

ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК В ВЕРТИКАЛЬНЫХ ПОЛЕВЫХ ФОТОТРАНЗИСТОРАХ НА ОСНОВЕ GaAs

С. А. Абашкина, В. И. Корольков, Я. С. Римшанс,
Ю. И. Скрыль, Т. С. Табаров

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021, Санкт-Петербург, Россия
(Получена 29 декабря 1992 г. Принята к печати 10 января 1993 г.)

Представлены результаты расчета фототока, распределений потенциальной энергии, времен установления стационарного состояния и коэффициентов усиления вертикального полевого транзистора на основе GaAs со скрытым затвором для небольших мощностей света ($P \sim 10^{-4}$ Вт). Расчеты велись для разных значений напряжений на затворе, задающего потенциальный барьер для электронов. Показано, что в случаях как малого, так и большого потенциального барьера времена установления стационарного фототока составляют величину в несколько наносекунд и зависят от напряжения на затворе. С увеличением напряжения на затворе растет быстродействие, но при этом одновременно уменьшается фототок структуры. Уменьшение фототока при больших напряжениях на затворе вызывает спад усилительных свойств структуры.

Введение. В работах [1, 2] описаны вертикальные полевые фототранзисторы (ВПФТ) на основе GaAs и показана перспективность их использования в качестве эффективных быстродействующих фотодетекторов.

В тех же работах [1, 2] рассмотрен двухэлектродный вариант ВПФТ, который изучался только в режиме заданного напряжения на истоке. В этом случае в области затвора структуры создавался потенциальный барьер для электронов, величина которого зависела от интенсивности падающего света. Для малых мощностей освещения наблюдались процессы сравнительно долговременной релаксации фототока. Поэтому большой интерес представляют исследования процессов переноса заряда при других режимах включения. В настоящей работе такие исследования проведены для структуры, в которой потенциальный барьер для электронов управлялся напряжением на затворе.

Необходимо отметить, что до сих пор расчеты нестационарных процессов в вертикальных полевых фототранзисторах, как правило, велись при помощи асимптотических моделей, без учета нелинейных эффектов и двумерного характера распределений концентраций и полей в структуре. Оба эти фактора легко могут быть учтены в диффузионно-дрейфовом приближении. Для двумерного случая в этом приближении разработаны эффективные численные методы решения нестационарных задач. Так, для кремниевых биполярных и униполярных транзисторных структур эффективными оказались методы, основанные на полуневяных разностных схемах [3-5].

В работах [6, 7] представлены результаты расчетов фототока и коэффициента усиления структур на основе GaAs. В этих работах в диффузионно-дрейфовом приближении с помощью полуневяной разностной схемы, предложенной в [5], проведено численное моделирование процессов переноса заряда при освещении. Показано, что рассчитанные времена установления фототока и коэффициенты усиления для ВПФТ достаточно хорошо согласуются с экспериментально най-

денными в [1, 2]. Такое согласие рассмотренных расчетных и экспериментальных данных позволяет сделать предположение, что диффузионно-дрейфовое приближение может быть применено для описания фотопроцессов переноса заряда для структур, имеющих сравнительно большие активные области канала и затвора, с размерами в пределах 1 мкм.

Возможность применения диффузионно-дрейфового приближения для расчета ВПФТ на основе GaAs показана в работе [8], в которой для создания модели переноса заряда использовались экспериментально найденные значения подвижностей электронов и дырок, сужения ширины запрещенной зоны и эффективные времена жизни свободных носителей заряда. Рекомбинационные процессы описывались на основе моделей Шокли—Холла—Рида и Оже без учета излучательной рекомбинации. В этой же работе найдены стационарные характеристики для биполярных транзисторов на основе арсенида галлия и получено хорошее соответствие расчетных и экспериментально полученных значений коэффициента усиления. Поэтому при построении модели переноса заряда и в дальнейших вычислениях излучательную рекомбинацию мы, так же как и в [8], не будем учитывать.

В настоящей работе представлены результаты численных расчетов переходных характеристик ВПФТ при различных уровнях освещенности и напряжениях на истоке и затворе. Получены зависимости фототока от времени при малых и больших значениях потенциального барьера для электронов. По найденным распределениям потенциальной энергии и концентраций свободных носителей заряда описаны временные стадии развития процесса переноса генерированных светом носителей заряда. Для заданных напряжений на затворе определены коэффициенты усиления.

