

СОДЕРЖАНИЕ

Фундаментальные исследования

Яременко Н.Г., Карачевцева М.В., Страхов В.А. Фотолюминесцентная спектроскопия односторонне легированных структур n -AlGaAs/GaAs с квантовыми ямами..... 3

Морозова Н.К., Данилевич Н.Д., Олешко В.И., Вильчинская С.С. Особенности экситонных спектров монокристаллов CdS(O)..... 14

Материалы электронной техники

Белов А.Н., Волосова Ю.В., Гаврилов С.А. Влияние геометрических параметров пористых слоев оксида алюминия на характеристики влагочувствительной структуры на его основе 21

Микроэлектронные приборы и системы

Лычагин Е.В., Новиков С.Г., Гурин Н.Т. Пороговый позиционно-чувствительный фотопереключател с отрицательным дифференциальным сопротивлением 26

Лугин А.Н., Оземша М.М. Об ограничении значений допускаемого отклонения и стабильности сопротивления тонкопленочных чип-резисторов 32

Разживалов П.Н., Блинов В.Д. Влияние тепловых воздействий на погрешность приборов астроориентации..... 38

Микро- и наносистемная техника

Амеличев В.В., Годовицын И.В., Ильков А.В., Костромин А.Ю. Моделирование микродвигателя на основе КНИ-структуры..... 43

Методы и техника измерений

Филиппов В.В., Власов А.Н. Зондовые измерения распределения потенциала в анизотропных полупроводниковых кристаллах и пленках 48

Виноградов А.И., Зарянкин Н.М., Тимошенков С.П. Зондовые исследования характеристик плазмы в реакторе ИСР-типа 54

Информационные технологии

Туркин А.В. Выделение локальных особенностей бинарного изображения отпечатка пальца..... 59

Михайлов И.И. Оценка качества обработки изображения линейного многоширинного штрихового кода на этапах демодуляции..... 67

Интегральные радиоэлектронные устройства

Воробьев Н.В., Петров О.В. Многофункциональный характеристикограф для экспресс-анализа радиоэлектронной 72

аппаратуры.....

Широ Г.Э., Широ Е.Г. Метод снижения влияния боковых лепестков шумоподобных сигналов в радиолокационных системах с синтезированием апертуры антенны 79

Проблемы высшего образования

Колдаев В.Д. Проектирование индивидуальных образовательных траекторий с использованием диаграмм связей..... 84

Краткие сообщения

Маслобоев Ю.П., Потапов Д.А. Метод расчета временного распределения ультракороткого лазерного импульса, прошедшего через неоднородную рассеивающую среду 91

Терещенко С.А., Титенок С.А. Диффузионная модель переноса излучения в слаборассеивающих средах 93

Юбилей

Вернеру Виталию Дмитриевичу - 80 лет 95

Конференции

Об итогах работы VII Международной научно-технической конференции «Информационные технологии в науке, технике и образовании» (Республика Абхазия, Кодори) 97

Contents 98

Abstracts 99

К сведению авторов 103

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

УДК 538.958

Фотолюминесцентная спектроскопия односторонне легированных структур n -AlGaAs/GaAs с квантовыми ямами

Н.Г. Яременко, М.В. Карачевцева, В.А. Страхов

Институт радиотехники и электроники РАН (г. Москва)

Проведены систематические исследования спектров фотолюминесценции односторонне легированных структур n -AlGaAs/GaAs в зависимости от ширины квантовой ямы и температуры. Впервые в таких структурах наблюдалось резкое возрастание интенсивности фотолюминесценции, вызванное резонансным захватом фотовозбужденных дырок в квантовую яму. Предложена теоретическая модель расчета квантовых состояний в односторонне легированных структурах. Самосогласованное решение системы уравнений Шредингера и Пуассона выполнено методом возмущений.

Ключевые слова: квантовая яма, двумерные электроны, фотолюминесцентная спектроскопия, гетероструктура, энергетические двумерные состояния.

Модулированно-легированные наногетероструктуры AlGaAs/GaAs с квантовыми ямами (КЯ) успешно используются при создании целого ряда приборов микро- и оптоэлектроники: транзисторов, модуляторов, резонансных туннельных диодов, лазерных диодов и т.д. Высокая эффективность этих приборов достигается за счет пространственного разделения находящихся в барьерном слое ионов легирующей примеси и локализованных в КЯ электронов, что приводит к ослаблению примесного рассеяния, росту подвижности и улучшению приборных характеристик [1]. В зависимости от приборного назначения создаются модулированно-легированные структуры с КЯ различной конфигурации: с односторонним легированием, двусторонним симметричным и асимметричным легированием. В связи с этим необходимо исследовать физические свойства различных типов структур во взаимосвязи с их технологическими параметрами.

Одним из наиболее информативных методов исследования квантовых структур является фотолюминесцентная спектроскопия, которая позволяет получить сведения о многих фундаментальных свойствах структуры, в первую очередь об энергетическом спектре электронных состояний и их заполнении. Известно, что высокая электронная подвижность в транзисторах достигается увеличением концентрации двумерных носителей на первой квантовой подзоне при условии, что вторая подзона остается незаполненной. Заполнение второй подзоны приводит к уменьшению подвижности вследствие межподзонного рассеяния электронов. Фотолюминесцентная спектроскопия транзисторных структур позволяет оптимизировать параметры структуры для обеспечения этих условий.

В настоящей работе представлены результаты фотолюминесцентной спектроскопии двумерных электронных состояний в односторонне легированных транзисторных структурах AlGaAs/GaAs со сверхрешеткой в качестве нелегированного барьерного слоя. Структуры выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs с ориентацией (001). Слои выращивались в следующей последовательности: нелегированный буферный слой GaAs толщиной 0,5 мкм; нелегированная 20-периодная сверхрешетка (СР) Al_{0,25}Ga_{0,75}As (1,5 нм)/GaAs (1,2 нм), формирующая нижний гетеробарьер; нелегированный активный слой GaAs, толщина которого L варьировалась в пределах от 6,5 до 22,5 нм; нелегированный спейсер-слой Al_{0,25}Ga_{0,75}As и легированный кремнием ($N = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) n -слой Al_{0,25}Ga_{0,75}As толщиной 60 нм, формирующий верхний, основной, гетеробарьер.

Использование в качестве нижнего барьерного слоя сверхрешетки AlGaAs/GaAs вместо тройного соединения улучшает качество инвертированной (бинарное соединение на тройном) гетерограницы и ослабляет рассеяние на ее шероховатостях. Этот прием используется при создании транзисторов с высокой электронной подвижностью. Исследованы две серии структур. В первой серии толщина спейсера d_s составляла 3 нм, во второй – 10 нм. Технологические параметры исследованных образцов приведены в таблице.

Технологические параметры исследованных структур

L , нм	d_s , нм	μ_e , мЭВ	$e\Delta\phi_w$, мЭВ	E_{ie} , мЭВ		E_{jhh} , мЭВ			
				E_{1e}	E_{2e}	E_{1hh}	E_{2hh}	E_{3hh}	E_{4hh}
6,5	3	110	54	78,8	-	22,2	58,2	-	-
8,5	3	109,5	67,4	77,5	-	18,9	45,1	-	-
12	3	105	73,3	73,3	130,6	11,4	29,6	49,9	-
	10	82,3	55,1	58,4	115,9	10,6	27,3	45,7	-
13,5	3	105,4	77,7	73,2	124	9,8	25,8	45	-
15	3	106	82,2	71,8	120,2	8,8	22,9	39,3	-
	10	82,9	62,4	59	103,2	8,2	21,4	37,2	-
18	3	106	88,2	71,1	112,2	7,6	18,9	32	54
	10	82,5	67,5	59,1	94,4	7	17,5	29,8	50
20	10	82	68,5	58,2	88,9	6,2	15,2	26	42,8
22,5	3	106	91,3	71	104	6,3	13	26	38
	10	82	69	58	83,9	5,6	12,8	24	35,6

Примечание. E_{ie} и E_{jhh} – уровни энергии электронов и тяжелых дырок, μ_e – энергия уровня Ферми для электронов, $\Delta\phi_w$ – электростатический потенциал, характеризующий изгиб дна КЯ за счет легирования. При расчете использованы параметры: $\Delta E_{C1} = 187$ мЭВ, $\Delta E_{C2} = 90$ мЭВ, $\Delta E_{V1} = 125$ мЭВ, $\Delta E_{V2} = 55$ мЭВ.

Зонная диаграмма структуры представлена на рис.1. Отношение разрывов зоны проводимости и валентной зоны на гетерогранице AlGaAs–GaAs $\Delta E_{C1}/\Delta E_{V1} = 0,6/0,4$. Для определения эффективной высоты барьеров ΔE_{C2} и ΔE_{V2} на второй гетерогранице (GaAs – сверхрешетка) использовалась модель Кронига – Пенни [2], согласно которой $\Delta E_{C2} = 0,48\Delta E_{C1}$ и $\Delta E_{V2} = 0,44\Delta E_{V1}$.

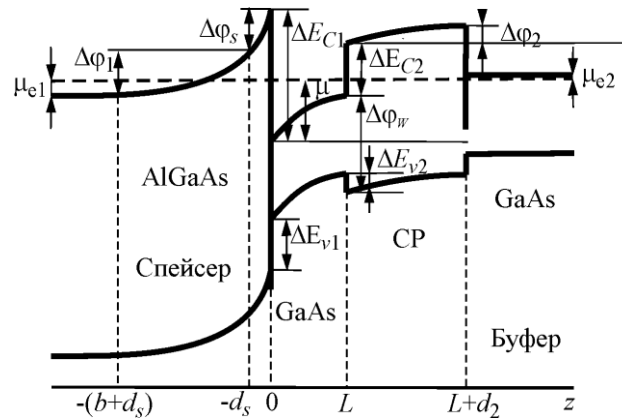


Рис.1. Зонная диаграмма модулированно-легированной структуры n -AlGaAs/GaAs (для сверхрешетки приведена эффективная ширина запрещенной зоны)

Расчет энергетических состояний двумерных носителей тока. Для анализа экспериментальных спектров проведен расчет энергий и волновых функций электронов и дырок с учетом конкретного зонного профиля структуры. Расчет проводился методом теории возмущений, развитым в работе [3] применительно к модулированно-легированным квантовым структурам со строгой симметрией зонного профиля относительно центра КЯ. При расчете симметричной системы использовались очевидные условия: равенство потенциалов на краях КЯ и равенство нулю градиента потенциала в центре ямы. В односторонне легированных структурах эти условия не выполняются, что существенно усложняет расчет. В настоящей работе предложены подходы, позволяющие применить метод возмущений для расчета таких систем.

Характеристики электронов в потенциальном поле $U(z)$ гетероструктуры в направлении z , перпендикулярном плоскости гетерограниц, в условиях равновесия описываются системой уравнений Шредингера и Пуассона:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi(z)}{dz^2} + U(z)\psi(z) = E\psi(z), \quad (1)$$

$$\frac{d^2\phi(z)}{dz^2} = -\frac{4\pi}{\epsilon} \rho(z). \quad (2)$$

Здесь m , $\psi(z)$ и E – масса, волновая функция и энергия движения электрона вдоль оси z соответственно; $\phi(z)$ – электростатический потенциал, вызванный легированием; ϵ – диэлектрическая проницаемость; $\rho(z)$ – плотность заряда.

При решении самосогласованной системы уравнений (1) и (2) методом возмущений потенциальное поле задается в виде $U(z) = U^0(z) - e\phi(z)$, где $U^0(z)$ – потенциальная энергия электронов в невозмущенной системе (прямоугольной КЯ); e – заряд электрона; $\phi(z)$ – возмущающий потенциал (считаем потенциал равным нулю при $z = 0$). Решение находится путем последовательных итераций. При каждой итерации сначала определяется профиль потенциала в предположении, что уровни энергии и волновые функции электронов известны. При первой итерации используются энергии и волновые функции для прямоугольной КЯ, при последующих итерациях – значения, полученные в результате предыдущей итерации.

Граничные условия для решения уравнения Пуассона вытекают из условий электронейтральности и термодинамического равновесия структуры.

Концентрация двумерных электронов на i -м уровне равна:

$$n_i = \frac{m_{1,2}kT}{\pi\eta^2} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{\mu_e - E_i}{kT} \right) \right], \quad (3)$$

где m_1 – эффективная масса электрона в GaAs, m_2 – в AlGaAs и сверхрешетке; k – постоянная Больцмана; T – температура; E_i и μ_e – уровни энергии электронов и уровень Ферми в КЯ. За начало отсчета энергии принимается энергия дна КЯ при $z = 0$.

Считая что все доноры в обедненной области легированного слоя AlGaAs полностью ионизованы, условие электронейтральности можно записать в виде

$$N_D b - \sum_i \int_{-\infty}^{\infty} n_i |\psi_i(z)|^2 dz = 0, \quad (4)$$

где N_D – концентрация доноров; $\psi_i(z)$ – волновая функция электронов на i -уровне; b – ширина обедненного слоя.

Условие термодинамического равновесия предполагает постоянство химического потенциала по структуре. Исходя из геометрии зонного профиля (см. рис.1), это условие можно записать как

$$\mu_e = \Delta E_{C1} - |e(\Delta\phi_1 + \Delta\phi_s)| + \mu_{e1}, \quad (5)$$

$$\mu_e = |e(\Delta\phi_w + \Delta\phi_2)| - |\mu_{e2}|, \quad (6)$$

где E_{C1} , μ_{e1} – энергия дна зоны проводимости и химический потенциал в сильнолегированном слое AlGaAs, E_{C2} , μ_{e2} – в буферном слое GaAs; $\phi_1(z)$, $\phi_s(z)$, $\phi_w(z)$, $\phi_2(z)$ – распределение электростатического потенциала в легированном слое AlGaAs, в спейсере, КЯ и сверхрешетке соответственно; $\Delta\phi_1$, $\Delta\phi_s$, $\Delta\phi_w$, $\Delta\phi_2$ – разности потенциалов между границами каждого слоя.

Сначала решались уравнения Пуассона для легированного и спейсерного слоев AlGaAs. Считалось, что плотность заряда в легированном слое равна eN_D , в спейсерном слое – нулю (зарядом электронов и остаточных примесей в спейсере можно пренебречь). В качестве граничных условий использовались равенства нулю потенциала $\phi_s(z)$ при $z = 0$ и градиента потенциала $\frac{d\phi_1(z)}{dz}$ на левой границе обедненного слоя при $z = -(b + d_s)$, а также условия непрерывности потенциала и электрической индукции на границе между легированным и спейсерным слоями. В результате получаем выражения для $\phi_1(z)$, $\phi_s(z)$, в которых неизвестным параметром является только b :

$$\phi_1(z) = -\frac{2\pi e N_D}{\epsilon_1} [z^2 + 2(b + d_s)z + d_s^2], \quad (7)$$

$$\phi_s(z) = -\frac{4\pi e N_D}{\epsilon_1} bz. \quad (8)$$

Отсюда легко получить $\Delta\phi_1$ и $\Delta\phi_s$, подстановка которых в выражение (5) дает связь между b и μ_e :

$$\mu_e = \Delta E_{C1} + \mu_{e1} - \frac{2\pi e^2 N_D}{\epsilon_1} b(b + 2d_s). \quad (9)$$

Решая систему уравнений (4) и (9), находим численные значения b и μ_e . Далее решаем уравнения Пуассона в КЯ и сверхрешетке. Считаем, что заряд в этих слоях определяется только двумерными электронами:

$$\rho(z) = -\frac{em_{1,2}kT}{\pi\eta^2} \ln \left[1 + \exp\left(\frac{\mu_e - E_i}{kT}\right) \right] \|\psi_i(z)\|^2. \quad (10)$$

Граничными условиями являются

$$\varphi_w(z)|_{z=0} = 0, \quad (11)$$

$$\varphi_2(z)|_{z=L+d_2} = -\frac{\mu_e + \mu_{e2}}{e} \quad (12)$$

и условия непрерывности потенциала и электрической индукции на границе между КЯ и сверхрешеткой. Условие (12) вытекает из того, что глубина проникновения волновой функции в сверхрешетку значительно меньше ее толщины и градиент потенциала на границе сверхрешетки с буферным слоем можно считать равным нулю. Подставив в (10) и (12) найденные значения μ_e , получим распределение электростатического потенциала в КЯ и сверхрешетке. Таким образом, в первом приближении получен профиль возмущающего потенциала $\varphi(z)$ по всей структуре, который используется в уравнении Шредингера при первой итерации.

При решении уравнения Шредингера методом возмущений волновые функции $\psi_i(z)$ представляются в виде линейной комбинации волновых функций невозмущенной системы $\psi_n^0(z)$ [4]:

$$\psi(z) = \sum_{n=1}^p c_n \psi_n^0(z). \quad (13)$$

Коэффициенты c_n связаны с энергией двумерных электронов E соотношением

$$(E_m^0 + U_{mm} - E)c_m + \sum_{n \neq m} U_{mn}c_n = 0, \quad (14)$$

где U_{mn} – матричный элемент энергии возмущения:

$$U_{mn} = \int_{-\infty}^{\infty} [-e\varphi(z)] \psi_m^{0*}(z) \psi_n^0(z) dz; \quad (15)$$

E_m^0 – энергия двумерных электронов в прямоугольной КЯ, m и n пробегает все значения от 1 до p (p – число уровней в прямоугольной КЯ).

Выражение (14) фактически представляет собой систему линейных однородных уравнений относительно коэффициентов c_n . Из условия равенства нулю ее детерминанта получим энергии уровней E_i ($i = 1, 2, \dots, p$). Подставив значение E_i в систему уравнений (14) и используя условие нормировки волновой функции, найдем коэффициенты $c_n^{(i)}$ ($n = 1, 2, \dots, p$) для определения волновой функции на i -м уровне. Полученные та-

ким образом энергии и волновые функции двумерных электронов используются в следующей итерации для нахождения нового профиля возмущающего потенциала $\varphi(z)$ и новых, более точных, уровней энергий и волновых функций. Число итераций зависит от заданной точности определения энергии. Для получения сходимости энергии уровней с точностью 0,1 мэВ при расчете узких ям достаточно 5 – 7 итераций, с ростом ширины ямы их число увеличивается. Далее, используя полученный профиль электростатического потенциала, решается уравнение Шредингера для дырок.

Экспериментальные спектры и их анализ. Измерения спектров фотолюминесценции (ФЛ) проводились стандартным методом. Возбуждение ФЛ осуществлялось непрерывным аргоновым лазером с длиной волны $\lambda = 488$ нм. Излучение лазера модулировалось механическим модулятором с частотой 1 кГц. Приемником излучения служил фотоумножитель ФЭУ-62. Образец находился в оптическом криостате, позволяющем изменять температуру от температуры жидкого азота до комнатной. Расширение температурного диапазона существенно увеличивает информативность ФЛ как метода диагностики КЯ: при низких температурах с большой точностью определяется энергия основного перехода $1e-1hh$, а при высоких – энергии переходов между более высокоэнергетическими уровнями.

Анализ спектров ФЛ проведен на основе представленных расчетов (см. таблицу). Согласно расчету в исследованном диапазоне ширины ям (6,5–22,5 нм) концентрация двумерных электронов n и уровень Ферми μ_e в электронной КЯ слабо зависят от ее ширины. Концентрация меняется в пределах $(7-10) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в структурах с $d_s = 3$ нм и $(5-7) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в структурах с $d_s = 10$ нм. При этих концентрациях во всех структурах обеспечивается хорошая заселенность первой электронной подзоны. Второй электронный уровень появляется при ширине ямы $L \approx 10$ нм, но в ямах с шириной $L \leq 20$ нм он расположен выше уровня Ферми и не заполнен.

