимость нормированной функции распределения от n

$$W(n,0) = \frac{1}{n_1}\exp\left(-\frac{n}{n_1}\right), \qquad n_1 = \frac{G_1}{\alpha_1}. \tag{8}$$

После подачи на фотодиод прямоугольного импульса возбуждения устанавливается асимптотическое состояние стационарной генерации с гауссовым распределением электронов

$$W(n) = W_0\exp\left[-\frac{(n-N)^2}{2\sigma^2}\right], \tag{9}$$

полученным из (6) при $\partial W/\partial t = 0$. Здесь W_0 — нормировочный множитель, $N = \alpha_2/\gamma$ — среднее число электронов в режиме стационарной генерации, параметр $\sigma^2 = G/\gamma$ характеризует дисперсию распределения электронов. Выключение освещения сопровождается затуханием генерации электронов и плавным переходом распределения (9) в экспоненциальное распределение (8) при достаточно больших временах.

2. Начальная и нелинейная стадии процесса фотогенерации носителей заряда

Рассмотрим процесс нарастания электронной концентрации при $\alpha > 0$. Точное решение уравнения (6), описывающего этот процесс, не представляется возможным. Поэтому воспользуемся некоторыми упрощениями, которые, как будет видно далее, в рассматриваемом случае вполне допустимы. На начальной стадии процесса фотогенерации, когда концентрация электронов мала, можно не учитывать рекомбинацию, положив

$$\alpha_2 \gg \gamma_n. \tag{10}$$

Уравнение (6) тогда перепишется следующим образом:

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial n}(\alpha_2 n W) = G_2 \frac{\partial}{\partial n}\left(n \frac{\partial W}{\partial n}\right). \tag{11}$$

Его общее решение можно выразить через функцию Грина $\tilde{G}(n, t|n_0, t_0)$

$$W(n,t) = \int\limits_0^\infty \tilde{G}(n, t|n_0, t_0) W(n_0, t_0) dn_0, \qquad t_0 = 0. \tag{12}$$

Для отыскания этого решения, следуя Феллеру [12], применим преобразование Лапласа

$$w(s,t) = \int\limits_0^\infty W(n,t) e^{-sn} dn. \tag{13}$$

Уравнение (11) в лапласовых переменных преобразуется к виду

$$\frac{\partial w}{\partial t} + s(G_2 s + \alpha_2)\frac{\partial w}{\partial s} = -G_2 s w + \varphi(t). \tag{14}$$

В данном случае функция $\varphi(t) = 0$ в силу общих свойств $W(n,t)$, а для определения функции Грина используется решение

$$w(s, t|n_0, t_0) = \frac{1}{as+1} \exp\left(-\frac{bs}{as+1}\right), \tag{15}$$

где

$$a = n_2 \Big\{\exp[\alpha_2(t - t_0)] - 1\Big\}, \qquad b = n_0 \exp[\alpha_2(t-t_0)], \qquad n_0 = \frac{G_2}{\alpha_2}.$$

Произведя обратное преобразование Лапласа, получим

$$\tilde{G}(n, t|n_0, t_0) = \frac{1}{a} \exp\left(-\frac{b+n}{a}\right) I_0\left(2\sqrt{\frac{bn}{a}}\right), \tag{16}$$

где $I_0(u)$ — функция Бесселя мнимого аргумента.

Решение уравнения (11) с начальной функцией (8) при $t_0 = 0$ тогда можно записать в виде

$$W(n,t) = [n_1 \exp(\alpha_2 t) + a]^{-1} \exp\Big\{-n[n_1 \exp(\alpha_2 t) + a]^{-1}\Big\}. \qquad (17)$$

При $t > \alpha_2^{-1}$ отсюда следует

$$W(n,t) \cong [\bar{n}_0 \exp(\alpha_2 t)]^{-1} \exp\Big\{-n[\bar{n}_0 \exp(\alpha_2 t)]^{-1}\Big\}. \qquad (18)$$

Эта формула находится из уравнения (4) при $\gamma = 0$ без диффузионного члена, если переопределить начальное распределение (8), заменив n_1 на n_0. При $t > \alpha_2^{-1}$ можно пренебречь в (6) членом с G_2, а влияние шума при $t > 0$ сведется к эффективному увеличению начальной затравки на величину n_2.