1. Постановка задачи

Расчеты нестационарных фотопроцессов переноса заряда велись в диффузионно-дрейфовом приближении на основе системы из уравнений непрерывности для электронов и дырок уравнения Пуассона:

$$\operatorname{div} \mathbf{J}_n = q \left(R - G + \frac{\partial n}{\partial t} \right), \quad (1)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{J}_p = -q \left(R - G + \frac{\partial p}{\partial t} \right), \quad (2)$$

$$\nabla (k\nabla\varphi) = -\frac{q}{k_0} (p - n + N_d - N_a), \quad (3)$$

где n и p — концентрации электронов и дырок, φ — электростатический потенциал, k — диэлектрическая проницаемость полупроводника, N_d и N_a — концентрации ионизированной донорной и акцепторной примесей. Остальные обозначения являются общепринятыми или будут определены в дальнейшем.

Выражения для плотностей электронного \mathbf{J}_n и дырочного \mathbf{J}_p токов были взяты в виде, принятом в [5, 9],

$$\mathbf{J}_n = q\mu_n \left(-n (\nabla\varphi + \nabla\varphi_E^0) + \frac{k_B T}{q} \nabla n \right), \quad (4)$$

$$\mathbf{J}_p = -q\mu_p \left(p (\nabla\varphi - \nabla\varphi_E^0) + \frac{k_B T}{q} \nabla p \right), \quad (5)$$

где μ_n и μ_p — подвижности электронов и дырок, φ_g^e и φ_g^h — потенциалы сужения ширины запрещенной зоны, вызванные сильным легированием, T — температура, k_B — постоянная Больцмана.

Для полной плотности тока с учетом смещения J имеем следующие выражения:

$$J = -kk_0 \frac{\partial}{\partial t} \nabla \varphi, \quad (6)$$

$$J = J_n + J_p + J_d. \quad (7)$$

Подвижности μ_n и μ_p задавались с учетом полевой зависимости в следующем виде:

$$\mu_{n(p)} = \mu_{n(p)}^0 F_{n(p)}(E), \quad (8)$$

где μ_n^0 и μ_p^0 — подвижности в слабом электростатическом поле E , $F_{n(p)}(E)$ — функция полевой зависимости подвижностей. В формуле (8) и в дальнейших обозначениях индекс n относится к электронам, индекс p в скобках — к дыркам. Подвижности в слабом электростатическом поле μ_n^0 и μ_p^0 вычислялись на основе модели времени релаксации импульса с больцмановской функцией распределения

$$\mu_{n(p)}^0 = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \frac{q}{m_{n(p)}^*} \int_0^\infty \tau_{n(p)}(\epsilon) \epsilon^{3/2} \exp(-\epsilon) d\epsilon, \quad (9)$$

где τ_n и τ_p — времена релаксации импульса электронов и дырок, m_n^* и m_p^* — эффективные массы для электронов и дырок, значения которых $m_n^* = 0.067m_0$, $m_p^* = 0.45m_0$, где m_0 — масса свободного электрона.

Время релаксации импульса $\tau_{n(p)}$ определялось при помощи суммы обратных времен релаксации импульса отдельных механизмов рассеяния

$$\tau_{n(p)}(\epsilon) = \frac{1}{\sum_i \nu_{n(p)}^i(\epsilon)}, \quad \nu_{n(p)}^i(\epsilon) = \frac{1}{\tau_{n(p)}^i(\epsilon)}, \quad (10)$$

где $\tau_{n(p)}^i$ — времена релаксации импульса при рассеянии на фонах и ионизованной примеси, $\nu_{n(p)}^i$ — соответствующие частоты столкновений. В формуле (10) подразумевается, что суммирование ведется по всем типам механизмов рассеяния i . Выражения для частот столкновений $\nu_{n(p)}^i$ приведены в *Приложении* и являются общеизвестными [10–12].

Отметим некоторые особенности при вычислении подвижностей. В качестве длины экранирования λ бралось выражение, предложенное в работе [13],

$$\lambda = \left[\frac{q^2}{kk_0 k_B T} \left(n + p + \frac{N_d + N_a}{T_i/T} \right) \right]^{-1/2}. \quad (11)$$

Слагаемое в формуле (11), записанное в виде отношения концентрации примеси к нормированной температуре ионного экранирования T_i , позволяет вести вычисления подвижностей по формуле (9) также и для случая компенсированных областей полупроводниковых структур. В настоящей работе, как и в [13], величина T_i задавалась в интервале значений $7000 < T < 9000$ К.