На рис.2 представлены расчетные зависимости энергии оптических переходов и квадрата интеграла перекрытия w_{i-j} от ширины КЯ для структур с толщиной спейсерно-

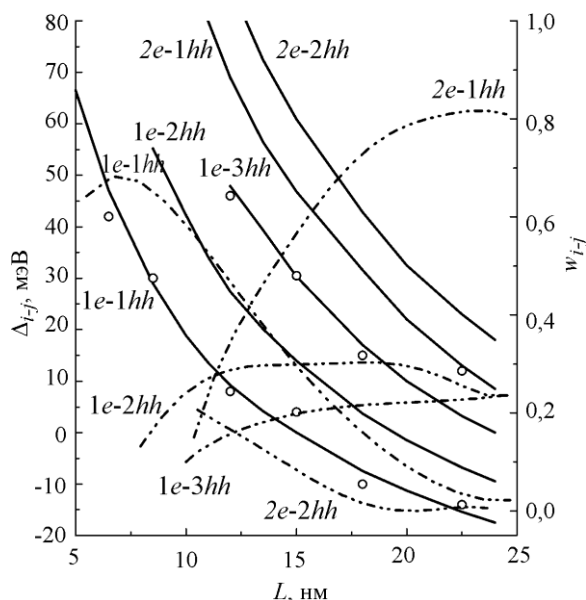


Рис.2. Расчетные зависимости энергии оптических переходов Δ_{i-j} (сплошные кривые) и квадрата интеграла перекрытия w_{i-j} (штрихпунктирные кривые) от ширины КЯ L для структур $n\text{-AlGaAs/GaAs}$ с $d_s = 3$ нм; о – энергетическое положение максимумов на экспериментальных спектрах

го слоя 3 нм. Энергии переходов приводятся относительно ширины запрещенной зоны арсенида галлия E_{GaAs} , т.е. отложены дефициты энергии: $\Delta_{i-j} = E_{i-j} - E_{\text{GaAs}} = E_{ie} + E_{jhh} - e\Delta\phi_w$, где E_{i-j} – энергии оптических переходов; E_{ie} – энергии электронов относительно дна валентной зоны; E_{jhh} – энергия дырок относительно потолка валентной зоны; i, j – номера квантовых уровней для электронов и тяжелых дырок соответственно; $\Delta\phi_w$ – разность потенциалов, характеризующая полный изгиб дна ямы под действием легирования (см. рис.1). Это дает возможность исключить температурную зависимость ширины запрещенной зоны GaAs при идентификации переходов на экспериментальных спектрах ФЛ при различных температурах.

В соответствии с расчетом спектры ФЛ структур с узкими КЯ (шириной 6,5 и 8,5 нм) при температуре жидкого азота и при более высоких температурах содержат только одну полосу, обусловленную переходом между нижними электронным и дырочным уровнями ($1e-1hh$). По мере увеличения ширины ямы начинают проявляться более высокоэнергетические переходы и спектры приобретают дублетный вид. На рис.3 приведены нормированные спектры ФЛ для пар структур с одинаковой шириной КЯ и разным легированием (разной толщиной спейсерных слоев d_s). Видно, что форма спектров зависит от ширины ямы, толщины спейсерного слоя и температуры измерения.

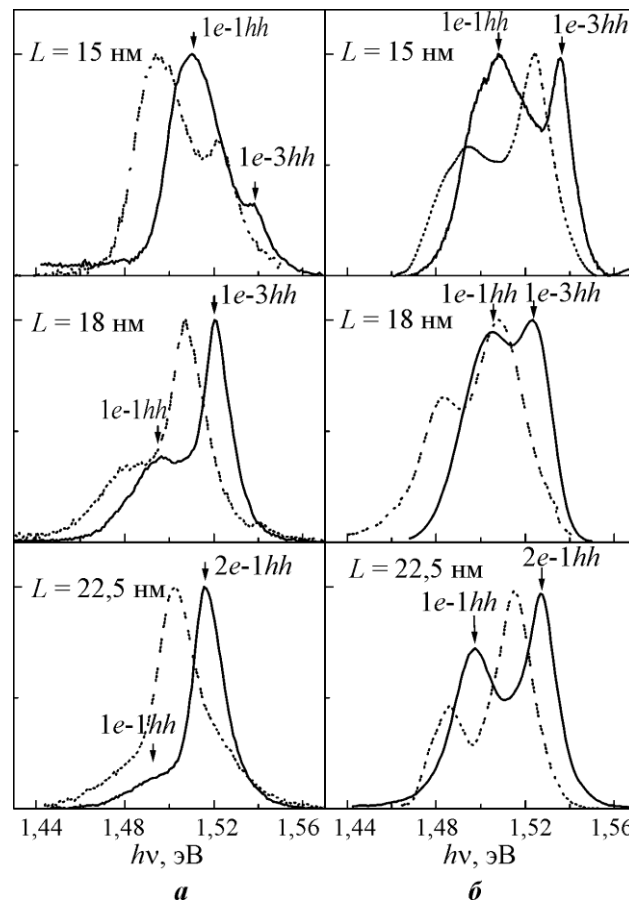


Рис.3. Спектры ФЛ структур с различной шириной КЯ L и толщиной спейсерного слоя: $d_s = 3$ нм (а) и $d_s = 10$ нм (б), $P = 400$ Вт/см²; $T = 80$ К (сплошные кривые), $T = 130$ К (штрихпунктирные кривые)

При всех значениях ширины ям экспериментальные значения энергии максимума низкоэнергетической полосы спектра хорошо ложатся на расчетную кривую для перехода $1e-1hh$, который дает основной вклад в формирование этой полосы. Переходы $1e-1lh$ и $1e-2hh$ не дают отдельного максимума, а лишь приводят к увеличению ширины основной полосы. Высокоэнергетический компонент дублета на спектрах структур с ямами шириной L равной 12–18 нм соответствует расчетным значениям для перехода $1e-3hh$. В яме с $L = 22,5$ нм уровень $2e$ уже достаточно хорошо заполнен и в формировании спектра основную роль играет переход $2e-1hh$.

На рис.4 представлена зависимость интегральной интенсивности спектра ФЛ от ширины ямы. Все спектры ФЛ измерены при плотности оптического возбуждения 400 Вт/см^2 и приведены к единице ширины ямы. Эта зависимость носит немонотонный характер с четко выраженным максимумом. Такое поведение интенсивности не может быть вызвано влиянием рассеяния на шероховатостях гетерограниц, которое привело бы к ослаблению ФЛ при уменьшении ширины КЯ. Немонотонное изменение интенсивности нельзя также объяснить влиянием перекрытия волновых функций электронов и дырок, поскольку такой же характер зависимости (см. рис.4, штрихпунктирные кривые) сохраняется и для величины $\sum(I_{i-j}/(w_{i-j}L))$. Здесь I_{i-j} – интегральные интенсивности полос, полученных путем разложения экспериментального спектра, w_{i-j} – расчетные значения квадрата интеграла перекрытия волновых функций электронов и дырок для соответствующих переходов. Поэтому наблюдаемая немонотонность является следствием немонотонного изменения концентрации фотовозбужденных дырок с ростом ширины КЯ. При используемой плотности возбуждения концентрация неравновесных носителей примерно на два порядка меньше концентрации основных носителей $\Delta p = \Delta n \ll n$. В этих условиях фотовозбуждение практически не влияет на уровень Ферми для электронов, но может существенно влиять на положение квазиуровня Ферми для дырок μ_n . При этом изменение величины $\sum(I_{i-j}/(w_{i-j}L))$ характеризует изменение полной концентрации фотовозбужденных дырок в яме. Поскольку все спектры измерены при одинаковой температуре и плотности возбуждения, немонотонное изменение этой величины фактически отражает немонотонный характер зависимости эффективности захвата дырок от ширины ямы.

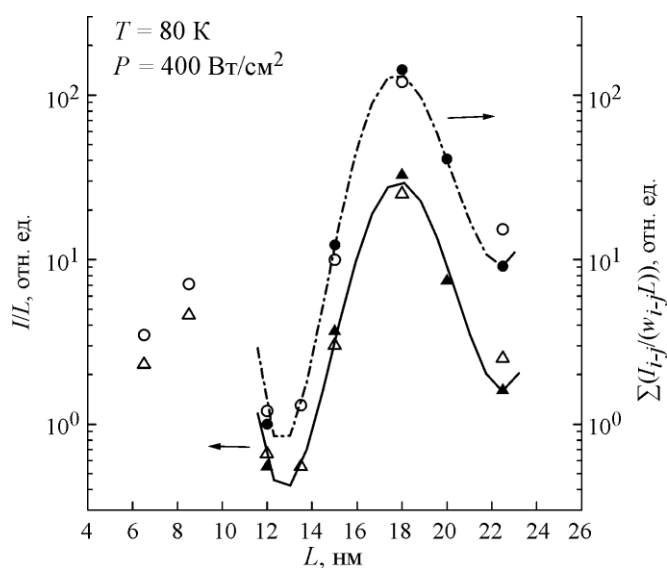


Рис.4. Зависимость от ширины КЯ интегральной интенсивности I/L (сплошная кривая) и величины $\sum(I_{i-j}/(w_{i-j}L))$ (штрихпунктирная кривая); \circ, Δ – $d_s = 3$ нм, \bullet, \blacktriangle – $d_s = 10$ нм

Механизм захвата неравновесных носителей тока в КЯ рассмотрен в работах [5, 6]. Расчеты, проведенные на основе квантовомеханического подхода, показали, что вероятность захвата является немонотонной функцией ширины ямы, в то время как в классической модели она монотонно растет с ростом ширины ямы. Немонотонность вызвана появлением так называемых виртуальных связанных состояний в континууме при такой ширине ям, когда наивысший квантовый уровень совпадает с высотой барьера. В этих условиях растет перекрытие волновой функции носителя тока на краю зоны в барьере с волновой функцией связанного состояния в яме, что приводит к увеличению вероятности захвата носителя в яму. Для прямоугольных КЯ зависимость вероятности захвата от ширины ямы является осциллирующей функцией с постоянным периодом и содержит резонансные пики при ширине ям, соответствующих появлению очередного квантового уровня. Согласно расчетам скорости захвата в максимуме и минимуме могут отличаться на порядки, причем дырки захватываются в несколько раз быстрее, чем электроны. Очевидно, что резонансное увеличение эффективности захвата неравновесных носителей должно привести к резонансному росту интенсивности ФЛ. Однако экспериментальное наблюдение этого эффекта сопряжено с большими трудностями. Основная проблема состоит в том, что для выявления резонансов требуется большое количество структур с малым шагом изменения ширины КЯ. При этом важно, чтобы структуры обладали одинаковым оптическим качеством и процессы безызлучательной рекомбинации не влияли на зависимость интенсивности ФЛ от ширины КЯ.

В [7, 8] удалось преодолеть эти трудности, искусственно создавая неоднородность по толщине слоя GaAs (по ширине КЯ) в процессе выращивания нелегированных квантовых структур AlGaAs/GaAs. Это позволило отчетливо наблюдать узкие пики интенсивности ФЛ в режиме квазинепрерывного оптического возбуждения при ширине, соответствующей резонансному захвату фотовозбужденных электронов в прямоугольную потенциальную яму на второй и третий электронные квантовые уровни.

Экспериментальные работы по изучению процессов захвата фотовозбужденных носителей в модулированно-легированных квантовых структурах неизвестны. В [5, 6] рассмотрены только прямоугольные КЯ, физические причины возникновения резонансов захвата сохраняются и в легированных структурах с ямами более сложной конфигурации. В исследованных легированных структурах n -AlGaAs/GaAs интенсивность ФЛ должна возрасти в условиях резонансного захвата фотовозбужденных дырок. На экспериментальной зависимости интенсивности ФЛ от ширины ямы (см. рис.4) максимум находится вблизи ширины ям, соответствующей резонансному захвату дырок на четвертый дырочный уровень. Согласно расчету четвертый дырочный уровень появляется при ширине ≈ 17 и $18,5$ нм в структурах с шириной спейсера 10 и 3 нм соответственно. Набор структур недостаточен, чтобы определить точное положение максимумов и заметить сдвиг максимума на $1,5$ нм для структур с разным легированием. Не удается выявить также максимум при ширине ямы $L \approx 11$ нм, соответствующей резонансному захвату дырок на третий уровень, хотя тенденция к росту интенсивности вблизи этой ширины заметна.

Наиболее резкий (почти на два порядка!) рост концентрации дырок происходит при увеличении ширины КЯ от 12 до 18 нм. Спектры ФЛ этих структур состоят из двух полос $1e-1hh$ и $1e-3hh$, интенсивность которых зависит от перекрытия волновых функций, температуры и положения этих уровней относительно квазиуровня Ферми μ_n . Такой резкий рост концентрации должен сопровождаться значительным повышением квазиуровня μ_h и перераспределением фотовозбужденных дырок между уровнями $1hh$ и $3hh$.

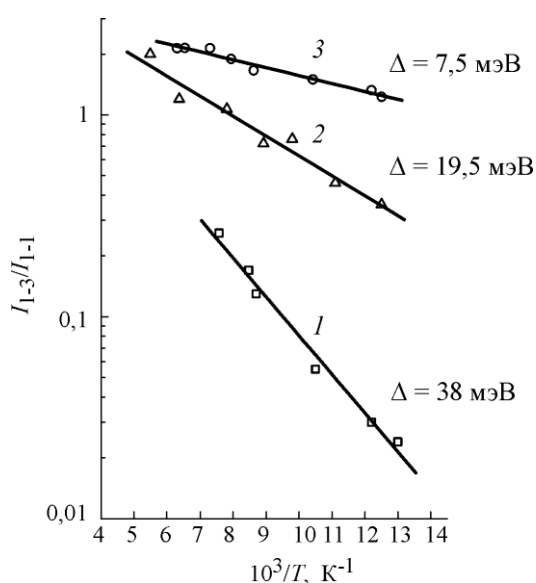


Рис.5. Температурная зависимость отношений интегральных интенсивностей полос $1e-1hh$ и $1e-3hh$ для структур с шириной КЯ: 12 нм (кривая 1); 15 нм (кривая 2), 18 нм (кривая 3)

Для структур с шириной ям 12, 15 и 18 нм приведены отношения интегральных интенсивностей этих полос I_{1-3}/I_{1-1} в зависимости от обратной температуры (рис.5). Эти зависимости носят экспоненциальный характер и хорошо описываются соотношением $I_{1-3}/I_{1-1} \sim \exp(-\Delta/kT)$, причем значения Δ для трех структур заметно различаются. Поскольку заполнение 1-го дырочного уровня слабо меняется с температурой, а перекрытие волновых функций от нее практически не зависит, можно считать, что температурное изменение величины I_{1-3}/I_{1-1} обусловлено термоактивационным заполнением 3-го дырочного уровня с энергией активации $\Delta = E_{3hh} - \mu_h$. Используя расчетные значения E_{3hh} , можно оценить энергии квазиуровней μ_h . Полученные значения μ_h равны 11,5; 17,5; 27,5 мэВ для структур с шириной ям 12; 15; 18 нм соответственно. Эти оценки показывают, насколько сильно различаются

энергии квазиуровня Ферми μ_h в условиях резонансного захвата фотовозбужденных дырок и вне его.

Следует отметить, что зависимость интенсивности ФЛ от ширины КЯ (см. рис.4) имеет одинаковый вид для структур с $d_s = 3$ нм и $d_s = 10$ нм. Небольшое различие в абсолютных значениях интенсивности связано с различием в энергетическом спектре дырочных состояний. Это подчеркивает достоверность полученных результатов и позволяет утверждать, что наблюдаемая немонотонность отражает резонансный характер захвата фотовозбужденных дырок в КЯ.

Таким образом, впервые в легированных структурах $n\text{-AlGaAs/GaAs}$ наблюдалось резкое увеличение интенсивности ФЛ, вызванное резонансным захватом фотовозбужденных дырок. Проведенный расчет энергетических состояний двумерных носителей тока объясняет трансформацию спектров ФЛ с ростом ширины КЯ и температуры. Предложенная модель расчета может быть полезна при анализе спектров ФЛ других структур с несимметричным профилем легирования.

Авторы выражают благодарность Ю.В. Федорову за предоставление образцов и Г.Н. Шкердину за полезные обсуждения при проведении расчета.

Литература

1. Молекулярно-лучевая эпитаксия и гетероструктуры: пер. с англ. / Под ред. Ж. Алферева и Ю. Шмарцева. – М.: Мир, 1989. – 582 с.
2. Кейси Х., Панини М. Лазеры на гетероструктурах. – М.: Мир, 1981. – Т. 2. – 364 с.
3. Bastard G. Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures. – N.Y.: Halsted Press, 1988. – 357 p.
4. Блохинцев Д.И. Основы квантовой механики. – М.: Наука, 1976. – 664 с.
5. Козырев С.В., Шук А.Я. Захват носителей в квантовые ямы гетероструктур // ФТП. – 1985. – Т. 19, № 9. – С. 1667–1670.
6. Brum J.A., Bastard G. Resonant carrier capture by semiconductor quantum wells // Phys. Rev. B. – 1986. – Vol. 33, № 2. – P. 1420–1423.

7. *Fujiwara A., Fukatsu S., Shiraki Y., Ito R.* Observation of resonant electron capture in AlGaAs/GaAs quantum well structures // Surface Science. – 1992. – Vol. 263. – P. 642–645.

8. Resonant electron capture in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{AlAs}/\text{GaAs}$ quantum wells / *A. Fujiwara, Y. Takahashi, S. Fukatsu et al.* // Phys. Rev. B. – 1995-II. – Vol. 51, № 4. – P. 2291–2301.

Статья поступила
26 мая 2011 г.

Яременко Наталья Георгиевна – кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник ИРЭ РАН. *Область научных интересов:* физика полупроводников, фотолюминесцентная спектроскопия полупроводниковых материалов и структур пониженной размерности. **E-mail:** tg275@ms.ire.rssi.ru

Карачевцева Мария Виссарионовна – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник ИРЭ РАН. *Область научных интересов:* физика полупроводников, программирование, математическое моделирование физических процессов в структурах пониженной размерности.

Страхов Валерий Александрович – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник ИРЭ РАН. *Область научных интересов:* физика полупроводников, фотолюминесцентная спектроскопия полупроводниковых материалов и структур пониженной размерности.

Информация для читателей журнала «Известия высших учебных заведений. Электроника»

С тематическими указателями статей за 1996 - 2011 гг., аннотациями и содержанием последних номеров можно ознакомиться на нашем сайте:

<http://www.miet.ru/structure/s/894/e/12142/191>

Особенности экситонных спектров монокристаллов CdS(O)

Н.К. Морозова, Н.Д. Данилевич

Московский энергетический институт (технический университет)

В.И. Олешко, С.С. Вильчинская

Томский политехнический университет

Исследованы спектры экситонной катодолюминесценции монокристаллов CdS(O) по глубине (0,3 – 125 мкм). Выяснено, что твердый раствор CdS(O) устойчив в объеме, где решетка кристалла обеспечивает компенсацию деформаций изоэлектронной примеси O_S. Вблизи поверхности (до 0,5 мкм) твердый раствор CdS(O) может терять кислород с образованием CdO или SO₂. Длина волны стимулированного излучения кристаллов CdS(O) определяется концентрацией O_S в объеме, которая соответствует данным анализов.