Решение (18) описывает процесс перехода из стационарного состояния ниже порога генерации электронов, характеризуемого функцией распределения (8), в состояние начальной стадии возбуждения разряда, когда имеет место линейный рост электронной концентрации, сопровождаемый уменьшением ее флуктуаций. Как следует из (18), этому отвечает уменьшение при $t \to \infty$ вероятности $W(n,t)\Delta n$ получить в результате освещения электронную концентрацию, отличающуюся от n не более чем на Δn. По мере развития переходного процесса и приближения к стадии стационарного состояния поведения электронной концентрации становится все менее стохастичным.

Рассмотрим теперь нелинейный период нарастания электронной концентрации, когда необходимо учитывать рекомбинацию, а последующим влиянием шума можно пренебречь. В этой ситуации можно использовать уравнение (6) без диффузионного члена

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial n}\Big[(\alpha_2 - \gamma n) n W\Big] = 0 \qquad (19)$$

с начальным условием (17).

Решение задачи (17)–(19) можно записать в виде (12), где теперь $\tilde{G}(n,t|n_0,t_0)$ — функция Грина уравнения (15), имеющая вид

$$\tilde{G}(n,t|n_0,t_0) = \frac{\partial \tilde{n}}{\partial n}\delta(\tilde{n} - n_0),$$

$$\tilde{n} = n_s\left[\left(\frac{n_s}{n} - 1\right)e^{\alpha_2(t-t_0)} + 1\right]^{-1}, \qquad n_s = \frac{\alpha_2}{\gamma}. \qquad (20)$$

Из (12), (17) и (19) при $t > \alpha_2^{-1}$ получим

$$W(n,t) = \frac{1}{\bar{n}_0}\left(\frac{n_s}{n}\eta\right)^2 \exp\left[-\alpha_2 t - \frac{n_s}{\bar{n}_0}\eta\exp(-\alpha_2 t)\right], \qquad \eta = \frac{(n-1)}{n_s}. \qquad (21)$$

Многократные включения освещения, являющегося источником генерации электронов, формально отвечают «включениям» параметра α_2. Величина $W(n,t)\Delta n$ определяет плотность треков нарастания генерации, соответствующих многократным «включения» параметра α_2 и концентрации электронов в интервале от n до $n + \Delta n$ в момент времени t.

3. Анализ зависимости между условиями фотогенерации носителей заряда и флуктуациями времени реализации переходного процесса

С точки зрения практических приложений наибольший интерес представляют флуктуации времени нарастания электронной концентрации до некоторого выбранного уровня η, которые характеризуются плотностью вероятности появления заданного количества электронов $\tilde{W}(t)$ в интервале времени от t до $t+\Delta t$. Функции распределения $W(n,t)$ и $\tilde{W}(t)$ связаны соотношением

$$W(n,t)\left|\frac{dn}{dt}\right| = \tilde{W}(t), \tag{21a}$$

где

$$\frac{dn}{dt} = (\alpha_2 - \gamma_n)n \tag{22}$$

— уравнение баланса для электронной концентрации, описывающее нелинейную стадию фотогенерации.

Используя соотношение (16), получаем выражение для функции распределения $\tilde{W}(t)$, отвечающее произвольным начальным распределениям концентраций электронов $W(n_0)$.

$$\tilde{W}(t) = \alpha_2\theta e^{-\theta}\int\limits_0^\infty e^{-n_0/n_2} I_0\left(\eta\sqrt{\frac{n_0}{n_2}\theta}\right) W(n_0)dn_0, \qquad \theta = \frac{n_s}{n_2}\eta e^{-\alpha_2 t}. \tag{23}$$