Полученное после подстановки формул (10) выражение для подвижности электронов и дырок (9) вычислялось методом Гаусса с автоматическим выбором интервалов интегрирования в зависимости от гладкости подынтегральной

функции. Сравнение вычисленных для формулы (9) значений подвижности с экспериментальными данными показало, что для широкого диапазона изменения концентраций легирующей примеси (10^{15} — 10^{19} см $^{-3}$) вычисленные значения подвижности совпадали с экспериментальными данными, обобщенными в работах [8, 14], в пределах отклонений не более чем на 25%.

При моделировании полупроводниковых структур вычисления подвижности велись следующим образом. Для диапазона температур 50—400 К и технологически возможного диапазона изменения концентрации легирующей примеси и свободных носителей заряда подвижности μ_n^0 и μ_p^0 были вычислены по формуле (9). Хранение этих данных осуществлялось в виде таблиц. При вычислениях коэффициентов плотностей тока проводимости для конкретных значений концентраций примеси, свободных носителей заряда и температуры подвижности в слабом электростатическом поле определялись при помощи таблиц значений μ_n^0 и μ_p^0 путем интерполирования.

Окончательные значения подвижностей с учетом полевой зависимости определялись на основе формулы (8). Функция полевой зависимости $F_{n(p)}(E)$ была взята из работы [15] и записана в следующем виде:

$$F_{n(p)}(E) = \frac{1 + \frac{V_s}{\mu_{n(p)}^0(E)} \left(\frac{E}{E_N}\right)^4}{1 + \left(\frac{E}{E_N}\right)^4} \quad (12)$$

с величинами для скорости насыщения $V_s = 8 \cdot 10^6$ см/с и критического поля $E_N = 4 \cdot 10^3$ В/см.

Потенциалы сужения ширины запрещенной зоны φ_g^e и φ_g^h , обусловленные эффектами сильного легирования, задавались по формуле, предложенной в работе [16],

$$\varphi_g^{e(h)} = C_g \left\{ \ln(N_{d(a)}/N_0) + [(\ln(N_{d(a)}/N_0))^2 + 1/2]^{1/2} \right\}, \quad (13)$$

где $N_0 = 10^{17}$ см $^{-3}$, $C_g = 9 \cdot 10^{-3}$ В. Это выражение, хотя и получено для кремния, но по вычисленным значениям удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными для GaAs, обобщенными, например, в [17].

Рекомбинационное слагаемое в правой части уравнений (1), (2) определялось с учетом рекомбинации на дефектах (модель Шокли—Холла—Рида), а также межзонной оже-рекомбинации:

$$R = (np - n_0p_0) \left[\frac{1}{\tau_{n0}(p + \sqrt{n_0p_0}) + \tau_{p0}(p + \sqrt{n_0p_0})} + C_n n + C_p p \right], \quad (14)$$

где n_0 и p_0 — равновесные концентрации электронов и дырок. Эффективным временам жизни носителей заряда были присвоены значения [18]: $\tau_{n0} = 4 \cdot 10^{-7}$ с, $\tau_{p0} = 6 \cdot 10^{-7}$ с, коэффициентам оже-рекомбинации [19] — $C_n = 2 \cdot 10^{-31}$ см 6 /с, $C_p = 10^{-29}$ см 6 /с.

При расчетах предполагалось, что структура освещается со стороны истока монохроматическим светом. Для этого случая генерационное слагаемое может быть задано следующим образом:

$$G = F_0 \alpha \exp(-\alpha x), \quad (15)$$

где F_0 — интенсивность источника света, α — коэффициент поглощения, x — пространственная координата. В расчетах величина α была взята равной $3 \cdot 10^4$ см $^{-1}$.

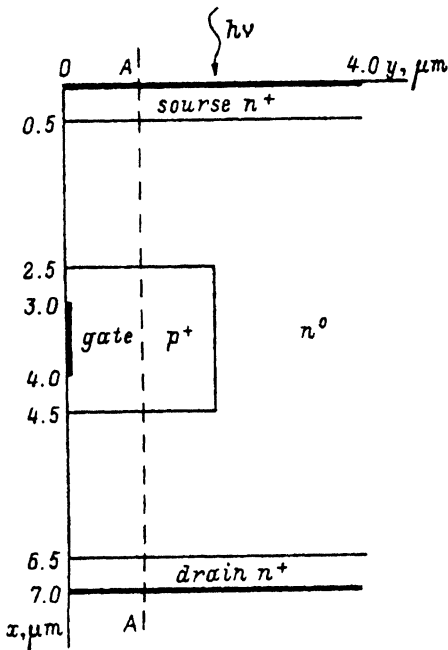


Рис. 1. Схематическое изображение структуры.