Ключевые слова: изоэлектронная примесь, катодолюминесценция, твердый раствор, монокристалл, глубина информационного слоя, стимулированное излучение.

В последние десятилетия интенсивно изучаются системы твердых растворов с резким несоответствием свойств компонентов – НМAs [1–3]. В таких системах наблюдается эффект изменения зонной структуры при резком уменьшении ширины запрещенной зоны при сохранении параметров решетки с введением малых количеств изоэлектронной примеси.

Сульфид кадмия – одно из наиболее перспективных соединений группы A^{II}B^{VI}, в котором присутствие изоэлектронной примеси кислорода на уровне 10¹⁹–10²⁰ см⁻³ обосновано термодинамическими расчетами. Однако до настоящего времени особенности влияния кислорода, в частности на экситонные спектры CdS(O), не ясны. Это относится к непредсказуемости поведения экситонных полос в спектрах кристаллов с заведомо известной концентрацией этой примеси [4–6], отсутствием четкой связи результатов исследования катодолюминесценции (КЛ) с данными по отражению и поглощению в области края фундаментальной абсорбции. Учитывая опыт исследований системы ZnS–ZnSe(O) на базе теории «антикроссинг зон» (band anticrossing (BAC) [1–8]), решение проблемы представляется возможным.

В настоящей работе исследованы группы кристаллов CdS, выращенных из газовой фазы с заданным отклонением от стехиометрии и содержащих изоэлектронную примесь кислорода как фоновую примесь, вхождение которой до предела насыщения возможно в условиях роста [9, 10]. Определение содержания кислорода в кристаллах проведено с использованием методики газохроматографического химического анализа (ХГХ) [11] с хорошей воспроизводимостью при чувствительности по кислороду 1·10⁻⁴ мол %. Метод ХГХ определяет концентрацию кислорода [O], усредненную в объеме трех навесок по 0,2 мг. По данным ХГХ анализа кислород в исследованных кристаллах содержится в пределах от 10¹⁹ до ~ 1,2·10²⁰ см⁻³ [9, 11, 12].

Исследование экситонных спектров КЛ, которые должны отражать зависимость ширины запрещенной зоны CdS от концентрации кислорода [O_S], проведено при температуре 30–50, 80 и 300 К. Спектры КЛ сняты при повышенных плотностях возбуждения

10^{20} – 10^{27} см⁻³·с⁻¹ с учетом того, что в этих условиях экситонные полосы преобладают. Спектры получены с использованием методик: микрокатодоллюминесценции (МКЛ) в растровом электронном микроскопе (РЭМ), КЛ (М1 и М2), импульсной катодоллюминесценции (ИКЛ) при разной глубине информационного слоя (от 0,3 до 100 мкм). Проведено сравнение экситонных спектров, полученных при использовании разных методов съемки.

Съемка КЛ при глубине информационного слоя ~ 0,3–0,5 мкм, плотности возбуждения 10^{20} – 10^{22} см⁻³·с⁻¹ и температуре 80 К осуществлялась по методике М1 (рис.1). Можно выделить характерные группы спектров для составов кристаллов CdS·S, выращенных при значительных избыточных давлениях паров серы, кристаллов, близких к стехиометрии, и составов CdS·Cd, выращенных при избыточных давлениях паров кадмия.

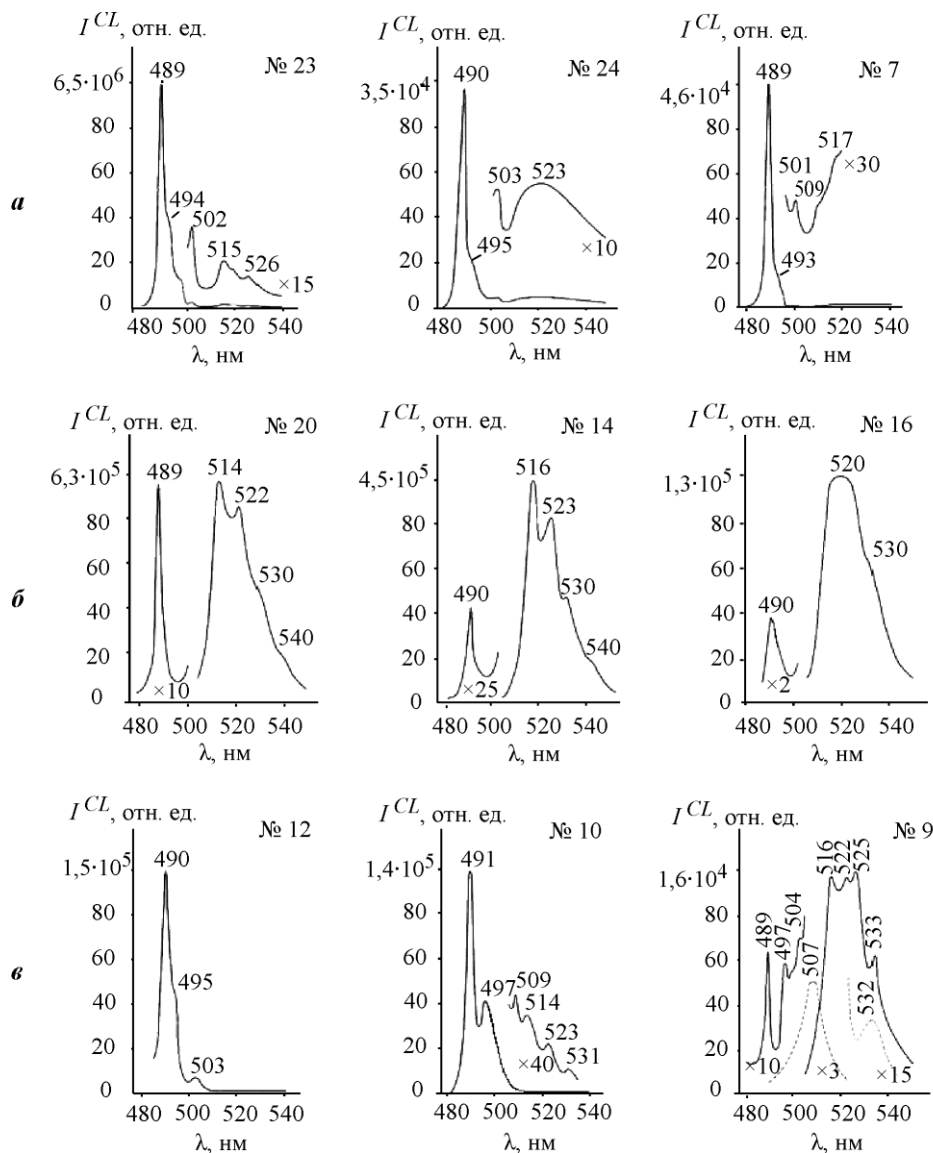


Рис.1. Спектры КЛ, снятые по методике М1 при температуре 80 К (пунктир – 300 К). Интенсивность возбуждения $G = 10^{22}$ см⁻³·с⁻¹. Кристаллы выращены при избытке серы (а), в области стехиометрии (б), при избытке Cd (в) [9]

Присутствие кислорода в количествах 10^{19} – 10^{20} см⁻³ предполагает изменение ширины запрещенной зоны и смещение полос экситонного спектра в соответствии с теорией ВАС. Например, для кристаллов № 14 и 16 (см. рис.1) экситонные полосы при

концентрации растворенного кислорода $9,8 \cdot 10^{19}$ и $1,18 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ должны были приходиться на 496 и 497 нм, полагая согласно [13], что при концентрации растворенного кислорода $2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ изменение ширины запрещенной зоны CdS достигает 90 мэВ. Однако из рис.1 видно, что экситонные полосы не смещаются.

По методике М2 съемка КЛ проводилась при более низких температурах (47 К) и глубине информационного слоя $\geq 0,5 \text{ мкм}$ [9]. Разрешение при более низкой температуре съемки позволило наблюдать тонкую структуру экситонного спектра CdS, в частности типичные для CdS полосы связанных экситонов J_1, J_2, J_3 . Спектральное положение узких полос связанных экситонов определяет содержание растворенного кислорода в кристаллах. По этим данным для всей группы исследуемых кристаллов CdS концентрация кислорода $\sim 10^{17-18} \text{ см}^{-3}$. Такие концентрации кислорода невозможно получить в условиях роста [9, 12]. Они соответствуют очень чистому по кислороду CdS и отличаются от [O] в кристаллах по данным ХГХ анализов на 2 порядка.

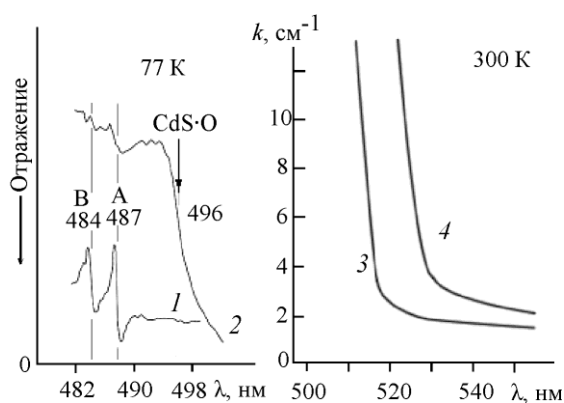


Рис.2. Микрофотограммы спектров отражения, снятые фотографической методикой в жидком азоте (кривые 1, 2), и спектров поглощения (кривые 3, 4). Содержание кислорода [O_s] в кристаллах: $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (1, 3); $1,2 \cdot 10^{20}$ (2) и $2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ (4)

За пределами фундаментального поглощения CdS (в области «прозрачности») с помощью методики М2 обнаружены дополнительные особенности КЛ. Методика М2 [14] позволяет выделять отдельные области спектров с усилением для детального изучения. При этом отчетливо выявляются полосы X [9]. Положение их не совпадает с LO фоновыми повторами коротковолновых узких экситонных линий. Спектральное положение полос непостоянно и зависит от концентрации присутствующего в кристаллах кислорода [9]. Дополнительную информацию относительно природы полос X дают спектры отражения при температуре 77 К (рис.2, кривые 1, 2). Сопоставление положения полос проводилось с учетом температур-

ной зависимости: $E(T) = E(0) - \gamma T^2 / (T + \delta)$, где $\gamma = 9,7 \cdot 10^{-4}$; $\delta = 600$; $T, \text{ К}$; $E, \text{ эВ}$.

В прикраевой области спектров отражения тех же кристаллов, преимущественно с повышенным содержанием кислорода, наблюдается увеличение поглощения с резко выраженным краем дополнительного поглощения (КДП). Край дополнительного поглощения смещается в длинноволновую (ДВ) сторону с [O_s], что подтверждается спектрами поглощения (рис.2, кривые 3, 4). С длинноволновой стороны КДП иногда резко ограничен селективной полосой $\sim 496 \text{ нм}$ (см. рис.2, кривая 2), которая имеет характерную форму экситонных полос отражения.

Чтобы исключить влияние неоднородностей структуры газофазных кристаллов [6, 9, 12], снимались спектры МКЛ в РЭМ, в частности микроучастки отдельных моноблоков $10 \times 10 \text{ мкм}$ (рис.3). Полученные экспериментальные данные показали, что вблизи края фундаментального поглощения CdS(O) в спектрах МКЛ при температуре 300 К наблюдается полоса неизвестной природы. На разных участках образцов полоса может смещаться от 511 до 518 нм. Наряду с этим наблюдается высокоэнергетический сдвиг максимума полосы с увеличением P_{S_2} (рис.3, кривые 3–1). При интенсивности возбуждения $G = 10^{24} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, согласно зависимости [15], представленной на вкладке рис.3, должна наблюдаться полоса А-экситона. При этом наблюдаемые полосы смещены в

ДВ-сторону от А-экситона бескислородного CdS (504,7 нм при 300 К). При съемке в РЭМ для энергии пучка 25 кэВ глубина информационного слоя порядка 1 мкм. Очевидно, в РЭМ фиксируется информация из объема кристалла.

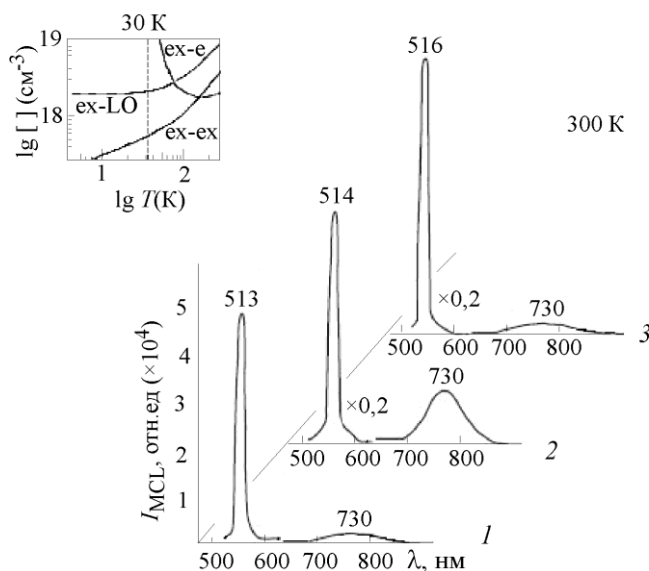


Рис.3. Спектры МКЛ в РЭМ. Кривые 1–3 соответствуют увеличению содержания кислорода в кристаллах с уменьшением давления P_{S_2} при выращивании. На вставке – зависимость возникновения различных полос экситонного излучения от температуры и пороговой концентрации избыточных носителей в CdS [15]

Полученные результаты противоречивы. Действительно, с одной стороны, в спектрах КЛ (M1, M2) преобладают экситонные полосы чистого бескислородного CdS. С другой стороны, наблюдается ДВ-сдвиг края в спектрах поглощения, появление ДВ-полос X в КЛ (M2), а в отражении – дополнительное поглощение. Эти изменения связаны с присутствием кислорода в концентрации, соответствующей данным ХГХ анализа. Поскольку такие же изменения иногда проявлялись на свежих сколах или после травления образцов, а также в МКЛ из глубины ~ 1 мкм, то были предприняты исследования люминесценции из объема кристаллов. Для этого на тех же образцах CdS исследованы спектры ИКЛ по методике [16]. Глубина информационного слоя для CdS примерно 125 мкм.

На рис.4 сопоставлены спектры ИКЛ и КЛ (M2) кристалла № 18 при $T = 30$ К. С увеличением глубины информационного слоя спектр изменяется. Как видно из рис.4, съемка по методике M2 при малой глубине информационного слоя обнаруживает экситонный спектр с характерными для чистого бескислородного CdS узкими полосами связанных экситонов J_1, J_2 . Этот спектр свидетельствует об отсутствии кислорода в поверхностном слое кристалла. При съемке ИКЛ из объема кристалла № 18 возникает резко смещенная в ДВ-сторону единственная в спектре очень интенсивная полоса 493 нм. Полосы экситонного спектра чистого CdS отсутствуют, т.е. с увеличением глубины проникновения пучка спектр поверхности не вносит практически никакого вклада в суммарную картину. Поскольку спектральное положение полосы 493 нм соответствует содержанию кислорода в кристалле № 18 по данным ХГХ анализа, есть все основания идентифицировать полосу 493 нм как А-экситон твердого раствора CdS(O). Спектр свидетельствует о присутствии растворенного кислорода в объеме.

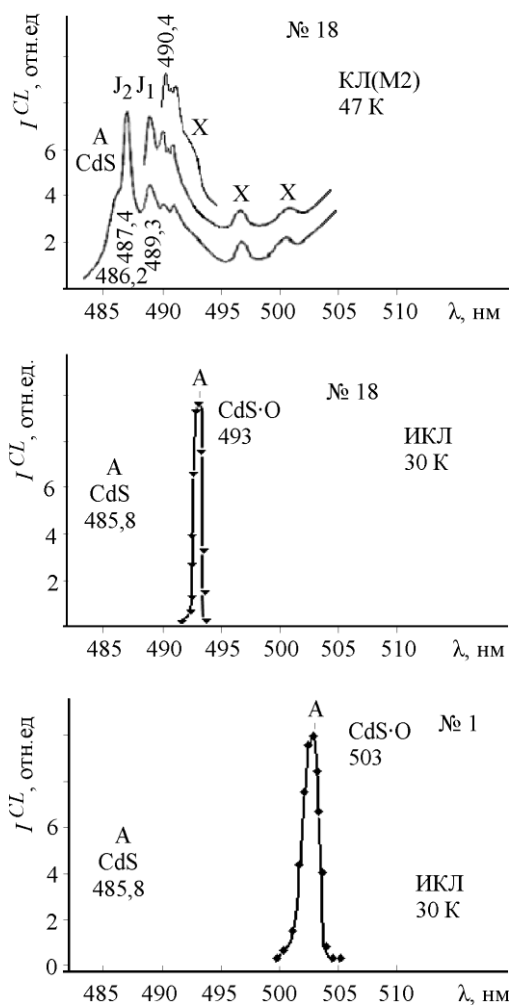


Рис.4. Спектры люминесценции CdS(O) образцов № 18 и № 1. Указано положение А-экситона бескислородного CdS при температуре съемки 30 К. Плотность возбуждения составляла: КЛ $\sim 10^{22}$ см⁻³·с⁻¹; ИКЛ – $1,56 \cdot 10^{26}$ см⁻³·с⁻¹

Полоса А-экситона CdS(O) в спектре ИКЛ кристалла № 1 сдвинута в длинноволновую сторону до 503 нм (30 К). При этом ее спектральное положение соответствует смещению края фундаментального поглощения кристалла № 1 (см. рис.2, кривая 4). Таким образом, более низкоэнергетическое положение полосы А-экситона кристалла № 1 по сравнению с кристаллом № 18 обусловлено именно увеличением [O_S].

Результаты впервые получены при сопоставлении спектров КЛ, снятых при разной глубине информационного слоя для одного и того же кристалла. Они свидетельствуют, что растворенный кислород, присутствуя в объеме кристалла CdS(O), в приповерхностном слое может отсутствовать (как O_S). Неустойчивость твердого раствора CdS(O) вблизи поверхности объясняется резким несоответствием свойств компонентов O–S. Аналогичная нестабильность твердых растворов у поверхности кристаллов обнаружена на ZnS(O), ZnSe(O) [7, 8]. Это объединяет такие твердые растворы, как НМAs, стабильность которых обеспечивается упругими взаимодействиями в объеме изоэлектронной примеси с кристаллической решеткой [5, 17].