С помощью представления модифицированной функции Бесселя $I_0(u)$ в виде ряда временную зависимость $\tilde{W}(t)$ можно выделить явным образом:

$$\tilde{W}(t) = \alpha_2 e^{-\theta}\sum_{k=0}^\infty \frac{\theta^{k+1}}{(k!)^2}L_k, \tag{24}$$

$$L_k = \int\limits_0^\infty e^{-n_0/n_2}\left(\frac{n_0}{n_2}\right)^k W(n_0)dn_0. \tag{25}$$

Из (19)–(21) следует для функции $\tilde{W}(t)$ выражение

$$\tilde{W}(t) = \frac{n_s}{\bar{n}_0}\alpha_2 \exp\left[-\alpha_2 t - \frac{n_s}{n_0}\eta\exp(-\alpha_2 t)\right]. \tag{26}$$

Среднее время появления заданной концентрации электронов n, определяемой уровнем η, и дисперсия σ_t^2 этого времени, вычисленные при использовании (26), равны соответственно

$$\bar{t} = t_m + \frac{C}{\alpha_2}, \tag{27}$$

$$\sigma_t^2 = \langle(t-\bar{t})^2\rangle = \frac{\pi^2}{6\alpha_2^2}. \tag{28}$$

Здесь $C = 0.577\ldots$ — постоянная Эйлера,

$$t_m = \frac{1}{\alpha_2} \ln\left(\eta \frac{n_s}{n_0}\right) \tag{29}$$

— время, при котором функция распределения $\tilde{W}(t)$ достигает своего максимального значения

$$W_m = \frac{\alpha_2}{e} \cong \frac{\alpha_2}{2.718}. \tag{30}$$

Формула для $\tilde{W}(t)$, выраженная через параметры W_m и t_m, имеет более простой вид

$$\tilde{W}(t) = W_m \exp\Big\{-\alpha_2(t - t_m) + 1 - \exp[-\alpha_2(t - t_m)]\Big\}. \tag{31}$$

Теперь можно уточнить условие быстрого включения источника освещения с учетом флуктуаций времени установления стационарного режима. Очевидно, для этого необходимо, чтобы время изменения параметра α было много меньше $\bar{t} \sim \alpha_2^{-1}$.

Относительные флуктуации времени установления заданной концентрации электронов, определяемые согласно (27), (28) соотношением

$$\frac{\sigma_t}{\bar{t}} = \pi/\sqrt{6}\Big[C + \ln\Big(\eta \frac{n_s}{\bar{n}_0}\Big)\Big], \tag{32}$$

при фиксированных значениях $\bar{n}_0$ и η логарифмически уменьшаются с увеличением стационарной концентрации n_s.

Таким образом, в предложенной статистической модели переходных процессов в полупроводниковой плазме показано, что для устранения флуктуации концентрации электронов необходимо стабилизировать численность затравочных частиц до возбуждения фототока, а также на начальной стадии возбуждения длительностью порядка α^{-1}.

Рассмотрим статистическую модель возбуждения фототока в отсутствие начального термодинамического равновесия. При произвольном начальном распределении $W(n_0)$ для вычисления среднего времени установления $\bar{t}$ и дисперсии σ_t^2 используется разложение (24), в результате чего имеем

$$\bar{t} = \frac{1}{\alpha_2} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{L_k}{k!}\Big[\varkappa - \psi(k+1)\Big], \qquad \varkappa = \ln\left(\eta \frac{n_s}{n_2}\right), \tag{33}$$

$$\sigma_t^2 = \frac{1}{\alpha_2^2} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{L_k}{k!}\Big\{[\varkappa - \psi(k+1)]^2 + \zeta(2,k)\Big\} - t^2, \tag{34}$$

где $\psi(k+1)$ — пси-функция Эйлера; $\zeta(2,k)$ — дзета-функция Римана. Видно, что основная зависимость $\bar{t}$ и σ_t^2 от превышения над порогом фотогенерации электронов α_2 одинакова для различающихся произвольным образом функций $W(n_0)$, тогда как при заданных значениях параметров α_2 и n_2 величины $\bar{t}$ и σ_t^2 зависят от коэффициентов L_k, т. е. определяются формой начального распределения $W(n_0)$.