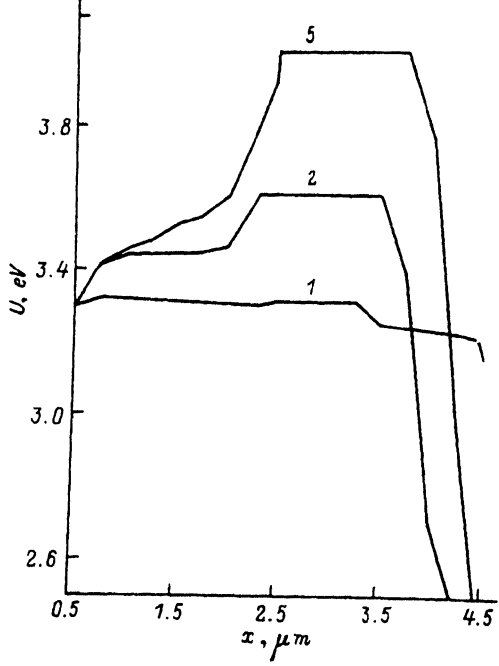


Рис. 2. Распределение потенциальной энергии U в сечении А—А (в серединной части затвора). $V_{dг}$: В: 1 — 2.9, 2 — 3.0, 5 — 3.4.

Краевые условия задавались исходя из предположений об омических контактах и условий непротекания тока на свободных поверхностях. В соответствии с этими предположениями на контактах структуры принимались равновесные значения химических потенциалов f_0 и концентраций свободных носителей заряда. Значения потенциала, концентраций электронов и дырок задавались по формулам $\varphi_k = V_k + (f_0)_k$, $n_k = (n_0)_k$, $p_k = (p_0)_k$, где V_k — внешнее приложенное напряжение относительно контакта стока, k — индекс контакта.

На свободных поверхностях ставились условия $(\nabla\varphi, \nu) = 0$, $(J, \nu) = 0$, $(J, \nu) = 0$, где ν — единичный вектор внешней нормали.

Система нелинейных дифференциальных уравнений (1)–(3) решались на основе абсолютно устойчивой монотонной и консервативной разностной схемы, предложенной в работе [5]. На достаточно подробной пространственной сетке с числом узлов 47×27 время счета одной переходной характеристики составляло от 60 до 300 мин на IBM PC/AT 386/387 с тактовой частотой процессора 20 МГц.

2. Результаты расчетов

Исследуемая структура и ее характерные размеры изображены на рис. 1. Область затвора была расположена в глубине структуры на одинаковом расстоянии (2 мкм) от контактов истока и стока. Ширина канала и затвора 2 мкм. Концентрация донорной примеси в $n^+N = 1.01 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, акцепторной — $N_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}$; концентрация донорной примеси в $n^0N_d = 1.05 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, акцепторной — $N_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}$; концентрация донорной примеси в $p^+N_d = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, акцепторной — $N_a = 1.01 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Изображенная на рис. 1

структура по глубинам залегания слоев, длине, ширине канала и по концентрации примесей соответствует вертикальным полевым транзисторам, изготовление и электрофизические свойства которых описаны в [1, 2].

Расчеты проводились для разных напряжений на затворе при фиксированном напряжении на истоке $V_{ds} = 4$ В. Величина напряжения на затворе V_{dg} изменялась от 2.9 до 3.4 В. Считалось, что к начальному моменту времени $t = 0$ между контактами сток—исток уже приложено внешнее напряжение $V_{ds} = 4$ В и в структуре протекают установившиеся для этого напряжения и напряжения V_{dg} токи. Предварительно рассчитанные для каждого напряжения V_{dg} токи через исток I_s , сток I_d и затвор I_g приведены в таблице (значения при интенсивности

№	V_{dg} , В	I_s , mA		I_d , mA		I_g , mA		$t_{0,9}$, нс	G_s
		$F_0 = 0$ см ⁻² · с ⁻¹	$F_0 = 10^{20}$ см ⁻² · с ⁻¹	$F_0 = 0$ см ⁻² · с ⁻¹	$F_0 = 10^{20}$ см ⁻² · с ⁻¹	$F_0 = 0$ см ⁻² · с ⁻¹	$F_0 = 10^{20}$ см ⁻² · с ⁻¹		
1	2.9	2.072	2.172	2.067	2.159	0.005	0.013	3.0	1.7
2	3.0	1.121	1.325	1.088	1.300	0.033	0.025	3.3	4.0
3	3.1	0.931	1.051	0.897	1.026	0.034	0.025	2.2	2.0
4	3.2	0.816	0.901	0.781	0.875	0.035	0.026	1.7	1.5
5	3.4	0.602	0.674	0.566	0.648	0.036	0.026	1.4	1.0

света $F_0 = 0$). Во второй колонке таблицы приведены напряжения на затворе V_{dg} , в первой колонке указан номер варианта расчета. Для дальнейшего удобства номер варианта расчета соответствует напряжению на затворе в том порядке, как это указано в таблице.