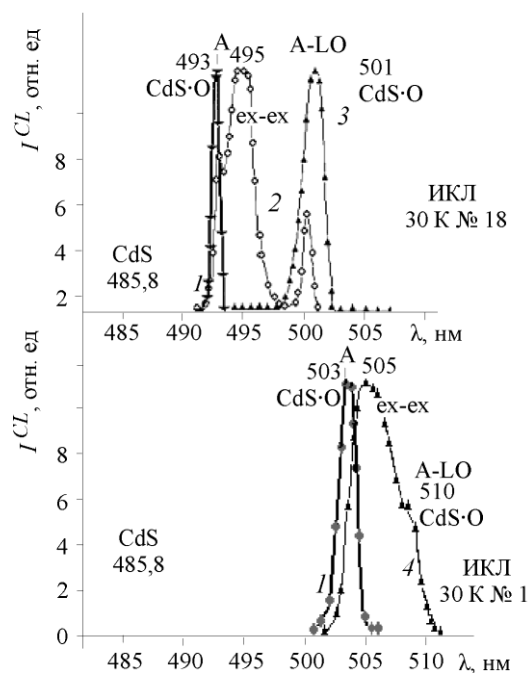


Рис.5. Спектры ИКЛ люминесценции CdS(O) при 30 К образцов № 18 и № 1. Положение А-экситона бескислородного CdS при температуре съемки указано на рисунке. Плотность возбуждения составляла: $1,56 \cdot 10^{26}$ (кривая 1); $3,9 \cdot 10^{26}$ (кривая 2); $6,52 \cdot 10^{26}$ (кривая 3) и $7 \cdot 10^{26}$ (кривая 4) см⁻³·с⁻¹

Для подтверждения связи ДВ-смещения А-экситона с [O_S] в объеме кристалла на рис.5 приведен дополнительно спектр ИКЛ кристалла № 1, выращенного из расплава с большей концентрацией кислорода ($\sim 2 \cdot 10^{20}$ см⁻³) по сравнению с исследуемыми газофазными кристаллами, в частности с кристаллом № 18.

Для CdS(O) выход кислорода из твердого раствора облегчается образованием на поверхности летучего оксида серы SO₂, который прочнее оксида металла CdO в отличие от других соединений A^{II}B^{VI}.

Рассмотрим изменение спектра ИКЛ с увеличением плотности возбуждения. Для кристалла № 18 с увеличением плотности возбуждения до $3,9 \cdot 10^{26} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ (см. рис.5, кривая 2) возникает широкая полоса ~ 495 нм, которая по отношению к A-экситону CdS(O) смещена в ДВ-сторону примерно на 10 мэВ. Дальнейший рост плотности возбуждения до $6,5 \cdot 10^{26} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ (см. рис.5, кривая 3) приводит к исчезновению этой полосы, а единственной в спектре остается полоса 501 нм. Эти экситонные полосы спектра ИКЛ кристалла № 18 CdS(O) по отношению к чистому CdS смещены на 35, 45 и 73 мэВ.

Для идентификации полос воспользуемся данными работы [15], представленными на вставке к рис.3. Полосы 501, 495, и 493 нм в соответствии с их спектральным положением, интенсивностью возбуждения и температурой съемки 30 К можно интерпретировать как A-LO, биэкситон ex-ex и A-экситон CdS(O). Аналогично для кристалла № 1 с увеличением плотности энергии электронного пучка возникает широкая полоса биэкситона ex-ex 505 нм, смещенная примерно на 10 мэВ от A-экситона 503 нм (см. рис.5). Появление A-LO фоновый повтора основной экситонной полосы для кристалла № 1 наблюдается только при уровне возбуждения $\sim 7 \cdot 10^{26} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. Как видно из рис.5, при плотности возбуждения ИКЛ порядка $1 \cdot 10^{26} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ полосы биэкситона ex-ex и фоновый повтора A-LO в спектре не наблюдаются. В этом случае спектр представлен единственной полосой A-экситона CdS(O). Поэтому можно полагать, что и в МКЛ при еще меньшей плотности возбуждения $10^{24} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ измеряется полоса A-экситона CdS(O).

В [18] проведено исследование спектрально-кинетических характеристик низкотемпературной люминесценции рассматриваемых в настоящей работе кристаллов при варьировании уровня возбуждения в диапазоне от 10^{20} до $10^{27} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. Показано, что в кристалле CdS № 18 с ростом уровня возбуждения возникает стимулированное излучение на длине волны ~ 493 нм (30 К). Для равномерно легированного кислородом кристалла CdS(O) № 1 вынужденное излучение наблюдается в максимуме полосы спонтанной люминесценции ~ 505 нм (30 К).

Несмотря на отсутствие единого мнения относительно природы полос люминесценции, возникающих в CdS в условиях высокой интенсивности возбуждения [18–20], полученные нами результаты дают достаточно определенную интерпретацию. Длина волны стимулированного излучения соответствует экситонным полосам твердого раствора CdS(O).

Литература

1. Band anticrossing in dilute nitrides / W. Sahn, W. Walukiewicz, J.W. Ager et al. // J. Phys: Condens. Matter. – 2004. – Vol. 16. – P. S3355–S3372.
2. Diluted II-VI Oxide Semiconductors with Multiple Band Gaps/ K.M. Yu, W. Walukiewicz, J. Wu et al. // Phys. Rev. Lett. – 2003. – Vol. 91, № 24. – P. 246–403.
3. Jingo Li, Su-Huai Wei. Alignment of isovalent impurity levels: Oxygen impurity in II-VI semiconductors // Phys. Rev. B. – 2006. – Vol. 73. – P. 041–201.
4. Морозова Н.К., Мудерос Д.А. Связанный экситон на SA и SAL центрах ZnS(O) и ZnSe(O) // Изв. вузов. Электроника. – 2008. – № 3. – С. 3–9.
5. Мудерос Д.А. Оптические свойства соединений A₂B₆ с изоэлектронной примесью кислорода с позиций теории антикроссинг зон: дис. ... канд. физ.-мат. наук. – М.: МЭИ, 2008. – 172 с.

6. Some Specific Features of Edge Luminescence of CdS(O) in the Context of the Band's Anticrossing Theory / *N.K. Morozova, N.D. Danilevich, V.G. Galstyan et al.* // Semiconductors. – 2009. – Vol. 43, № 13. – P. 1628–1634.
7. *Морозова Н.К., Мидерос Д.А., Галстян В.Г., Гавришук Е.М.* Особенности спектров люминесценции ZnS(O) и ZnSCu(O) с позиций теории антикроссинг зон // ФТП. – 2008. – Т. 42, № 9. – С 1039–1044.
8. Роль фоновых примесей O и Cu в оптике кристаллов ZnSe с позиций теории антикроссинг зон / *Н.К. Морозова, Д.А. Мидерос, Е.М. Гавришук и др.* // ФТП. – 2008. – Т. 42, № 2. – С 131–135.
9. *Данилевич Н.Д.* Взаимозависимость оптических свойств, кристаллической структуры и состава кристаллов CdS·O (с привлечением теории антикроссинг зон): дис. ... канд. физ.-мат. наук. – М.: МЭИ, 2011. – 158 с.
10. *Голубева Н.П., Фок М.В.* Связанная с кислородом люминесценция "беспримесного" ZnS // ЖПС. – 1972. – Т. 17, № 2. – С. 261–268.
11. Определение содержания кислорода в соединениях A_2B_6 кинетическим методом с использованием газовой хроматографии / *В.С. Зимогорский, Н.А. Яштулов, В.В. Блинов и др.* // Шумовые и деградационные процессы в полупроводниковых приборах: тез. докл. 30 Междунар. науч.-техн. семинара (25.11–25.11.1999 г., Москва). – М.: МЭИ, 2000. – С. 211–215.
12. *Данилевич Н.Д., Семенов В.М., Морозова Н.К.* О растворимости кислорода в CdS // Шумовые и деградационные процессы в полупроводниках: тез. докл. 41 Междунар. науч.-техн. семинара (25.11–27.11.2010 г., Москва). – М.: МЭИ, 2011. – С. 146–151.
13. *Morozova N.K., Danilevich N.D., Kanakhin A.A.* SA luminescence spectra of CdS(O) in the context of the VAC theory // Phys. Stat. Solidi C. – 2010. – Vol. 7, № 6. – P. 1501–1503.
14. *Данилевич Н.Д., Назарова Л.Д., Крыса А.Б., Каретников И.А.* Экситонный спектр монокристаллов CdS с контролируемым изменением стехиометрии и [O] // ЖПС. – 1994.– Vol. 60, № 3–4. – С. 341–348.
15. *Koch S.W., Haug H.* Stimulated intrinsic recombination processes in II-VI compounds // Phys. Stat. Solidi (b). – 1978. – Vol. 89, № 2. – P. 431–440.
16. *Лисицын В.М., Корепанов В.И., Олешко В.И., Яковлев В.Ю.* Эволюция первичной радиационной дефектности в ионных кристаллах // Изв. вузов. Физика. – 1996. – № 11. – С. 5–29.
17. Effects of pressure on the band structure of highly mismatched alloys $Zn_{1-y}Mn_yO_xTe_{1-x}$ / *W. Shan, K.M. Yu, W. Walukiewicz et al.* // Appl. Phys. Lett. – 2004. – Vol. 84, № 6. – P. 924–926.
18. *Олешко В.И.* Пороговые процессы в твердых телах при взаимодействии с сильноточными электронными пучками: дис. ... докт. физ.-мат. наук. – Томск: ТПУ, 2009. – 357 с.
19. *Catalano I. M., Cingoliani A. and Minafra A.* Spontaneous and stimulated luminescence in CdS and ZnS excited by multiphonon optical pumping // Phys. Rev. B. – 1973. – Vol. 8. – P. 1488–1492.
20. Физика соединений A_2B_6 / *Под. ред. А.Н. Георгобиани.* – М.: Наука, 1986. – 320 с.

Статья поступила
13 июля 2011 г.

Морозова Наталья Константиновна – доктор физико-математических наук, профессор кафедры полупроводниковой электроники МЭИ. *Область научных интересов:* изучение роли кислорода в создании и стабилизации собственнорезонансных и примесных центров и их влияние на оптику соединений $A^{II}B^{VI}$.
E-mail: MorozovaNK@mail.ru

Данилевич Надежда Дмитриевна – ассистент кафедры полупроводниковой электроники МЭИ. *Область научных интересов:* исследование оптики кристаллов CdS(O) с позиции теории антипересекающихся зон.

Олешко Владимир Иванович – доктор физико-математических наук, профессор кафедры лазерной и световой техники ТПУ. *Область научных интересов:* методы высокоэнергетической рентгено- и катодолюминесценции, атомная спектроскопия.

Вильчинская Светлана Сергеевна – научный сотрудник кафедры лазерной и световой техники ТПУ. *Область научных интересов:* изучение особенностей спектров импульсной рентгено- и катодолюминесценции.

МАТЕРИАЛЫ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ

УДК 621.382.002

Влияние геометрических параметров пористых слоев оксида алюминия на характеристики влагочувствительной структуры на его основе

А.Н. Белов, Ю.В. Волосова, С.А. Гаврилов

Национальный исследовательский университет «МИЭТ»

Исследовано влияние геометрических параметров пористых слоев оксида алюминия на характеристики влагочувствительной структуры на его основе. Изложены технологические этапы создания активного слоя емкостного гигрометра на основе двухслойной структуры «алюминий – пористый оксид алюминия», покрытой тонкой металлической пленкой. Показано, что относительная емкость структур определяется в основном значениями диаметра пор и относительной влажности среды.

Ключевые слова: пористый оксид алюминия, гигрометры, адсорбция.

Количественная оценка влажности воздуха является существенной для контроля различных физико-химических и биологических процессов. В настоящее время разработан значительный ряд измерителей характеристик влажности, которые условно можно разделить на две основные группы [1]: 1) измерители, основанные на физическом законе, позволяющем непосредственно определять влажность (конденсационные гигрометры, психрометры, электролитические и сорбционные гигрометры); 2) гигрометры на основе переменного импеданса, принцип действия которых основан на измерении свойств тела (сопротивления или емкости), связанных с влажностью. Последние отличаются тем, что их чувствительные элементы имеют очень малые размеры и позволяют проводить точные измерения с малой постоянной времени. Среди них выделяют емкостной гигрометр с чувствительным слоем на основе двухслойной структуры «алюминий – пористый оксид алюминия», покрытой тонкой металлической пленкой [1–3]. Анализируемый газ, содержащий молекулы воды, проникает в пористый слой и изменяет емкость конденсатора, образованного металлической мембраной и алюминием как проводниками и пористым слоем оксида алюминия как диэлектриком. В таком чувствительном элементе может быть достигнута повышенная чувствительность к влагосодержащей среде.

Исследование методов получения пленок оксида алюминия, его пористой структуры началось сравнительно давно [4]. В последнее время наблюдается все возрастающий интерес к данному материалу как перспективному для создания элементов нано-, опто- и сенсорной электроники [5, 6]. Накоплен значительный опыт в определении технологических условий формирования оксида с требуемыми геометрическими параметрами.

© А.Н. Белов, Ю.В. Волосова, С.А. Гаврилов, 2012

Однако до сих пор сведений о связи геометрических параметров пористой структуры оксида алюминия с характеристиками его как влагочувствительного элемента явно недостаточно. Настоящая работа посвящена исследованию данной задачи.

Методика эксперимента. Пористый оксид алюминия получали анодированием алюминиевой фольги А99 толщиной 100 мкм. Процесс проводили в гальваностатическом режиме при плотности тока 10 мА/см². Для получения качественных однородных слоев пористого оксида алюминия фольгу окисляли в две стадии. Длительность первой стадии составляла 30 мин. Затем оксид селективно по отношению к алюминию удаляли в водном растворе Н₃РO₄ и CrO₃. Длительность второй стадии варьировалась от 2 до 80 мин. В качестве электролитов на обеих стадиях использовали водные растворы серной (0,09М), ортофосфорной (0,1М) и щавелевой (0,44М) кислот. В результате были сформированы слои оксида алюминия толщиной от 1 до 20 мкм и диаметром пор в диапазоне от 15 до 90 нм.

На поверхность полученных оксидных пленок магнетронным распылением нанесли тонкую пленку титана. Соотношение толщины пленки титана и толщины слоя оксида алюминия обеспечивало нарушение сплошности пленки титана на стенках пор оксида и доступ влаги из внешней среды в объем пор. Пленка титана имела «сырную» поверхность, обеспечивающую возможность подвода электрического потенциала на

всех ее участках, исключая поры. На рис.1 представлено схематичное поперечное сечение изготовленных структур.

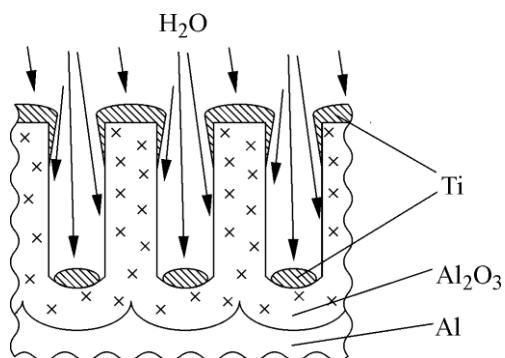


Рис.1. Схематичное поперечное сечение структуры: Al-Al₂O₃-Ti

Для измерения емкости структуры «алюминий (нижний контакт) – оксид алюминия – титан (верхний контакт)» разработан специальный стенд, содержащий герметичную ячейку, подключенную к измерителю емкости. Герметичная ячейка имеет внутреннюю полость, в нижней части которой находится раствор соли, обеспечивающий задание требуемого значения влажности. Исследуемый образец помещали в полость непосредственно над раствором соли на держатель рабочей

стороной вниз. Держатель содержит проводящие контакты, обеспечивающие электрическое соединение с верхним контактом исследуемой структуры и имеющие выводы на внешнюю сторону герметичной ячейки. Сверху полость ячейки закрывается крышкой, содержащей сквозной проводящий контакт для электрического соединения с нижним контактом исследуемой структуры. Такое расположение образца относительно раствора соли обеспечивает отсутствие градиента значений влажности по объему ячейки и площади поверхности структуры. Конструкция ячейки предусматривает продувку полости осушенным воздухом, что дает возможность измерять емкость образца при влажности, близкой к нулевой.

В полости ячейки создавали среду с известным значением влажности в диапазоне от 10 до 100%, для чего использовали насыщенные растворы следующих солей: сульфата или хлорида калия, хлорида или бромида натрия, хлорида магния, хлорида лития. Исследовали зависимости емкости структур: алюминий – оксид алюминия – титан от значения влажности при различных толщинах и диаметрах пор оксида алюминия.

Результаты и их обсуждение. На рис.2 представлены типичные зависимости относительной емкости структур, отличающихся толщиной слоя оксида алюминия, от времени их выдержки в среде с относительной влажностью равной 76%. На рисунке C – измеренная емкость структуры при заданной влажности, C_0 – емкость структуры, измеренная при влажности, близкой к нулевой. Диаметр пор в структурах составлял 50 нм.

Из полученных данных следует, что для всех структур наблюдается увеличение значения емкости с постепенным выходом на насыщение. Увеличение емкости со временем обусловлено повышением величины сорбции воды на боковых стенках пор оксида алюминия (поверхностной сорбции). Сорбция влаги приводит к появлению дополнительной емкости, подключенной параллельно емкости, обусловленной оксидом алюминия. Поэтому суммарная емкость структуры увеличивается. При достижении определенного времени выдержки образца величина сорбции достигает своего максимального значения при фиксированном значении относительной влажности среды и значение емкости структуры выходит на насыщение. Толщина слоя оксида алюминия не оказывает значительного влияния на относительную емкость.

На рис.3 представлены зависимости относительной емкости от значения относительной влажности для структур с различным диаметром пор. Толщина оксида алюминия в структурах составляла 5 мкм. На рис.4 приведены зависимости относительной емкости C/C_0 от значения относительной влажности W для структур с различной толщиной слоя оксида алюминия. Диаметр пор оксида во всех структурах составлял 50 нм.

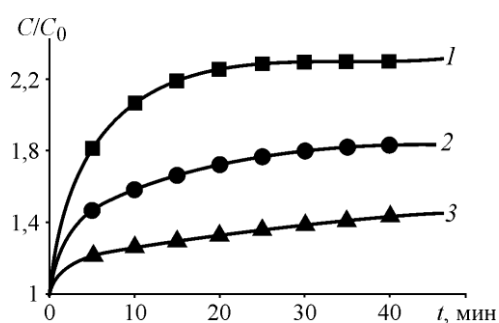


Рис.2. Зависимости относительной емкости структур от времени их выдержки в среде с относительной влажностью 76%. Толщина слоя оксида алюминия: 1 – 5 мкм; 2 – 10 мкм; 3 – 20 мкм

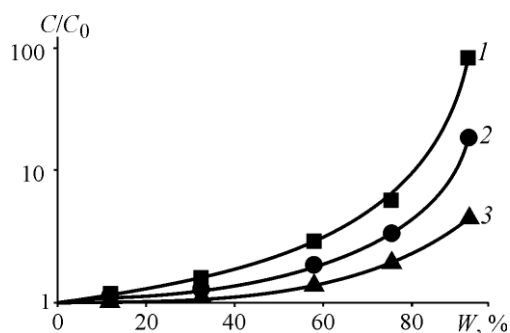


Рис.3. Зависимость относительной емкости от относительной влажности среды для структур с различным диаметром пор оксида алюминия: 1 – 15 нм; 2 – 50 нм; 3 – 90 нм

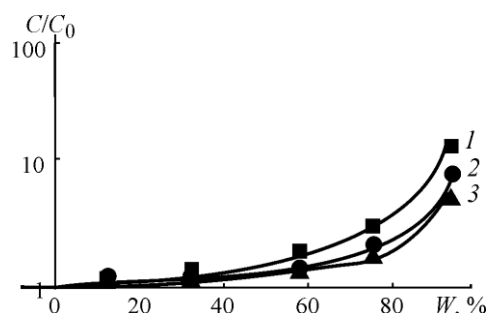


Рис.4. Зависимость относительной емкости от относительной влажности среды для структур с различной толщиной слоя оксида алюминия: 1 – 5 мкм; 2 – 10 мкм; 3 – 90 мкм

Из полученных результатов следует, что с повышением значения относительной влажности среды во всех случаях относительная емкость структур непрерывно возрастает. При этом наибольший рост емкости наблюдается для структур, обладающих наименьшим диаметром пор оксида алюминия. Это согласуется с известным выражением

Кельвина (Томсона), определяющим зависимость давления конденсации от радиуса искривленной поверхности [7]:

$$\ln \frac{p}{p_s} = -\frac{2\sigma V}{rRT},$$

где r – радиус средней кривизны поверхности раздела фаз; σ – межфазное поверхностное натяжение; V – молярный объем жидкости или твердого тела; p – равновесное давление пара над искривленной поверхностью; p_s – давление насыщенного пара; T – температура; R – газовая постоянная.