Соотношения (33), (34) можно использовать для анализа статистических явлений, обусловленных воздействием на фотодиод разделенных во времени импульсов излучения. Пусть на фоточувствительную среду подается прямоугольный импульс начального возбуждения так, чтобы установилось асимптотическое значение стационарной генерации с гауссовым распределением электронов (9). После выключения этого импульса генерация затухает, и распределение (9) плавно переходит через достаточно большое время в экспоненциальное распределение (8), характеризующее термодинамически равновесное состояние системы. Через некоторый промежуток времени T после окончания первого импульса возбуждения подается второй импульс, и распределение (9), преобразованное к моменту $t = T$ в результате релаксации системы, будет затравочным для последующего нарастания генерации. Следовательно, величины $\bar{t}$ и σ_t^2, отвечающие этому нарастанию, в данной ситуации зависят от времени задержки T между импульсами возбуждения.

Выясним, как изменится распределение (9) к моменту $t = T$ после быстрого переключения параметра генерации α в положение ниже порога появления фотоэлектронов. Рассмотрим случай, когда роль шумов невелика, так что распределение концентрации дырок в процессе срыва генерации можно аппроксимировать дельта-функцией

$$W(n_0) = \delta(n(t) - n_0). \tag{35}$$

Это условие реализуется при больших значениях параметра генерации α_1 ниже порога.

Функция $n(t)$ легко определяется из балансного уравнения, описывающего затухание генерации без учета флуктуаций,

$$\frac{dn}{dt} = -(\alpha_1 + \gamma_n)n. \tag{36}$$

Отсюда при начальном условии $n(0) = N$ получим

$$n(t) = Ne^{-\alpha_1 t}\left[1 + \left(1 - e^{-\alpha_1 t}\right)\frac{\alpha_2^0}{\alpha_1}\right]^{-1}, \qquad N = \frac{\alpha_2^0}{\gamma}, \tag{37}$$

где α_2^0 — параметр генерации, отвечающий первому импульсу возбуждения, N — средняя концентрация частиц в условиях стационарной генерации. Тогда зависимость величин $\bar{t}$ и σ_t^2 от времени задержки T можно определить посредством соотношений (33), (34), в которых теперь

$$L_k = \left[\frac{n(T)}{n_2}\right]^k \exp\left[-\frac{n(T)}{n_2}\right], \tag{38}$$

а $n(T)$ дается формулой (37) при $t = T$.

В результате суммирования ряда (33), почленного дифференцирования и последующего интегрирования выражение для среднего времени установления заданной концентрации электронов, генерируемых вторым импульсом возбуждения, можно привести к виду

$$\bar{t} = \frac{1}{\alpha_2}\left\{\ln\left[\frac{n_s}{n(T)}\eta\right] + Ei\left[-\frac{n(T)}{n_2}\right]\right\}, \tag{39}$$

$Ei(-x)$ — интегральная показательная функция.

Дисперсия σ_t^2, как и прежде, выражается с помощью ряда, что затрудняет проведение анализа зависимости σ_t^2 от T. Однако можно показать, что функция σ_t^2, так же как и зависимость $\bar{t}$ от T, является монотонно возрастающей.

Из (39) в предельном случае $T \to \infty$ получаем

$$\bar{t} \simeq \frac{1}{\alpha_2}\left[C + \ln\left(\eta\frac{n_s}{n_2}\right)\right]. \tag{40}$$

Выражение для σ_t^2 при этом точно совпадает с (28), а формула (40) для $\bar{t}$ соответствует выражению (27) при $n_1 \to 0$, что согласуется с аппроксимацией начального распределения δ-функцией.