Напряжением V_{dg} создавался потенциальный барьер для электронов в области затвора. Величины потенциальных барьеров в сечении А—А (сечение в середине затвора) для разных напряжений на затворе изображены на рис. 2. Как видно из рисунка, напряжение $V_{dg} = 2.9$ В соответствует малому потенциальному барьеру для электронов, а при напряжении $V_{dg} = 3.4$ В этот потенциальный барьер был самым большим.

Расчеты переходных процессов осуществлялись для случаев включенного в момент времени $t = 0$ источника света с интенсивностью F_0 . Считалось, что освещение структуры происходит со стороны истока. Для каждого напряжения на затворе были проведены расчеты при одном и том же количестве квантов света $F_0 = 10^{20}$ см⁻² · с⁻¹, что соответствует мощности освещения $P \sim 10^{-4}$ Вт ($\lambda = 0.85$ мкм).

Зависимости изменения фототока через исток от времени при различных напряжениях на затворе V_{dg} представлены на рис. 3. Видно, что с увеличением напряжения на затворе происходит уменьшение фототока структуры. Численные значения стационарных фототоков при разных напряжениях на затворе указаны в таблице. В ней же указаны и значения темновых токов структуры, которые также уменьшаются с увеличением напряжения на затворе.

Расчеты показывают, что при данной интенсивности света токи на затворе остаются практически неизменными с увеличением напряжения V_{dg} в интервале значений от 3.1 до 3.4 В, т. е. при величине барьера, задаваемого напряжением $V_{dg} > 3.1$ В, структура уже обладает максимальной эффективностью сбора избыточных носителей в затворную область. С увеличением напряжения V_{dg} происходит уменьшение темнового тока и фототока стока I_d , поэтому уменьшается и ток структуры (ток истока) I_s , происходит уменьшение коэффициента усиления G_s для напряжений, больших $V_{dg} = 3.0$ В.

С увеличением напряжения на затворе растет и быстродействие структуры. В таблице указаны времена установления фототока истока $t_{0,9}$ на уровне 0.9 от

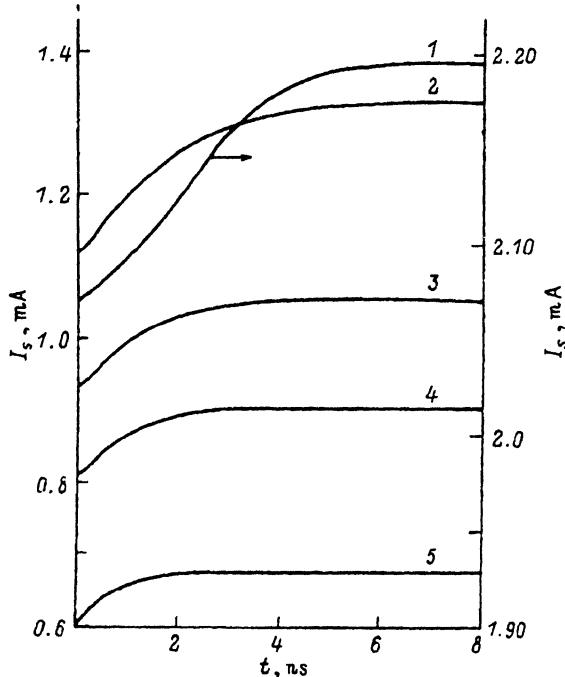


Рис. 3. Изменение фототока структуры I_s в зависимости от времени. V_{dg} , В: 1 — 2.9, 2 — 3.0, 3 — 3.1, 4 — 3.2, 5 — 3.4; $E_0 = 10^{20} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

стационарного значения. Как следует из данных, приведенных в этой таблице, время установления фототока структуры при напряжении $V_{dg} = 3.4$ В более чем в 2 раза быстрее, чем при напряжении $V_{dg} = 2.9$ В.

Рассмотрим развитие фотопроцесса для напряжения $V_{dg} = 3.0$ В при наибольшем коэффициенте усиления. Для этого случая начальное (без освещения) распределение потенциальной энергии показано на рис. 4. На рис. 5 изображено распределение избыточных значений потенциальной энергии после освещения.