Таким образом, давление конденсации паров воды над оксидными структурами с меньшим диаметром пор будет ниже.

С повышением относительной влажности среды преобладающий вклад в суммарную емкость структуры начинает вносить составляющая, связанная с влагой, сорбированной на боковых стенках пор. Поэтому наибольшей емкостью обладают структуры с меньшим размером диаметра пор, что подтверждается данными эксперимента (см. рис.3). На приведенных зависимостях можно выделить две характерные области: пологая, соответствующая значениям относительной влажности до 76%, и крутая – при больших значениях влажности. Крутая область связана, по видимому, с тем, что при значительных значениях влажности сорбированная вода присутствует в порах, по крайней мере, в двух формах: «поверхностной» и капиллярной. Последняя обусловлена капиллярной конденсацией воды в нанопорах.

Во всех исследованных структурах выявлена корреляция пористости (под пористостью понимается отношение квадратов диаметра поры и периода оксидной ячейки) оксида алюминия и абсолютной величины емкости структур. Зависимость имеет линейный характер за исключением случаев, соответствующих измерениям при предельных значениях относительной влажности среды (более 85%).

В результате проведенных исследований можно заключить, что геометрические параметры наноструктуры оксида алюминия в значительной степени определяют влажочувствительность емкостного гигрометра с чувствительным слоем на основе двухслойной структуры алюминий – пористый оксид алюминия, покрытой тонкой металлической пленкой. Выявлено, что емкость структур определяется в основном значениями диаметра пор оксида и относительной влажности среды. Рассмотренный емкостной способ является одним из возможных для проведения оценки значения пористости оксида алюминия.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы (ГК № П150).

Литература

1. **Аш Ж.** Датчики измерительных систем. – М.: Мир, 1992. – 424 с.
2. www.irimex.ru.
3. **Nahar R.K., Khanna V.K.** Ionic doping and inversion of the characteristic of thin film porous Al₂O₃ humidity sensor // Sensors and Actuators. – 1998. – Vol. 46. – P. 35–41.
4. **Юнг А.** Анодные оксидные пленки. – М.: Энергия, 1967. – 232 с.
5. **Houser J.E., Hebert K.R.** The role of viscous flow of oxide in the growth of self-ordered porous anodic alumina films // Nature Mat. – 2009. – Vol. 8. – P. 415–420.

6. Preparation and thermal stability of porous alumina membranes with nano-pore arrays / *X.H. Wang, C.Y. Li, G. Chen et al.* // Appl. Phys. A. – 2010. – Vol. 98. – P. 745–749.

7. *Пальтиель Л.Р., Зенин Г.С., Волюнец Н.Ф.* Физическая химия, поверхностные явления и дисперсные системы: учеб. пособие. – СПб.: СЗТУ, 2004. – 68 с.

Статья поступила
23 июня 2011 г.

Белов Алексей Николаевич – кандидат технических наук, доцент, докторант кафедры материаловедения и физической химии МИЭТ. *Область научных интересов:* процессы формирования и изучение свойств наноструктур на основе пористых и кристаллических материалов.

Гаврилов Сергей Александрович – доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой материаловедения и физической химии, проректор по научной работе МИЭТ. *Область научных интересов:* технология формирования твердотельных наноструктур, электрохимическая и химическая обработка поверхности материалов микро-, опто- и наноэлектроники, технология получения и исследование свойств нанопористых полупроводников и диэлектриков.

Волосова Юлия Валерьевна – аспирант кафедры материаловедения и физической химии МИЭТ. *Область научных интересов:* процессы формирования нанокристаллических объектов внутри пористых матриц. **E-mail: engvel@mail.ru**



Издательско-полиграфический комплекс МИЭТ информирует



Вышло в свет учебное пособие

Сырчин В.К., Зарянкин Н.М., Виноградов А.И.
Технологические процессы и оборудование производства электронных средств. Часть 1. Вакуумно-плазменные процессы и оборудование



ISBN 978-5-7256-0630-0
Формат 60 x 84 1/16,
объем 168 с.: ил.

Изложены вопросы физики газовых разрядов, физико-химических процессов в газоразрядной плазме и механизмов взаимодействия ионов и химически активных частиц, генерируемых в плазме, с поверхностью обрабатываемого материала. Представленный материал охватывает физико-химические процессы, на основе которых реализуются технологические процессы в базовых видах технологического оборудования для производства приборов микро- и наноэлектроники, а также изделий микросистемной техники: нанесения и травления материалов в вакууме.

Пособие содержит тот минимум знаний, который необходимо освоить студенту на уровне общего представления о вакуумно-плазменных процессах и современном серийном технологическом оборудовании.

Предназначено для студентов направления 210100 «Электроника и наноэлектроника», изучающих дисциплину «Вакуумно-плазменные процессы и оборудование».

МИКРОЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ И СИСТЕМЫ

УДК 681.34

Пороговый позиционно-чувствительный фотопереключател с отрицательным дифференциальным сопротивлением

Е.В. Лычагин, С.Г. Новиков, Н.Т. Гурин

Ульяновский государственный университет

Предложен комбинированный пороговый позиционно-чувствительный фотопереключател с S-образной вольт-амперной характеристикой. Показано, что напряжение включения такого элемента зависит от пространственного положения светового пучка на его поверхности. Приведены результаты математического моделирования и экспериментальных исследований данного прибора.

Ключевые слова: фотодатчик, отрицательное дифференциальное сопротивление, тиристор, фотопереключател.

Многослойные полупроводниковые приборы с отрицательным дифференциальным сопротивлением благодаря наличию у них внутренней положительной обратной связи являются элементарными функциональными устройствами [1]. Ключевой режим работы и возможность управления параметрами таких приборов с помощью оптического [2] и полевого воздействий позволяют использовать их в различных системах электроники, мехатроники, микросистемной техники и автоматики в качестве коммутаторов исполнительных механизмов (двигатели, постоянные электромагниты, реле и др.) с источниками энергии.

Первоначальными датчиками и преобразователями физических величин в электрический сигнал в таких системах могут выступать фотодатчики, позиционные фотоприемники, датчики Холла, емкостные датчики и т.п. [3]. Для обработки сигналов, получаемых с датчиков, используется сложная аппаратура, массогабаритные показатели которой значительно превышают массогабаритные показатели датчиков и коммутирующих элементов. При этом современная конструктивная и технологическая организация нано- и микросистемной техники требует упрощения конструкции, а также повышения интеллектуальности систем обработки сигналов [4]. Удовлетворение этих требований возможно за счет объединения свойств ключевого элемента и датчика в одном многослойном полупроводниковом приборе [5–7].

Цель настоящей работы – реализация позиционной фоточувствительности многослойного полупроводникового прибора с отрицательным дифференциальным сопротивлением.

Создание позиционно-чувствительного фотопереключателя возможно при совмещении традиционной четырехслойной полупроводниковой тиристорной структуры с полупроводниковым фотоприемником, обладающим позиционной фоточувствительно-

стью. На выходе позиционно-чувствительного фотоприемника (ПЧФ) в зависимости от координаты светового луча x формируется управляющий сигнал, который деформирует вольт-амперную характеристику тиристора таким образом, что, например, различным положениям светового луча x_1, x_2, x_3 на поверхности ПЧФ соответствуют разные напряжения включения U_1, U_2, U_3 .

В качестве позиционно-чувствительного фотоприемника можно использовать трехслойную полупроводниковую структуру, представляющую собой пластину кремния n -типа, на противоположных гранях которой диффузионными методами созданы p -области. Схематично устройство ПЧФ показано на рис.1. Верхний p -слой выполняет роль эмиттера и является достаточно тонким, чтобы сфокусированный на поверхности световой пучок генерировал неравновесные носители в области верхнего p - n -перехода. На краях эмиттера созданы металлизированные площадки контактов E1 и E2. Нижняя p -область является эквипотенциальным коллектором и покрыта сплошным слоем металлизации. Между эмиттерными контактами E1 и E2 прикладывается постоянное напряжение питания ПЧФ E_0 , равномерно распределяющееся по длине l всего эмиттера. При отсутствии освещения потенциал на коллекторе С равен нулю, так как сопротивление двух встречно-включенных p - n -переходов очень велико. При освещении световым пучком ограниченного участка поверхности эмиттерного слоя с координатой x поперечное сопротивление структуры в этом месте существенно уменьшается и часть напряжения питания, пропорционального координате, снимается с обратной стороны полупроводниковой пластины коллекторным контактом. Этот сигнал можно использовать в качестве управляющего для других элементов схемы. В схеме на рис.2 напряжение коллектора С подается на управляющий электрод тиристора, который представлен в виде четырехслойной структуры.

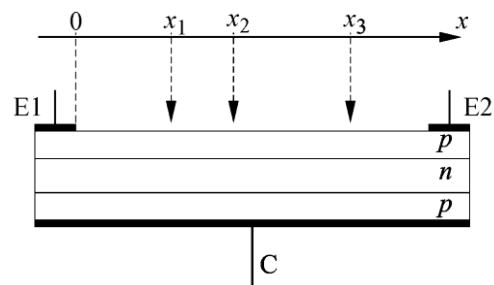


Рис.1. Полупроводниковая структура позиционно-чувствительного фотоприемника

В приведенной ниже модели фотопереклюателя приняты следующие ограничения:

- диаметр светового пятна намного меньше геометрических размеров самой чувствительной области ПЧФ;
- позиционно-чувствительный фотоприемник – одномерная структура (вдоль эмиттерной области);
- яркость луча не влияет на процесс управления тиристором.

Основным параметром, характеризующим тиристор, является напряжение включения $U_{вкл}$, при котором тиристор переходит из состояния с низкой проводимостью в состояние с высокой проводимостью. Изменение напряжения включения производится с помощью внешнего управления подачей на управляющий электрод тиристора тока управления $I_{упр}$ некоторой величины. При этом вольт-

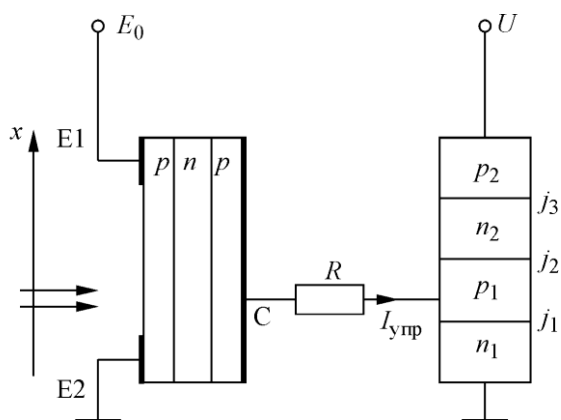


Рис.2. Структурная схема комбинированного позиционно-чувствительного переключателя

амперная характеристика деформируется, и чем больше ток управления, тем меньше напряжение включения.

Через согласующий резистор R на электрод управления поступает напряжение с коллектора ПЧФ, и возникает ток управления. Поскольку величина R гораздо больше сопротивления открытого управляющего p - n -перехода тиристора, ток управления $I_{упр}$ в схеме с ПЧФ (см. рис.2) приближенно можно определить как линейную зависимость от координаты x светового пучка с помощью соотношения

$$I_{упр} = \frac{kE_0}{Rl} x, \quad (1)$$

где k – коэффициент, учитывающий свойства системы излучатель – ПЧФ.

Напряжение включения тиристора при прямом включении определяется из следующего соотношения [1]:

$$U_{вкл} = U_0 \left[1 - \alpha_1 \left(1 + \frac{I_{упр}}{I_{вкл}} \right) - \alpha_2 \right]^{\frac{1}{m}}, \quad (2)$$

где U_0 – напряжение пробоя центрального (коллекторного) p - n -перехода; α_1, α_2 – коэффициенты передачи тока составляющих тиристорную структуру транзисторов n_1 - p_1 - n_2 и p_2 - n_2 - p_1 соответственно (см. рис.2); $I_{вкл}$ – ток включения; m – фактор пробоя, зависящий от напряжения U_0 .

Для описания реальных процессов необходим учет зависимости коэффициентов усиления от токов, текущих через p - n -переходы транзисторов, и напряжений на них. Несмотря на то что зависимость коэффициентов α от токов не является необходимым условием включения прибора, отсутствие ее ведет к расхождению результатов эксперимента и расчета по математической модели.

Коэффициенты передачи тока транзистора определяются соотношениями:

$$\alpha_1(I_k) = \chi_1 \gamma_1(I_k); \quad (3a)$$

$$\alpha_2(I_a) = \chi_2 \gamma_2(I_a), \quad (3б)$$

где I_k, I_a – катодный и анодный токи тиристора; χ_1, χ_2 – коэффициенты переноса; γ_1, γ_2 – коэффициенты инжекции. Токи в тиристоре связаны соотношением $I_k = I_{упр} + I_a$, причем очевидно, что в отсутствие тока управления $I_k = I_a = I$.

Коэффициенты переноса носителей через базы будем считать независимыми от тока и определим их как [1]:

$$\chi_1 = \operatorname{sech} \left(\frac{w_{p1}}{L_n} \right); \quad (4a)$$

$$\chi_2 = \operatorname{sech} \left(\frac{w_{n2}}{L_p} \right), \quad (4б)$$

где w_{p1}, w_{n2} – ширина квазинейтральной базы p - и n -типа; $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$ – диффузионная длина электронов в p -базе, $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ – диффузионная длина дырок в n -базе.

Коэффициенты инжекции выражаются соотношениями [1]:

$$\gamma_1(I) = \frac{\sqrt{1 + 4I_{nS1}I / I_{R01}^2} - 1}{\sqrt{1 + 4I_{nS1}I / I_{R01}^2} + 1}; \quad (5a)$$

$$\gamma_2(I) = \frac{\sqrt{1 + 4I_{pS3}I / I_{R03}^2} - 1}{\sqrt{1 + 4I_{pS3}I / I_{R03}^2} + 1}, \quad (5б)$$

где I_{R01} , I_{R03} – характеристические токи генерации-рекомбинации; I_{nS1} , I_{pS3} – электронный и дырочный токи насыщения эмиттерных $p-n$ -переходов j_1 и j_3 (см. рис.2). Эти величины определяются температурой, электрофизическими и топологическими параметрами полупроводниковой структуры.

Ток I через структуру, равный току включения $I_{вкл}$, определяется условием равенства рекомбинационных токов электронов и дырок для центрального $p-n$ -перехода:

$$\frac{d[I(1 - \alpha_1 - \alpha_2)]}{dI} = 0.$$

В этом выражении коэффициенты усиления представляются формулами (3)–(5).

Поскольку в момент включения тиристорной структуры через нее течет ток включения $I_{вкл}$, то при вычислении точек зависимости (2) в выражение (5а) подставляется ток $I = I_{упр} + I_{вкл}$; в выражение (5б) – ток $I = I_{вкл}$.

Для экспериментальных исследований был выбран позиционно-чувствительный фотодатчик (см. рис.2) со следующими параметрами: толщины слоев (слева направо) 50, 180, 50 мкм; длина фоточувствительной области 32 мм, ширина 1,5 мм. Источником света в эксперименте служил лазерный диод ИППН-203 с длиной волны 845 нм, рабочий ток 120 мА; диод создавал пятно диаметром ~ 2 мм. Следует отметить, что яркость и диаметр лазерного пятна имеют такие значения, что незначительные их изменения сохраняют характер зависимости (1). Тем не менее линейность ее немного нарушается вблизи эмиттерных электродов, что учитывалось в эксперименте. В качестве порогового прибора использовался кристалл тиристора, входящего в состав гибридного порогового тиристора 2У106, для управления которого достаточно тока коллектора ПЧФ.

Расчетная и экспериментальная зависимости тока управления от координаты светового пучка при $E_0 = 10$ В, расчетная кривая и экспериментальные точки зависимости $U_{вкл}(x)$ представлены на рис.3.

Как следует из рис.3, напряжение включения практически не изменяется до некоторого значения координаты x светового пучка, но при дальнейшем увеличении координаты резко уменьшается, т.е. тиристор и при управлении сигналом с ПЧФ обладает пороговым характером срабатывания. При напряжении питания ПЧФ $E_0 = 10$ В падение напряжения включения с 186 до 30 В происходит при перемещении луча на 6 мм. Аналогичный характер зави-

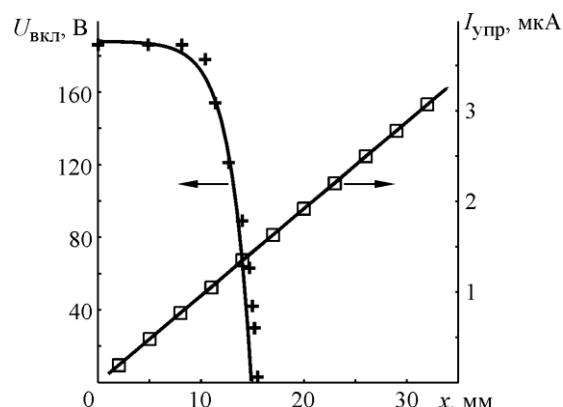


Рис.3. Зависимость напряжения включения $U_{вкл}$ и тока управления $I_{упр}$ от координаты x светового пучка при напряжении питания ПЧФ $E_0 = 10$ В: +, □ – эксперимент; — расчет

симости $U_{\text{вкл}}(x)$ сохраняется и при других значениях напряжения питания ПЧФ E_0 . Следует отметить, что увеличение напряжения питания ПЧФ E_0 приводит к увеличению угла наклона прямой $I_{\text{упр}}(x)$, т.е. возрастание тока управления с изменением координаты светового луча x происходит быстрее, и поэтому падение напряжения включения будет происходить при меньших изменениях координаты, вырастет «скорость» включения $dU_{\text{вкл}}/dx$.

Расчетная кривая $U_{\text{вкл}}(x)$ (см. рис.3) в целом повторяет характер экспериментальной зависимости. Для расчета использовались следующие исходные параметры структуры тиристора 2У106:

Площадь эмиттерного перехода $n-p-n$ -транзистора S_{npn}	0,196 мм ²
Ширина базы $n-p-n$ -транзистора W_p	5 мкм
Глубина залегания диффузионных n -областей $n-p-n$ -транзистора d_5	6,5 мкм
Концентрация примеси в p -базе N_a	$7 \cdot 10^{15}$ см ⁻³
Длина эмиттерной области $n-p-n$ -транзистора d_3	700 мкм
Ширина эмиттерной области $n-p-n$ -транзистора d_4	280 мкм
Площадь эмиттерного перехода $p-n-p$ -транзистора S_{pnp}	0,351 мм ²
Ширина базы $p-n-p$ -транзистора W_n	80 мкм
Глубина залегания диффузионных p -областей $p-n-p$ -транзистора d_0	12 мкм
Концентрация примеси в n -базе N_D	$4,5 \cdot 10^{14}$ см ⁻³
Длина эмиттерной области $p-n-p$ -транзистора d_1	320 мкм
Ширина эмиттерной области $p-n-p$ -транзистора d_2	1000 мкм

Очевидно, что чем выше напряжение E_0 , тем при меньших значениях координаты светового пятна x будет происходить включение тиристора. Условно за включение прибора можно принять момент установления напряжения включения ниже 100 В (в реальных схемах, содержащих прибор, эта величина будет определяться электрическими параметрами схемы). Тогда координата условного включения $x_{\text{вкл}}$ может быть задана напряжением питания ПЧФ E_0 . Очевидно, что и «скорость» включения $dU_{\text{вкл}}/dx$ также будет определяться напряжением питания ПЧФ E_0 .