При $T \to 0$ среднее время $\bar{t}$ и дисперсия σ_t^2 быстро уменьшаются. Приведем асимптотические выражения для них при $N \gg n_2$

$$\bar{t} \simeq \frac{1}{\alpha_2}\ln\left(\eta\frac{n_s}{n}\right), \tag{41}$$

$$\sigma_t^2 \simeq \frac{8}{\alpha_2^2}\left[\ln\left(\eta\frac{n_s}{n_2}\right)\right]^2 e^{-N/n_2} \tag{42}$$

(при вычислении использована формула (23)). Как следует из (41), (42), с ростом средней концентрации затравочных электронов величины $\bar{t}$ и σ_t^2 уменьшаются.

Возбуждению фототока импульсами с пологим передним фронтом (в частности, трапецеидальными импульсами) отвечает медленное изменение параметра генерации. Вблизи порога изменение параметра генерации со временем можно приближенно считать линейным. Процесс прохождения порога генерации в данной ситуации описывается уравнением

$$\frac{dn}{dt} = (\beta t - \alpha - \gamma n)n, \tag{43}$$

где β — скорость изменения параметра генерации $\alpha = -\alpha_1 + \beta t$, α_1 — значение параметра генерации ниже порога в момент начала наблюдений $t = 0$.

При изменении t параметр α обращается в нуль в момент $t = \alpha_1/\beta$. Согласно (27), в этот момент $\bar{t} \to \infty$. Следовательно, вблизи порога при любом сколь угодно медленном изменении значения α имеет место переходной процесс в обычном смысле, т. е. генерация не успевает следить за изменением внешнего возмущения. Однако при $t > \alpha_1/\beta$ параметр генерации α отличен от нуля и продолжает расти. Время установления заданной концентрации фотоэлектронов $\bar{t}$ уменьшается, и генерация следит за возмущением квазистационарно

$$n(t) = \frac{\beta t - \alpha_1}{\gamma}. \tag{44}$$

С помощью решения уравнения (43) при $(\beta t - \alpha_1) \gg \gamma_n$ можно показать, что линейный период развития генерации определяется временем $\tau \geqslant 2/\gamma n$. Это время приближенно равно среднему времени нарастания генерации при наличии флуктуаций и определяет область, где происходит переходной процесс.

При $t \gg \alpha_1/\beta$ в каждый момент времени имеется установившийся режим генерации с гауссовым распределением концентрации носителей заряда (9), где n определяется теперь формулой (44). Физическая картина такова, что генерация в каждый предыдущий момент времени развивается на базе генерации в предыдущий момент с примерно дельта-образным начальным распределением. Естественно, что при этом флуктуации существенно уменьшаются.

По этой же причине флуктуации времени срыва генерации гораздо меньше флуктуаций времени ее нарастания.

Таким образом, наиболее существенный результат настоящей работы состоит в том, что построена статистическая теория фотоэлектрических переходных процессов в полупроводниковых структурах, на которой могут основываться принципы практического использования фоточувствительных полупроводниковых устройств (микро- и наноэлектроника, оптоэлектронные технологии).

Список литературы

[1] Кернер В.С., Осипов В.В. ЖЭТФ **79**, *6*, 2218 (1980).

[2] Неустроев Л.Н., Осипов В.В. Поверхность, *8*, 12 (1987).

[3] Климонтович Ю.Л. Статистическая физика. М. (1982). 608 с.

[4] Хакен Г. Синергетика. М. (1985). 419 с.

[5] Климонтович Ю.Л. УФН **164**, *8*, 811 (1994).

[6] Капассо Ф., Пирсолл Т., Поллак М. Техника оптической связи: Фотоприемники. М. (1988). 526 с.

[7] Рытов С.М. Введение в статистическую радиофизику. М. (1966). 404 с.

[8] Кадомцев Б.Б. УФН **164**, *5*, 449 (1994).

[9] Казанцев А.П., Сурдутович Г.И. ЖЭТФ **56**, 245 (1970).

[10] Желнов Б.Л., Смирнов Г.И. ЖЭТФ **61**, 1801 (1971).

[11] Желнов Б.Л., Смирнов Г.И. Опт. и спектр. **33**, 363 (1972).

[12] Feller W. Ann. Math. **54**, 103 (1951).