Анализ расчетов показал, что в самом начале освещения избыточные электроны и дырки сосредоточены в верхней части структуры. В дальнейшем под воздействием электростатического поля вдоль истоковой области прибора происходит разделение электронов и дырок. Дырки скапливаются в области высокой потенциальной энергии, в надзатворной части, а электроны сосредоточены в верхней части канала, где потенциальная энергия ниже (рис. 4). Повышенные значения избыточных фотогенерированных дырок в верхней части затвора вызывают изменения объемной плотности заряда и понижение в этой области структуры потенциальной энергии (рис. 5). Как следствие этого, в надзатворной области увеличивается электростатическое поле, направление которого способствует передвижению дырок в область затвора.

Из расчетов следует, что в надзатворной части структуры преимущественный вклад в плотность тока вносит диффузионная компонента электронного тока, направленная в сторону затвора. Тем самым потоки электронов и дырок оказываются сравнимыми по величине и направленными в сторону затвора. Однако из-за понижения потенциальной энергии в надзатворной части структуры и, следовательно, уменьшения концентрации дырок только малая часть их проникает в затвор. Основная часть фотогенерированных дырок сосредоточена в надзатворной области и в верхней части канала.

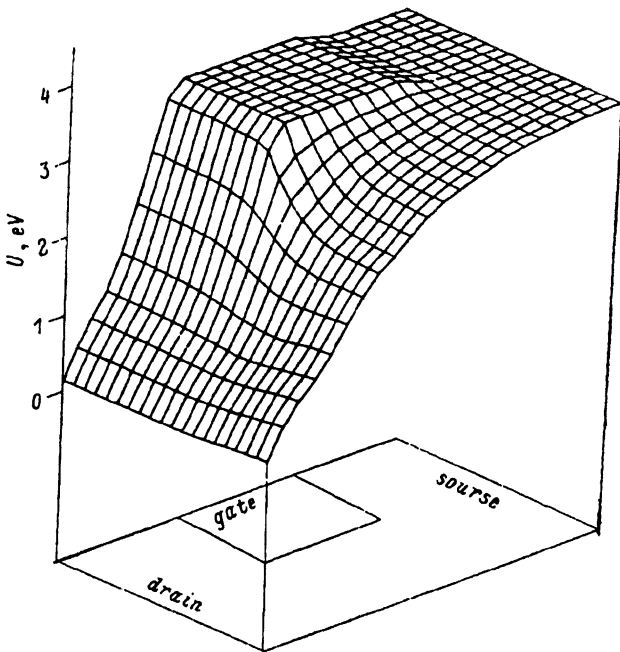


Рис. 4. Распределение потенциальной энергии U при $V_{dg} = 3.0$ В без освещения.

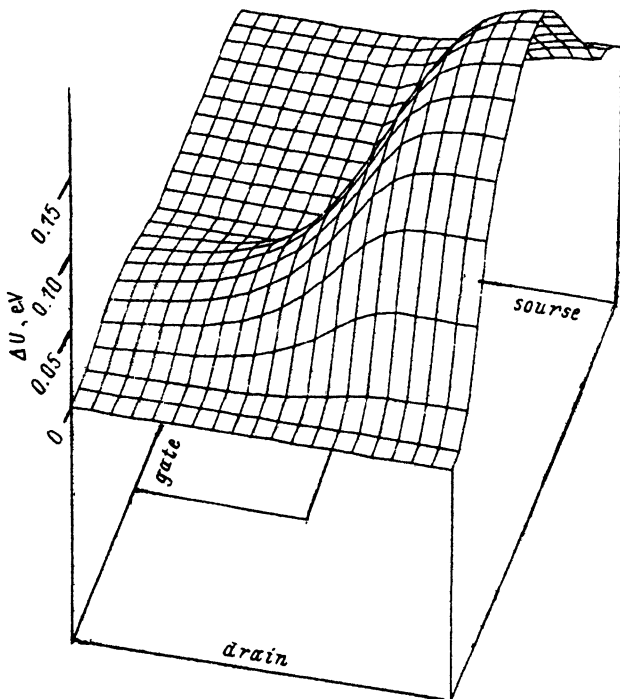


Рис. 5. Распределение избыточных стационарных значений потенциальной энергии ΔU при $V_{dg} = 3.0$ В и освещении $F_0 = 10^{20} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