Экспериментальные точки и расчетная кривая для координаты включения от напряжения питания ПЧФ представлены на рис.4. Следует отметить, что в используемой

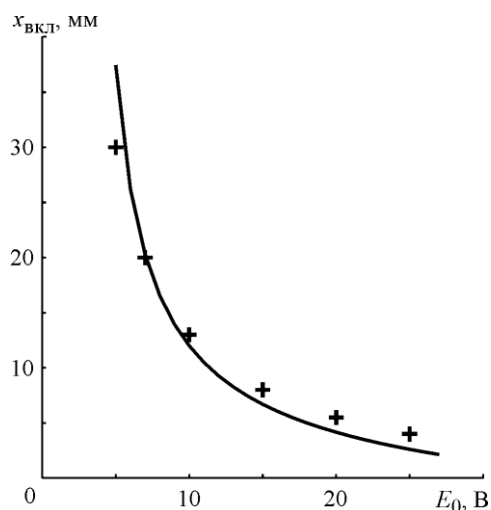


Рис.4. Зависимость координаты включения от напряжения питания: — расчет; + — эксперимент

схеме при напряжении $E_0 < 5$ В тиристор не включается, а при напряжении выше 25 В включение тиристора происходит при очень малых значениях x в области нелинейной зависимости тока управления от координаты. Управление координатой включения (срабатывания) такого датчика осуществляется изменением напряжения питания ПЧФ E_0 . Кроме того, в области малого напряжения питания E_0 (5–10 В) координата включения гораздо чувствительнее к его изменению. Этот факт и нелинейный характер зависимости координаты включения от напряжения питания ПЧФ могут быть учтены при построении схем управления самим датчиком (см. рис.4).

Проведенные исследования показали, что использование трехслойной полупроводниковой структуры в качестве позиционно-чувствительного фотоприемника совместно с тиристором позволяет построить прибор, пороговые свойства которого определяются координатой светового пучка. Реализация такого прибора приведет к существенному снижению массогабаритных показателей систем управления в устройствах автоматики и микросистемной техники датчиков.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы (ГК № П1158).

Литература

1. **Блихер А.** Физика тиристорov: пер. с англ. / *Под ред. И.В. Грехова.* – Л.: Энергоиздат, 1981. – 264 с.
2. Radiation, and methods for making contact with it / Al. Kellner-Werdehausen et al. // Pat. USA No: US 2007/0131963. – 2007.
3. **Виглеб Г.** Датчики. – М.: Мир, 1989. 196 с.
4. **Самарин А.А.** Позиционно-чувствительные фотодатчики // Электронные компоненты. – 2003. – № 7. – С. 103–108.
5. **Гурин Н.Т., Новиков С.Г., Капитанкин И.А., Корнеев И.В.** Фотоприемник с отрицательной проводимостью на основе полупроводниковой структуры // Патент № 2309487 РФ. – 2007.
6. **Новиков С.Г., Гурин Н.Т., Корнеев И.В., Родионов В.А.** Двухполюсный позиционно-чувствительный фотодатчик с отрицательной дифференциальной проводимостью // Нано- и микросистемная техника. – 2010. – № 12. – С 35–37.
7. **Гурин Н.Т., Новиков С.Г., Лычагин Е.В., Курьянов В.А.** Позиционный фотодатчик с отрицательным сопротивлением // Оптико-электронные приборы и устройства в системах распознавания образов, обработки изображений и символьной информации: сб. матер. IX Междунар. конф. «Распознавание – 2010». – Курск, 2010. – С. 93, 94.

Статья поступила
29 июня 2011 г.

Лычагин Евгений Викторович – кандидат технических наук, старший научный сотрудник Научно-исследовательского технологического института Ульяновского государственного университета. *Область научных интересов:* микроэлектроника, негatronика, полупроводниковые приборы с положительной обратной связью.
E-mail: lychaginev@ulsu.ru

Новиков Сергей Геннадьевич – кандидат технических наук, доцент кафедры радиофизики и электроники Ульяновского государственного университета. *Область научных интересов:* микроэлектроника, негatronика, полупроводниковые приборы с положительной обратной связью.

Гурин Нектарий Тимофеевич – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой радиофизики и электроники, первый проректор, проректор по учебной работе Ульяновского государственного университета. *Область научных интересов:* микро- и оптоэлектроника, негatronика, полупроводниковые приборы с положительной обратной связью, электролюминесцентные излучатели.

Об ограничении значений допускаемого отклонения и стабильности сопротивления тонкопленочных чип-резисторов

А.Н. Лугин, М.М. Оземша

Научно-исследовательский институт
электронно-механических приборов (г. Пенза)

Показано, как термомеханические воздействия, сопутствующие технологии монтажа на поверхность, и тензоэффект в резистивном элементе приводят к изменению нормированного значения допускаемого отклонения и нестабильности сопротивления. При расчетах использован ряд ограничений и допущений, приемлемых для наиболее применяемых в отечественной промышленности материалов: ситалла СТ50-1-1-0,6, керамики ВК-91-2, стеклотекстолита СТФ-1, кермета К20С.

Ключевые слова: чип-резистор, подложка, монтажная плата, технология поверхностного монтажа, нестабильность сопротивления, допускаемое отклонение сопротивления, тензочувствительность, термомеханические напряжения.

При производстве радиоэлектронной аппаратуры (РЭА) все большее распространение получают технология поверхностного монтажа и применение чип-поверхностно-монтажных электронных компонентов, в частности чип-резисторов, в том числе прецизионных тонкопленочных. Они в наибольшей степени отвечают растущим требованиям рынка на пассивные компоненты с более жесткими нормами на допускаемое отклонение, временную и температурную нестабильность сопротивления и на условия их эксплуатации в РЭА [1].

За рубежом выпускаются тонкопленочные чип-резисторы с допускаемым отклонением $\pm 0,01\%$, временной нестабильностью $\pm 0,05\%$ за 2000 ч при $T = 70^\circ\text{C}$ и температурной нестабильностью $\pm 5 \cdot 10^{-6}$ 1/°C [2]. Лучшие значения указанных параметров отечественных тонкопленочных чип-резисторов НР1-8МП составляют $\pm 0,05\%$, $\pm 0,5\%$ за 1000 ч при $P = P_{\text{max}}$ и $T = 70^\circ\text{C}$ и $\pm 5 \cdot 10^{-6}$ 1/°C соответственно [3].

Проведенные исследования тензоэффекта [4] и изменений сопротивления при термомеханических напряжениях в корпусных тонкопленочных резисторах [5] показали, что в многослойных плоских системах возможно искажение электрических параметров из-за различий физико-механических свойств материалов и температуры нагрева конструктивных элементов. Это в полной мере относится и к системе «чип-резистор – монтажная плата».

В настоящей работе исследовано и оценено влияние воздействия монтажной платы на сопротивление тонкопленочных резисторов (ТНР) для поверхностного монтажа (рис.1) в системе «чип-резистор – плата». Ипользованы методика расчетов, изложенная в [1], [5], и программа для ПЭВМ "DefoRM" [6]. Для проведения расчета сделаны следующие допущения:

- плата для поверхностного монтажа ограничена размерами чип-резистора;

- паяный шов в зоне контактов чип-резистора заменен паяным швом по всей нижней поверхности чипа и верхней поверхности платы для монтажа (аналогично клеевому шву для варианта, показанного на рис.1);



Рис.1. Схематическое изображение чип-резистора, монтируемого на поверхность платы: а – пайкой контактов непосредственно к металлизации платы; б – посадкой на клей на поверхность платы и проволочным соединением контактов с металлизацией платы

- применяемые материалы монтажной платы и подложки чип-резистора изотропные и упругие;

- резистивный и контактный слой толщиной до 0,05 мкм и 2 мкм соответственно по сравнению с толщиной подложки тонкопленочного чип-резистора в расчетах не учитываются и в его расчетной схеме не показаны;

- физико-механические постоянные материалов конструкции, а также коэффициент тензочувствительности резистивного материала в исследуемом диапазоне температур и термомеханических воздействий постоянны и имеют одинаковое значение в объеме материала;

- между контактным и резистивным слоем и подложкой осуществляется жесткая связь, т.е. проскальзывание этих слоев относительно друг друга отсутствует;

- удельное поверхностное сопротивление резистивного слоя в исходном состоянии (до монтажа на плату) одинаково по всей поверхности подложки;

- используется материал резистивного слоя – кермет К20С на основе металлосилицидного сплава РС-4800;

- монтаж на поверхность платы чип-резисторов производится оплавлением в печи (подложка и плата нагреваются на одинаковую температуру).

Расчетная схема тонкопленочного чип-резистора, установленного на монтажную плату, приведена на рис.2.

В расчете использованы характеристики наиболее применяемых в отечественной промышленности материалов – ситалл СТ50-1-1-0,6, керамика ВК-91-2 толщиной 0,6 мм для подложки чип-резисторов и толщиной 1,5 мм для монтажной платы, стеклотекстолит СТФ-1.

Исследовался чип-резистор с типоразмером 2010 по стандартам EIA (5,08×2,54 мм). Исходные данные для расчета следующие.

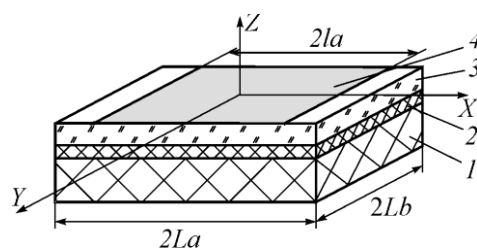


Рис.2. Расчетная схема тонкопленочного чип-резистора, установленного на монтажную плату: 1 – плата для поверхностного монтажа; 2 – паяный (клеевой) слой; 3 – подложка тонкопленочного чип-резистора; 4 – резистивный элемент; $2La$ и $2Lb$ – длина и ширина тонкопленочного чип-резистора; $2la$, $2lb$ – длина и ширина резистивного элемента; X , Y , Z – оси координат

Габаритные размеры подложки, мм:	
длина, $2La$	5,08
ширина, $2Lb$	2,54
Габаритные размеры резистивного элемента, мм:	
длина, $2la$	4,08
ширина, $2Lb$	2,54
Толщина слоев, мм:	
платы, H_1	1,5
паяного (клеевого) шва, H_2	0,1
подложки, H_3	0,6
Модуль упругости материала, МПа:	
платы из керамики, E_1	$4 \cdot 10^5$
платы из стеклотекстолита, E_1	$1,7 \cdot 10^4$
подложки из керамики, E_3	$4 \cdot 10^5$
подложки из ситалла, E_3	$1 \cdot 10^5$
Коэффициент Пуассона:	
платы и подложки из керамики, μ_1, μ_3	0,22
платы из стеклотекстолита, μ_1	0,3
подложки из ситалла, μ_3	0,25
Модуль сдвига, МПа:	
клеевого шва, G_2	5
паяного (клеевого) шва, G_2	500
Удельное поверхностное сопротивление	
резистивной пленки ρ , Ом/□	500
Температурный коэффициент линейного	
расширения, $1 \cdot 10^{-6}$ 1/°C:	
платы и подложки из керамики, α_1, α_3	8,0
платы из стеклотекстолита, α_1	8,6
подложки из ситалла, α_3	5,2
Температура плавления припоя	
при поверхностном монтаже, °C [7]	180
Верхнее значение рабочей температуры	
окружающей среды (монтажной платы), °C	85
Перегрев чип-резистора от мощности	
рассеяния (Джоулева тепла), °C	40

При проведении расчета направление тока для чип-резистора совпадает с осью X. В этом случае выражение для определения относительного изменения сопротивления ТПР от термомеханических воздействий имеет вид [4]

$$\delta R = K_X \varepsilon_O + K_Y \varepsilon_{II},$$

где K_X и K_Y , ε_O и ε_{II} – тензочувствительность и относительные деформации ТПР при механическом воздействии в направлении X и Y соответственно.

С учетом известных преобразований [4] и того факта, что направление тока в резисторе совпадает только с осью X, приведенное выражение относительного удельного поверхностного сопротивления преобразуется к виду

$$\delta R = \frac{K_0 \sigma_{X(\Sigma)}^3}{E_3},$$

где $K_0 = 1,4$ – продольная по оси X тензочувствительность ТПР на основе металло-силицидных сплавов в направлении оси X [4]; $\sigma_{X(\Sigma)}^3$, МПа – термомеханические нормальные напряжения на верхней поверхности диэлектрической подложки в направлении X .

При подстановке численных значений получим:

- для подложки из ситалла $\delta R = 0,14 \cdot 10^{-4} \cdot \sigma_{X(\Sigma)}^3$ или $\delta R = 0,14 \cdot 10^{-2} \sigma_{X(\Sigma)}^3$ [%];
- для подложки из керамики $\delta R = 0,035 \cdot 10^{-4} \sigma_{X(\Sigma)}^3$ или $\delta R = 0,035 \cdot 10^{-2} \sigma_{X(\Sigma)}^3$ [%].

В качестве примера на рис.3 приведены результаты расчета изменения удельного поверхностного сопротивления по 1/4 части поверхности резистивного элемента для случая максимального изменения, в которых $\bar{X} = X/L_a$ и $\bar{Y} = Y/L_b$. Интегральная оценка изменения сопротивления резистора проводилась согласно методике, изложенной в [8].

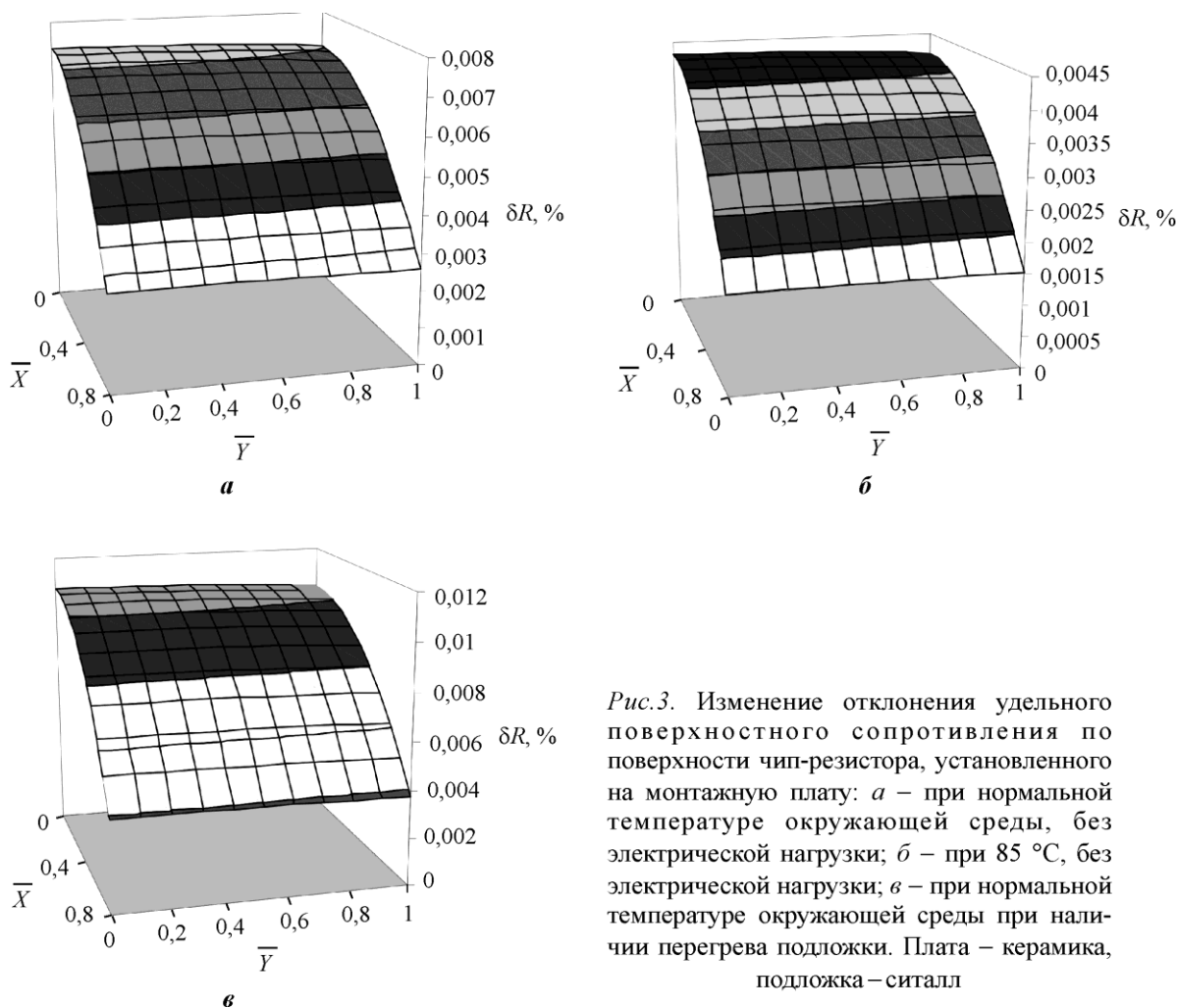


Рис.3. Изменение отклонения удельного поверхностного сопротивления по поверхности чип-резистора, установленного на монтажную плату: а – при нормальной температуре окружающей среды, без электрической нагрузки; б – при 85 °С, без электрической нагрузки; в – при нормальной температуре окружающей среды при наличии перегрева подложки. Плата – керамика, подложка – ситалл

Результаты итоговых расчетов приведены в таблице:

Подложка – плата	Изменение сопротивления чип-резистора, установленного на монтажную плату, %		
	при нормальной температуре окружающей среды, без электрической нагрузки резистора	при верхнем значении температуры окружающей среды, без электрической нагрузки резистора	при перегреве подложки и платы при нормальной температуре окружающей среды
Ситалл – керамика	0,007	0,004	0,01
Ситалл – стекло-текстолит	0,006	-0,003	0,08
Керамика – керамика	$7,3 \cdot 10^{-10}$	$-4 \cdot 10^{-10}$	-0,0003
Керамика – стекло-текстолит	0,001	-0,001	-0,004

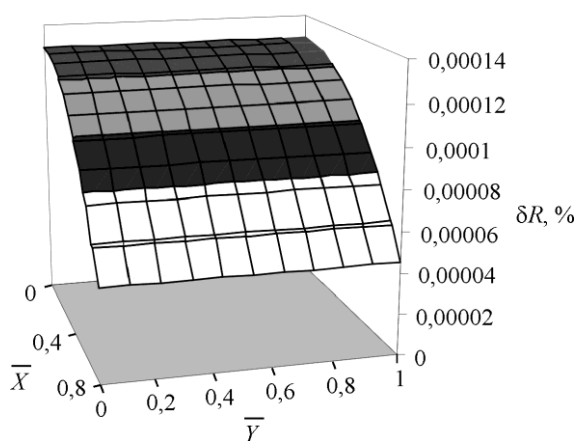


Рис.4. Изменение отклонения удельного поверхностного сопротивления по поверхности чип-резистора, установленного на монтажную плату посадкой на клей при нормальной температуре окружающей среды, при наличии перегрева подложки. Плата – керамика, подложка – ситалл

На рис.4 показаны результаты расчета изменения удельного сопротивления по поверхности резистивного элемента для случая эластичного клеевого шва с величиной модуля сдвига $G = 5$ МПа. Интегральная оценка изменения сопротивления при применении данного клеевого шва дает значение 0,0001%.