В канале избыточные электроны под воздействием электростатического поля движутся в область стока. Скопление избыточных электронов в нижней части канала вызывает сильные изменения объемной плотности заряда, что приводит к повышению потенциальной энергии в нижней части канала (рис. 5). Повышенные значения потенциальной энергии способствуют скоплению фотогенерированных дырок в левой части канала. Повышение потенциальной энергии в нижней части канала вызывает и другой эффект — возникновение градиента электростатического поля в затворе. Этот градиент увеличивает дрейфовую компоненту дырочного тока в затворе и приводит к возникновению дополнительной (по сравнению со случаем $V_{dg} = 2.9$ В) плотности тока через контакт затвора. Повышение потенциальной энергии в нижней части канала способствует также уменьшению концентрации избыточных электронов в канале и поэтому приводит по сравнению со случаем $V_{dg} = 2.9$ В к уменьшению тока истока (см. таблицу). Уменьшение тока стока приводит и к уменьшению тока структуры I_s . При дальнейшем повышении напряжения на затворе V_{dg} происходят еще более сильное уменьшение I_s и спад ее усилительных свойств. Как видно из таблицы, коэффициент усиления структуры G_s принимает наименьшие значения для прибора с самым большим потенциальным барьером в области затвора.

В заключение отметим, что для всех рассмотренных при расчетах напряжениях ВПФТ обладает быстродействием порядка нескольких наносекунд. Быстродействие структуры растет с увеличением напряжения на затворе, однако, из-за того что фототок прибора, а значит, и G_s имеют более сложный характер зависимости от V_{dg} и с ростом напряжения на затворе фототок уменьшается, для данной структуры при определенном V_{dg} можно достичь наибольшего коэффициента усиления и быстродействия прибора одновременно.

Разработанная методика расчета нестационарных процессов в ВПФТ не только открывает путь для дальнейшего улучшения их основных параметров и характеристик, но и позволяет наглядно представить физические процессы, происходящие в ВПФТ при освещении.

Приложение

Вычисления велись с учетом рассеяния на деформационном потенциале, неполярных и полярных оптических фононах, и также пьезоэлектрического рассеяния и рассеяния на ионизованной примеси. Приведем выражения для частот столкновений, соответствующих указанным механизмам рассеяния.

Частота столкновений при рассеянии на деформационном потенциале [10]

$$\nu_{n(p)}^d(\varepsilon) = \frac{1}{\gamma^d} \frac{2^{1/2} (m_{n(p)}^*)^{3/2} (E_{n(p)}^{ac})^2 k_B T}{\pi \hbar^4 C_1} \varepsilon^{1/2}, \quad (\text{П.1})$$

где $E_{n(p)}^{ac}$ — энергии акустического деформационного потенциала, C_1 — упругая постоянная. В настоящих вычислениях этим величинам были присвоены значения $E_p^{ac} = 8$ эВ, $E_n^{ac} = 5.3$ эВ, $C_1 = 1.41 \cdot 10^{12}$ дин/см².

Частота столкновений на неполярных оптических фононах [10]:

$$\nu_{n(p)}^{no}(\varepsilon) = \frac{1}{\gamma^{no}} \nu_{n(p)}^d(\varepsilon) \frac{(E_{n(p)}^{no})^2}{(E_{n(p)}^{ac})^2} \times \\ \times \frac{\frac{\theta}{T} \left(\frac{\varepsilon}{k_B T} + \frac{\theta}{T} \right)^{1/2} + \exp\left(\frac{\theta}{T}\right) \left(\frac{\varepsilon}{k_B T} - \frac{\theta}{T} \right)^{1/2}}{\exp\left(\frac{\theta}{T}\right) - 1} \frac{1}{2 \left(\frac{\varepsilon}{k_B T} \right)^{1/2}}, \quad (\text{П.2})$$

где E_n^{no} — энергия оптического деформационного потенциала. При вычислениях задавались $E_n^{no} = 16$ эВ, $E_p^{no} = 10.6$ эВ.

Частота столкновений на полярных оптических фонах была взята, согласно [11]

$$\nu_n^{po(p)} = \frac{1}{\gamma^{po}} \frac{2k_B T \alpha_{po} \theta}{\hbar \exp\left(\frac{\theta}{T}\right)},$$

$$\alpha_{po} = \frac{q \hbar E_0}{(2m_n^*(p))^{1/2} (k_B \theta)^{3/2}}, \quad E_0 = \frac{q m_n^*(p) k_B \theta}{4\pi k_0 \hbar^2} \left(\frac{1}{k_{opt}} - \frac{1}{k} \right). \quad (П.3)$$

При вычислениях $k_{opt} = 10.92$, $k = 13.1$.

Пьезоэлектрическое рассеяние с частотой столкновений [11]

$$\nu_n^{pe(p)}(\epsilon) = \frac{1}{\gamma^{pe}} \frac{(m_n^*(p))^{1/2} q^2 K^2 k_B T}{2^{2/3} \pi \hbar^2 \kappa k_0} \frac{1}{\epsilon^{1/2}},$$

$$K = \frac{e_{pz}^2 / C_1}{\kappa k_0 + e_{pz}^2 / C_1},$$

где e_{pz} — пьезоэлектрическая постоянная. При вычислениях этой величине было присвоено значение $e_{pz} = 2.4 \cdot 10^{-5}$ Кл/см².

Рассеяние на ионизованной примеси с частотой столкновений, приведенной в работе [12],

$$\nu_n^N(p)(\epsilon) = \frac{1}{\gamma_n^N(p)} \frac{q^4 (N_d + N_a)}{2^{9/2} \pi \kappa^2 \kappa_0^2 (m_n^*(p))^{1/2}} \frac{1}{\epsilon^{3/2}} L(\epsilon), \quad (П.5)$$

$$L(\epsilon) = \frac{1}{\alpha^2} \left(\ln(1 + \alpha \beta^2) - \frac{1}{1 + \alpha \beta^2} \right) + \frac{1}{2} \ln(1 + 2u) - \frac{u}{1 + 2 \frac{\epsilon}{k_B T} \beta^2},$$

$$\alpha = 1 - \frac{2}{3} \frac{\epsilon}{k_B T \beta^2}, \quad u = \frac{\left(\frac{\epsilon}{k_B T} \right)^2 - 1}{2 - \frac{\epsilon}{k_B T \beta^2}}$$

$\beta^2 = 8\lambda^2 \epsilon m_n^*(p) / \hbar^2$, λ — длина экранирования (11).

Частоты столкновений (П.1)–(П.5) записаны с учетом электрон-электронного и дырочно-дырочного рассеяния с поправочными коэффициентами γ . Сами коэффициенты определялись по формулам, предложенным в работах [20, 21], и имели следующие значения: $\gamma^d = \gamma^{no} = \gamma^{pe} = 0.88$, $\gamma^{po} = 1$, $\gamma_n^N = 0.632$, $\gamma_p^N = 0.295$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] М. С. Богданович, Л. А. Волков, В. Г. Данильченко, В. И. Корольков, Н. Р. Рахимов, Т. С. Табаров, В. С. Явич. ФТП, 19, 1731 (1985).
- [2] М. С. Богданович, В. И. Корольков, Н. Р. Рахимов, Т. С. Табаров. Письма ЖТФ, 11, 89 (1985).
- [3] M. S. Mock. Sol. St. Electron., 24, 959 (1981).
- [4] В. А. Николаева, В. И. Рыжий, Б. Н. Четверушкин. Препринт ИПМ им. М. В. Келдыша АН СССР. М. (1986).
- [5] B. S. Polsky, J. S. Rimshans. Sol. St. Electron., 29, 321 (1986).

- [6] С. А. Абашкина, Я. С. Римшанс. III Всес. совещ. «Математическое моделирование физических процессов в полупроводниковых приборах», 3, Вильнюс (1989).
- [7] С. А. Абашкина, В. И. Корольков, Я. С. Римшанс, Т. С. Табаров. I Всес. конф. «Физические основы твердотельной электроники», 158. Л. (1989).
- [8] S.-P. Lee, D. L. Pulfrey. Sol. St. Electron., 29, 713 (1985).
- [9] A. Nakagawa. Sol. St. Electron., 29, 943 (1979).
- [10] J. D. Wiley, M. DiDomenico. Phys. Rev., 2, 427 (1970).
- [11] К. Зеегер. Физика полупроводников. М. (1977).
- [12] G. L. Hall. J. Phys. Chem. Sol., 23, 1147 (1962).
- [13] F. Stern. Phys. Rev. B, 3, 3559 (1971).
- [14] G. V. Stringfellow. J. Appl. Phys., 50, 4178 (1979).
- [15] B. Kramer, A. Mircea. Appl. Phys. Lett., 26, 623 (1975).
- [16] J. W. Slotboom, H. C. de Graaf. Sol. St. Electron., 19, 3559 (1976).
- [17] S. C. Jain, D. J. Roulston. Sol. St. Electron., 34, 453 (1991).
- [18] Б. И. Григорьев, Ю. М. Задиранов, В. И. Корольков, А. В. Рожков. ФТП, 20, 1897 (1986).
- [19] Masumi Takeshima. Phys. Rev. B, 25, 5390 (1982).
- [20] S. Li Sheng. Sol. St. Electron., 21, 1109 (1978).
- [21] M. Luong, W. Shaw Alan. Phys. Rev. B, 4, 2436 (1971).

Редактор В. В. Чалдышев