По результатам расчета можно сделать следующие выводы и рекомендации.

При монтаже и работе смонтированных на плату для поверхностного монтажа чип-резисторов возникают значительные термомеханические напряжения, приводящие к изменению нормированного значения допустимого отклонения, которое может достигать $\pm 0,01\%$, что ограничивает возможности по снижению допустимого отклонения и стабильности сопротивления тонкопленочных чип-резисторов.

Учитывая наличие значительных термомеханических напряжений и их воздействие на временную и температурную стабильность сопротивления тонкопленочных резисторов [9,10], можно утверждать, что временная и температурная стабильность сопротивления тонкопленочных чип-резисторов, смонтированных на плату для поверхностного монтажа, будет отличаться от нормированных значений для собственно чип-резисторов.

В целях удовлетворения потребности в чип-резисторах высокой точности (с допустимым отклонением $\pm 0,01\%$ и менее) для монтажа на поверхность платы необходимо создавать тонкопленочные резисторы в безвыводных корпусах типа QLCC с использованием эластичных клеев для монтажа в корпус, способные снизить термомеханические воздействия, возникающие в системе «чип-резистор – монтажная плата».

Литература

1. **Лугин А.Н., Оземша М.М.** Воздействие давления окружающей среды на электрическое сопротивление тонкопленочных прецизионных резисторов // Изв. вузов. Электроника. – 2005. – № 1. – С. 19–24.
2. Vishay, США. – URL: <http://www.vishay.com/>.
3. ОАО "НПО "Эркон", РФ. – URL: <http://www.erkon-nn.ru/>.
4. **Лугин А.Н.** Тензоэффект в пленочных резисторах // Изв. вузов. Электроника. – 2000. – № 6. – С. 55–59.
5. **Лугин А.Н., Оземша М.М.** Изменение поверхностного сопротивления тонкопленочных резисторов при термомеханическом воздействии // Электронная промышленность. – 2009. – № 1. – С. 95–104.
6. Свидетельство об официальной регистрации программы для ЭВМ № 2005612165. – 2005. – **Лугин А.Н., Литвинов А.Н., Оземша М.М., Литвинов М.А.** Расчет напряженно-деформированного состояния конструкции тонкопленочных резисторов "DefoRM".
7. Информационный портал по технологиям производства электроники, РФ. – URL: <http://www.elinform.ru/>.
8. **Лугин А.Н., Оземша М.М.** Тонкопленочные резисторы с функциональным распределением удельного поверхностного сопротивления // Изв. вузов. Электроника. – 2002. – № 1. – С. 44–48.
9. **Лугин А.Н.** Температурная и временная стабильность сопротивления прецизионных тонкопленочных резисторов в условиях термомеханических воздействий // Электронная техника. Сер. 5. Радиотехника и радиокомпоненты. – 1992. – Вып. 2–3 (87–88). – С. 27–32.
10. **Кулык Е.В., Матвийкив М.Д., Минаев А.С.** Влияние внутренних напряжений на временную стабильность тонкопленочных резисторов // Электронная техника. – 1981. – Вып. 2(92). – (Сер. 3, Микроэлектроника). – С. 20–22.

Статья поступила
14 апреля 2011 г.

Лугин Александр Николаевич – кандидат технических наук, начальник отдела Научно-исследовательского института электронно-механических приборов (г. Пенза). *Область научных интересов:* технология прецизионных тонкопленочных резисторов. **E-mail:** niiemp025@yandex.ru

Оземша Михаил Михайлович – начальник лаборатории Научно-исследовательского института электронно-механических приборов (г. Пенза). *Область научных интересов:* моделирование конструкций и технологий изготовления тонкопленочных наборов резисторов.

Уважаемые авторы и читатели!

Вышел в свет журнал

«Известия вузов. Электроника» (английская версия):

SEMICONDUCTORS

(Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedenii. Elektronika). –

Vol. 45, N 13, December 2011. – ISSN 1063-7826



<http://www.maik.ru>

<http://www.springerlink.com>

Влияние тепловых воздействий на погрешность приборов астрориентации

П.Н. Разживалов, В.Д. Блинов

Национальный исследовательский университет «МИЭТ»

Рассмотрено влияние тепловых воздействий на точностные характеристики звездных приборов. Для исследования и анализа теплового влияния разработана математическая модель, с помощью которой получены функции распределения температур вдоль одной из осей звездного датчика. Определены величины точностных потерь датчика.

Ключевые слова: звездный прибор, звездный датчик, приборы ориентации, тепловые воздействия.

В настоящее время известно достаточно много разработок звездных датчиков [1], их характеристики совершенствуются с каждым годом. Как правило, это связано с ужесточением технических требований в части определения параметров ориентации космического аппарата (КА). Знание ориентации КА в каждый момент времени позволяет осуществить высокоточную координатную привязку получаемых данных. На сегодняшний день лучшие звездные датчики, используемые в системах дистанционного зондирования Земли, позволяют определить ориентацию КА с точностью на уровне 0,4 угл. с [2]. Обеспечение заданной точности и стабилизация параметров датчика на этом уровне – очень непростая инженерная задача. Для достижения такой точности необходимо решить ряд конструктивных и алгоритмических проблем.

В настоящей работе рассматриваются влияние тепловых воздействий на элементы конструкции звездного датчика и возникающие вследствие этого погрешности. Для исследования и анализа теплового влияния создана математическая модель, которая является одномерной и описывает распределение температур вдоль оси X звездного прибора. Упрощенная схема датчика для данной модели представлена на рис. 1.

Начало координат модели находится в крайней левой точке основания (точка 0). Конструкция датчика условно разбивается на три участка, длины которых соответственно равны a , b , c . В точках 0 и 1 находятся температурные датчики (T_0 и T_1). Расположение датчиков и их количество могут меняться. Материал основания на первом и втором участках – алюминий. Материал третьего участка – инвар.

Математическая модель использует следующие предположения:

- тепло выделяется работающими ячейками и ПЗС-матрицей только на первом и третьем участках;
- тепло стекает только на краях основания датчика ориентации по звездам;
- величины тепловых потоков от ячеек и ПЗС-матрицы известны.

Одномерное распределение температуры описывается уравнением теплопроводности [3, 4]:

$$c(x) \frac{\partial T(x, t)}{\partial t} = \lambda(x) \frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial x^2} + q(x). \quad (1)$$

Здесь $c(x)$ – линейная теплоемкость, Дж/К; $T(x, t)$ – температура, зависящая в общем случае от координаты вдоль звездного прибора и времени; $\lambda(x)$ – коэффициент линейной теплопроводности, Вт/м·К; $q(x)$ – объемная плотность теплового потока, Вт/м³.

Рассматривается стационарный случай, тогда уравнение (1) имеет вид

$$\lambda(x) \frac{d^2 T(x)}{dx^2} = -q(x). \quad (2)$$

Для нахождения распределения температуры вдоль звездного датчика необходимо решить уравнение (2) при заданных граничных условиях и заданном виде функции.

Функция $q(x)$ равна $q_1 = \frac{Q_1}{V_1}$ на первом участке и $q_2 = \frac{Q_2}{V_2}$ на третьем участке.

Здесь Q_1 и Q_2 – потоки тепла от ячеек и ПЗС-матрицы соответственно; V_1 и V_2 – объемы участков, через которые проходят тепловые потоки. Коэффициент $\lambda(x)$ на первых двух участках равен $\lambda_{Al} = 160$ Вт/м·К и является теплопроводностью алюминия в интервале температур 300–473 К. На третьем участке $\lambda(x) = \lambda_{инв} = 11–13$ Вт/м·К (теплопроводность инвара) в интервале температур 273–573 К.

Для определения величины тепловой деформации датчика ориентации решим уравнения теплопроводности на всех трех участках (см. рис.1). На первом участке решение в общем виде имеет вид

$$T_{1уч}(x) = -\frac{q_1}{2\lambda_{Al}} x^2 + C_{11}x + C_{12}, \quad (3)$$

где C_{11} и C_{12} – некоторые константы. Первый индекс обозначает номер участка, к которому они относятся, второй индекс – номер константы в уравнении. В данном случае C_{12} имеет смысл температуры в точке 0 (см. рис.1), C_{11} – градиент температуры на первом участке.

На втором и третьем участках решение в общем виде будет иметь вид

$$T_{2уч}(x) = C_{21}x + C_{22}, \quad (4)$$

$$T_{3уч}(x) = -\frac{q_2}{2\lambda_{инв}} x^2 + C_{31}x + C_{32}. \quad (5)$$

Условиями сшивки будет равенство температур и тепловых потоков на границах между участками:

$$T_{1уч}(a) = T_{2уч}(a), \quad (6)$$

$$T_{2уч}(a+b) = T_{3уч}(a+b), \quad (7)$$

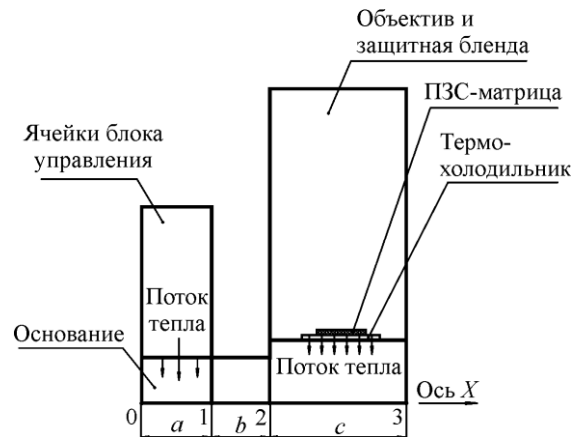


Рис.1. Упрощенная схема модели звездного датчика

$$\frac{\partial T_{1уч}(x)}{\partial x} \Big|_{x=a} = \frac{\partial T_{2уч}(x)}{\partial x} \Big|_{x=a}, \quad (8)$$

$$\lambda_{Al} \frac{\partial T_{2уч}(x)}{\partial x} \Big|_{x=a+b} = \lambda_{инв} \frac{\partial T_{3уч}(x)}{\partial x} \Big|_{x=a+b}. \quad (9)$$

Материал на втором и третьем участках разный, поэтому в формуле (9) при равенстве градиентов учитывается разница коэффициентов теплопроводностей.

После подстановки функций в (6) – (9) имеем

$$-\frac{q_1}{2\lambda_{Al}} a^2 + C_{11}a + C_{12} = C_{21}a + C_{22}, \quad (10)$$

$$C_{21}(a+b) + C_{22} = -\frac{q_2}{2\lambda_{инв}}(a+b)^2 + C_{31}(a+b) + C_{32}, \quad (11)$$

$$-\frac{q_1}{\lambda_{Al}} a + C_{11} = C_{21}, \quad (12)$$

$$\lambda_{Al} C_{21}(a+b) = \lambda_{инв} \left[-\frac{q_2}{\lambda_{инв}}(a+b) + C_{31} \right]. \quad (13)$$

Таким образом, из шести коэффициентов $C_{11}, C_{12}, C_{21}, C_{22}, C_{31}, C_{32}$ независимыми являются только два, которые определяются по результатам измерения температуры.

Из условия $T_{1уч}(0) = C_{12}$ коэффициент C_{12} равен температуре в точке 0 (см. рис.1), и эта температура непосредственно измеряется термодатчиком. Поэтому

$$C_{12} = T_0. \quad (14)$$

Использование данных от термодатчика, расположенного в точке 1 первого участка, позволяет найти коэффициент C_{11} . Для этого необходимо решить уравнение

$$T_1 = -\frac{q_1}{2\lambda_{Al}} \alpha^2 + C_{11}\alpha + C_{12}. \quad (15)$$

Здесь T_1 – температура, измеренная в точке 1 первого участка. Отсюда

$$C_{11} = (T_1 + \frac{q_1}{2\lambda_{Al}} \alpha^2 - C_{12}) / \alpha. \quad (16)$$

Определив коэффициенты C_{11} и C_{12} по формулам (14) и (16), можно вычислить остальные коэффициенты по формулам (10) – (13). Далее определяется распределение температур вдоль звездного прибора по формулам (3) – (5). Зная распределение температур вдоль датчика, можно рассчитать величину тепловой деформации по формуле

$$\Delta x = \int_0^x \alpha(x) \cdot (T(x) - T_{калиб}) dx, \quad (17)$$

где $\alpha(x)$ – функция, выражающая зависимость коэффициента теплового расширения материала основания звездного прибора от координаты; $T(x)$ – функция распределения температур, вычисленная по формулам (3) – (5); $T_{калиб}$ – температура, при которой проводится калибровка прибора (обычно 22–24 °С).

Неконтролируемые смещения элементов ПЗС-матрицы относительно оптической системы приводят к потерям точностных характеристик. Поэтому необходимо рассмотреть тепловые деформации на третьем участке. Следовательно, в качестве функ-

ции $\alpha(x)$ надо брать коэффициент теплового расширения инвара $\alpha_{\text{инв}} = 1,2 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ в диапазоне температур от -20 до $100 \text{ }^\circ\text{C}$. Под тепловой деформацией понимается величина смещения положения ПЗС-матрицы относительно объектива вследствие деформации основания под ней, что приводит к появлению угловых погрешностей при получении изображения.

На рис.2 приведены графики функций распределения температур и смещений (тепловых деформаций) вдоль оси X звездного датчика.

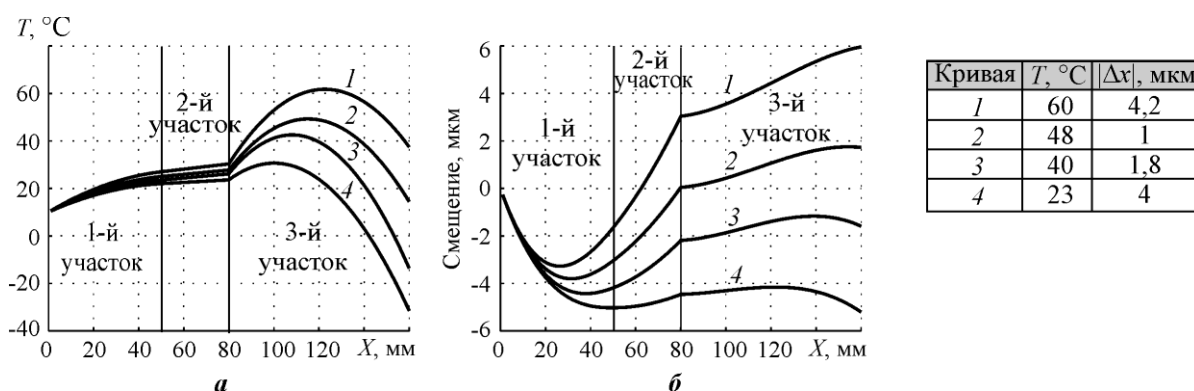


Рис.2. Распределение температуры (а) и смещения (б) вдоль оси X звездного датчика: 1 – $T_0 = 10 \text{ }^\circ\text{C}$, $T_1 = 27 \text{ }^\circ\text{C}$, $Q_1 = 22 \text{ Вт}$, $Q_2 = 10 \text{ Вт}$; 2 – $T_0 = 10 \text{ }^\circ\text{C}$, $T_1 = 25 \text{ }^\circ\text{C}$, $Q_1 = 20 \text{ Вт}$, $Q_2 = 10 \text{ Вт}$; 3 – $T_0 = 10 \text{ }^\circ\text{C}$, $T_1 = 23,5 \text{ }^\circ\text{C}$, $Q_1 = 17,5 \text{ Вт}$, $Q_2 = 12 \text{ Вт}$; 4 – $T_0 = 10 \text{ }^\circ\text{C}$, $T_1 = 22 \text{ }^\circ\text{C}$, $Q_1 = 18 \text{ Вт}$, $Q_2 = 10 \text{ Вт}$. В таблице приведены значения температуры в зоне расположения матрицы и объектива и смещения для середины третьего участка

Для определения точностных потерь, которые соответствуют смещениям $|\Delta x|$, используем формулу $\text{tg}\beta = L/F$, где L – некоторое расстояние, м; F – фокусное расстояние, м. Отсюда находим

$$\beta = \arctg(L/F) = L/F \text{ [рад]},$$

$$\beta = L/F \cdot 180/\pi \cdot 3600 \text{ [угл. с]}. \tag{18}$$

Используя формулу (18), найдем угол β , соответствующий расстоянию $L = 1 \text{ мкм}$. Фокусное расстояние составляет 30; 60; 200 мм. Соответственно значения угла β равны 7; 3,5; 1 угл. с. Полученные значения сведены в таблицу.

Точностные потери (в угл. с) звездного датчика при смещении ПЗС-матрицы

Фокусное расстояние $F, \text{ м}$	Угол β , угл. с (для $L = 1 \text{ мкм}$)	Смещение $ \Delta x , \text{ мкм}$			
		4,2	1	1,8	4
$30 \cdot 10^{-3}$	7	29,4	7	12,6	28
$60 \cdot 10^{-3}$	3,5	14,7	3,5	6,3	14
$200 \cdot 10^{-3}$	1	4,2	1	1,8	4

Таким образом, интервал смещения ПЗС-матрицы звездного датчика относительно объектива, например при фокусном расстоянии 200 мм, составляет от 1 до 4,2 мкм. Это приводит к потерям точности от 1 до 4,2 угл. с.

Как видно из результатов моделирования, система охлаждения через торцевые поверхности неэффективна – наблюдается рост градиента температуры вдоль оси X

звездного датчика. В свою очередь, это приводит к смещению положения ПЗС-матрицы относительно оптической системы. Данные неконтролируемые смещения для звездных приборов, точностные характеристики которых уже приближаются к долям угловых секунд, недопустимы. Следовательно, при разработке современных высокоточных звездных датчиков необходимо более тщательно продумывать меры по термостабилизации в районе расположения ПЗС-матрицы и объектива.

Предложенная математическая модель позволяет определять величины тепловых деформаций в датчике ориентации по звездам и оценивать соответствующие потери в точности. На основе данной модели с привлечением современных САПР-программ могут быть разработаны более совершенные двух- и трехмерные тепловые модели звездных датчиков.

Литература

1. **Дятлов С.Я., Бессонов Р.В.** Обзор звездных датчиков ориентации космических аппаратов // Современные проблемы определения ориентации и навигации космических аппаратов: сб. науч. тр. Рос. акад. наук. – Вып. 1. – М.: ИКИ РАН, 2009. – С. 11–32.
2. http://launch.geoeeye.com/launchSite/about/fact_sheet.aspx
3. **Дульнев Г.Н.** Тепло- и массообмен в радиоэлектронной аппаратуре: Учеб. для вузов по спец. «Конструирование и производство радиоаппаратуры». – М.: Высш. шк., 1984. – 247 с.
4. **Михеев М.А., Михеева И.М.** Основы теплопередачи: изд. 2-е, стереотип. – М.: Энергия, 1977. – 344 с.

Статья поступила
18 апреля 2011 г.

Разживалов Павел Николаевич – аспирант кафедры микроэлектроники МИЭТ. *Область научных интересов:* проектирование и моделирование аппаратуры дистанционного зондирования Земли, ее прочностной и тепловой анализы.

Блинов Валентин Дмитриевич – аспирант кафедры высшей математики № 1 МИЭТ. *Область научных интересов:* проектирование и моделирование аппаратуры дистанционного зондирования Земли, методы и алгоритмы обработки изображений, тематическая обработка данных дистанционного зондирования земли.
E-mail: v_blinov@mail.ru

Информация для читателей журнала «Известия высших учебных заведений. Электроника»

Вы можете оформить подписку на 2012 г. в редакции с любого номера. Стоимость одного номера – 800 руб. (с учетом всех налогов и почтовых расходов). Адрес редакции: 124498, Москва, Зеленоград, проезд 4806, д. 5, МИЭТ, комн. 7232. Тел./факс: 8-499-734-62-05. E-mail: magazine@miec.ru <http://www.miet.ru/structure/s/894/e/12152/191>

МИКРО- И НАНОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА

УДК 621.382

Моделирование микродвигателя на основе КНИ-структуры

В.В. Амеличев, И.В. Годовицын, А.В. Ильков

НПК «Технологический центр» (г. Москва)

А.Ю. Костромин

Московский государственный технический университет гражданской авиации

Рассмотрены проблемы моделирования электростатического микродвигателя на основе КНИ-структуры с помощью прикладных программ. Представлены результаты расчета конструкции электростатического микродвигателя в широком частотном диапазоне. Показано, что с увеличением приложенного постоянного напряжения к управляющим электродам происходит увеличение полезной и уменьшение паразитной емкостей, при этом фронт амплитудно-частотной характеристики перемещается в сторону области низких частот.

Ключевые слова: моделирование, микродвигатель, КНИ-структура, амплитудно-частотная характеристика.

Электростатический микродвигатель на основе КНИ-структуры – типичный компонент микроэлектромеханической системы (МЭМС). Процессы взаимодействия микродеталей данной конструкции относятся одновременно к нескольким областям физики. Микромеханические элементы конструкции являются сопряженными посредством ряда физических эффектов в единую систему. Причем систему очень актуальную, поскольку применяется она в различных типах микросистемной техники (микроприводах, преобразователях ускорения, давления, угловой скорости, фазовращателях, варакторах и др.) [1].

Очевидно, что при проектировании МЭМС и их компонентов необходимо применение специализированных систем автоматизированного проектирования (САПР), позволяющих реализовывать системный подход к решению задач по расчету характеристик конструкции. В настоящее время существуют различные САПР для приближенного решения самых разнообразных задач в области механики деформируемого тела, электротехники, гидродинамики, теплопереноса, акустики, микрофлюидики, оптики, магнитного поля и др. Современные специализированные САПР (Ansys, Comsol, CoventorWare, IntelliSuite и др.) имеют в комплекте программы, использующие метод конечных элементов для получения приближенных численных решений с приемлемой точностью для проверки работоспособности МЭМС [2]. Каждая САПР имеет свои достоинства и недостатки. Кроме того, стоимость рабочих мест на современные программные пакеты, применяемые в промышленности, достаточно высокая и выбор системы проектирования, как правило, осуществляется исходя из конкретных задач с учетом специфических особенностей САПР.

© В.В. Амеличев, И.В. Годовицын, А.В. Ильков, А.Ю. Костромин, 2012

Твердотельная модель электростатического микродвигателя. Модель электростатического микродвигателя удобнее разрабатывать с использованием средств программы DesignModeler, входящей в состав многоцелевого пакета ANSYS 11 Multiphysics для решения сложных физических задач. Многоцелевые функции пакета ANSYS 11.0 Multiphysics обеспечиваются наличием в нем семейства отдельных специализированных программ, таких как ANSYS/Mechanical, ANSYS/Structural, ANSYS/LS-DYNA и ANSYS/ED, имеющих много общих функций и математическое обеспечение которых рассчитано на решение задач прочности, механики, распространения тепла, микрофлюидики, электромагнетизма и решения ряда связанных задач [3]. Средства твердотельного моделирования позволяют описать геометрию конструкции, используя сплайн-технологии, геометрические примитивы и операции булевой алгебры [2].

Программа ANSYS может работать в двух режимах: пакетном (Batch) и интерактивном (Interactive) [4]. В пакетном режиме работа программы определяется алгоритмом пользователя. Такой режим оптимален при выполнении задач, не требующих итерационных расчетов с использованием ресурсов компьютера. В интерактивном режиме выполняются последовательный запуск команд и отображение результатов их выполнения. При этом используются графический интерфейс, подсказки, системное меню и другие средства управления и вывода информации.

Модель электростатического микродвигателя на основе КНИ-структуры изображена на рис. 1.

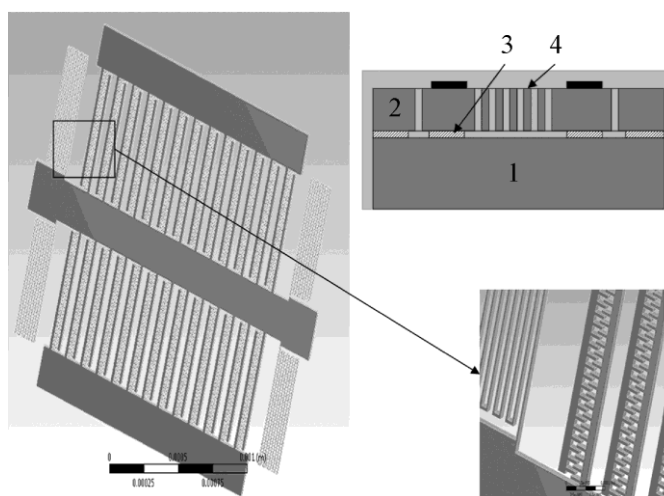


Рис. 1. Модель электростатического микродвигателя на основе КНИ-структуры: 1 – кремниевая подложка; 2 – кремниевый слой; 3 – диэлектрический слой; 4 – подвижные кремниевые микроэлементы

Типовой маршрут проведения моделирования в ANSYS состоит из трех этапов: подготовка (Preprocessing); решение (Solving); обработка результатов (Postprocessing). На стадии подготовки осуществляются выбор расчета, построение геометрической модели и определение прикладываемых нагрузок и граничных условий. При этом определяются физико-механические свойства материалов и выполняется построение сетки конечных элементов.

Для решения определенной на первом этапе задачи необходимо ввести опции анализа, нагрузок, шага решения и запустить расчет. Структурные задачи могут быть решены *h*- или *p*-методом. Применять *h*-метод можно при любом типе анализа, но требу-

ется наложение более частой сетки, чем в *p*-методе, используемом только в линейных статистических задачах.

Итогом работы данной программы является графическое или табличное отображение результатов, в частности можно получить зависимость перемещения прикрепленной к подвесу инерционной массы от приложенного к электродам управления напряжения (рис.2).

Расчет рабочих и паразитных емкостей структуры микродвигателя. Моделирование изменения емкостей в структуре микродвигателя целесообразно проводить с использованием возможностей пакета Comsol4 Multiphysics, так как в нем алгоритмы расчета электрических полей реализованы более полно и удобно, чем в пакете ANSYS.

На рис.3 показан вид твердотельной модели электростатического привода, полученный с помощью программы Comsol4 Multiphysics.

Результаты исследований фрагмента структуры, проводимых с использованием модели, справедливы, если конструкция МЭМС обладает симметричностью и периодичностью.

Очевидно, что электрические емкости образуют элементы конструкции, на поверхности которых при приложении разности потенциалов накапливается поверхностный заряд. Значения емкостей конструкции электростатического микродвигателя между элементами их образующими и суммарных емкостей всех элементов приведены в таблице.

Значения рассчитанных емкостей конструкции электростатического микродвигателя

Емкость элемента, Ф		Суммарная емкость, Ф
Рабочая емкость		
$1,8762 \cdot 10^{-15}$		$1,561 \cdot 10^{-12}$
Паразитные емкости		
Емкость анкера C_a	$3,4671 \cdot 10^{-15}$	$1,3869 \cdot 10^{-14}$
Емкость края несущей балки ротора C_b	$5,9 \cdot 10^{-16}$	$1,534 \cdot 10^{-14}$
Емкость несущих балок статора и ротора C_c	$7,5269 \cdot 10^{-15}$	$1,8065 \cdot 10^{-13}$
Емкость края несущей балки статора C_d	$5,9 \cdot 10^{-16}$	$1,534 \cdot 10^{-14}$

Примечание. Общая паразитная емкость равна $2,2519 \cdot 10^{-13}$ Ф

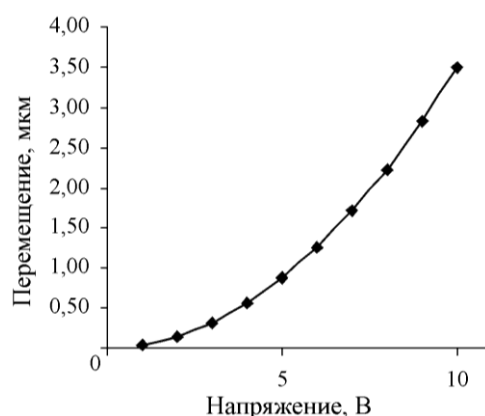


Рис.2. Зависимость перемещения инерционной массы от приложенного к электродам управления напряжения

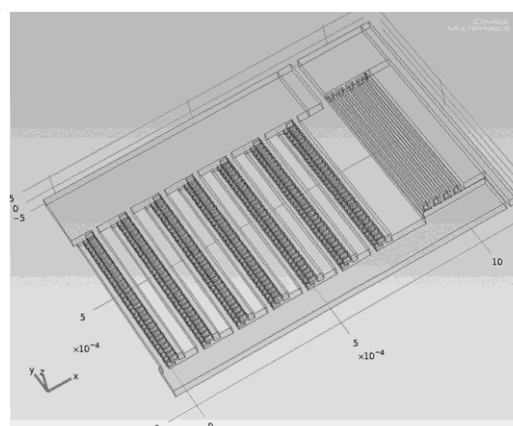


Рис.3. Вид твердотельной модели, полученный с помощью программы Comsol4 Multiphysics

Подобным образом смоделированы электрические емкости при смещении подвижной центральной части микродвигателя, обусловленном приложенным напряжением. Результаты этих построений приведены на рис.4 и 5.

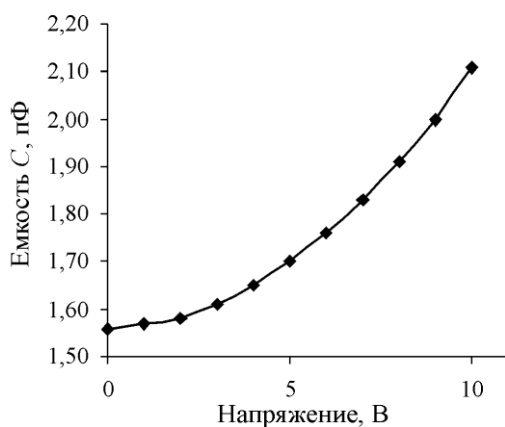


Рис.4. Зависимость рабочей емкости от приложенного напряжения

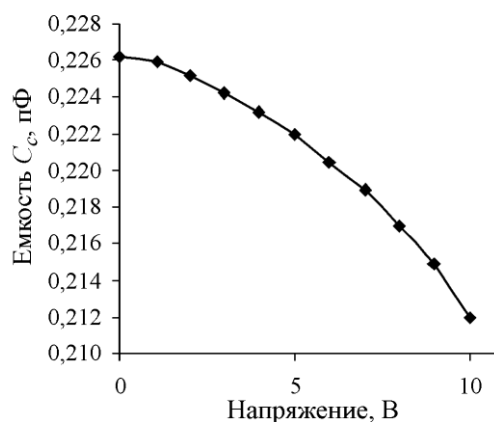


Рис.5. Зависимость паразитной емкости от приложенного напряжения

Из проведенного анализа электрических емкостей видно, что с электротехнической точки зрения микроактюатор представляет собой ряд параллельно включенных конденсаторов, причем при деформациях конструкции, обусловленных приложением постоянного напряжения, изменяются полезная емкость C и паразитная емкость C_c .

Для схемотехнического анализа применялся пакет схемотехнического моделирования OrCAD 9.2. Для проведения моделирования собрана эквивалентная схема, изображенная на рис.6, где R – сопротивление нагрузки, необходимое для корректного задания сигналов. В качестве входного воздействия подавался гармонический сигнал. Моделирование проводилось с пошаговым согласованным изменением емкостей конденсаторов C и C_c . На каждой итерации строилась амплитудно-частотная характеристика схемы и измерялась частота сигнала, соответствующая коэффициенту передачи цепи, равному 0,707 от максимального. Амплитудно-частотные характеристики, полученные на всех итерациях моделирования, изображены на рис.7.

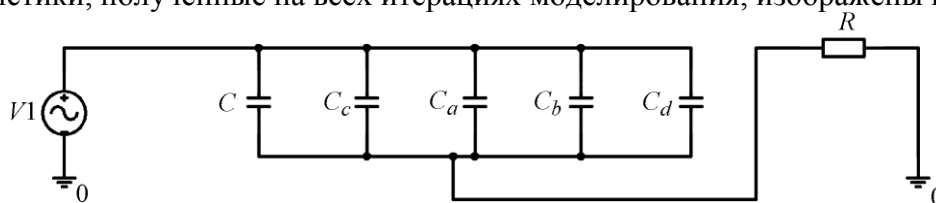


Рис.6. Эквивалентная схема электростатического микродвигателя

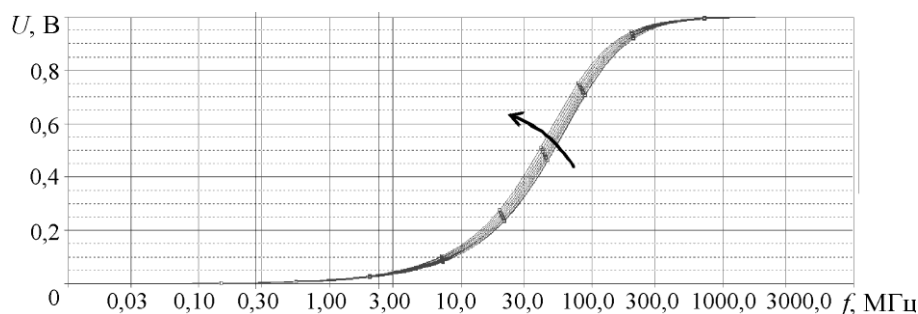


Рис.7. Амплитудно-частотные характеристики электростатического микродвигателя

Видно, что с увеличением приложенного постоянного напряжения и перемещением рабочего тела, обуславливающим увеличение полезной и уменьшение паразитной емкостей, фронт амплитудно-частотной характеристики перемещается в сторону области низких частот. Иными словами, при увеличении напряжения, приложенного к контактным площадкам микродвигателя, частота, соответствующая коэффициенту передачи, равному 0,707 от максимального, уменьшается. Это свойство позволяет использовать рассматриваемую конструкцию как переменный конденсатор в широком диапазоне частот при соответствующем выборе нагрузок и согласующих цепей.

Расчет характеристик электростатического микродвигателя на основе КНИ-структуры в широком частотном диапазоне показал, что с увеличением приложенного постоянного напряжения фронт АЧХ перемещается в сторону области низких частот. При этом происходит увеличение рабочей емкости и уменьшение паразитной емкости, распределенной между элементами конструкции микродвигателя.

Полученные зависимости смещения подвижной обкладки электростатического микродвигателя от величины управляющего напряжения можно использовать в расчетах переменного конденсатора для определенного частотного диапазона.

Литература

1. *Распопов В.Я.* Микромеханические приборы: учеб. пособие. – М.: Машиностроение, 2007. – С. 22–82.
2. *Галлагер Р.* Метод конечных элементов. Основы. – М.: Мир, 1984. – 428 с.
3. *Сабоннадьер Ж.-К., Кулон Ж.-Л.* Метод конечных элементов и САПР: Пер. с франц. – М.: Мир, 1989. – 190 с.
4. The ANSYS Multiphysics MEMS Initiative. – URL: <http://www.ansys.com>

Статья поступила
25 апреля 2011 г.

Амеличев Владимир Викторович – кандидат технических наук, начальник лаборатории технологии микросистем НПК «Технологический центр» (г. Москва). *Область научных интересов:* технологии микросистемной техники, конструкции микросистем, преобразователей физических величин и компонентов НЧ-, СВЧ-диапазона. **E-mail: avv@tcen.ru**

Годовицын Игорь Валерьевич – кандидат технических наук, старший научный сотрудник лаборатории технологии микросистем НПК «Технологический центр» (г. Москва). *Область научных интересов:* МЭМС-приборы, интеграция технологий, преобразователи физических величин.

Ильков Андрей Владимирович – кандидат технических наук, научный сотрудник лаборатории технологии микросистем НПК «Технологический центр» (г. Москва). *Область научных интересов:* прикладная виброакустика, разработка миниатюрных виброакустических преобразователей на основе технологий микроэлектроники и микроэлектромеханических систем.

Костромин Алексей Юрьевич – соискатель, Московский государственный технический университет гражданской авиации. *Область научных интересов:* системы автоматизированного проектирования, микроэлектромеханические сенсоры, программируемые логические интегральные схемы.

МЕТОДЫ И ТЕХНИКА ИЗМЕРЕНИЙ

УДК 537.311.322

Зондовые измерения распределения потенциала в анизотропных полупроводниковых кристаллах и пленках

В.В. Филиппов, А.Н. Власов

Липецкий государственный педагогический университет

Представлены выражения, позволяющие определять распределения электрического потенциала в анизотропных полупроводниковых образцах прямоугольной формы. Рассмотрены практически важные случаи, когда исследуемый образец находится на металлической, полупроводниковой или диэлектрической подложке.

Ключевые слова: анизотропия, полупроводник, пленка, подложка.

При применении материалов и структур в электронных и наноэлектронных устройствах существенны такие параметры, как ширина запрещенной зоны, концентрация, подвижность, электропроводность, однородность, зависимость свойств от направления электрического тока. Общие вопросы кинетической теории явлений переноса в анизотропных полупроводниках рассмотрены в монографии [1], общезначимые соотношения между величинами, необходимые для научной интерпретации экспериментальных данных, представлены в работах [2, 3]. В то же время для практических исследований экспериментатору и инженеру требуются теоретически обоснованные и надежные методы измерений характеристик анизотропных полупроводников, гарантирующие достоверность результатов. В частности, тензор проводимости не измеряется экспериментально прямым путем. Непосредственно измеряемыми величинами являются полные сопротивления, связанные с компонентами тензора электропроводимости множителями, содержащими размеры образца, даже если предполагается, что образец в остальных отношениях однороден. Распределение потенциала токового зонда в исследуемой пленке также важно для анализа данных сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ) [4, 5]. Проблема главным образом заключается в сложном характере распределения электрического потенциала и плотности тока в образцах, обладающих анизотропией электрических параметров.

Теоретическая модель распределения потенциала. Рассмотрим распределение электрического поля токового зонда к анизотропной полупроводниковой пленке (рис.1). Тензор удельной электропроводности в данном случае в декартовой системе координат удобно представить в виде [2, 6]

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_x & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_y & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_z \end{pmatrix}, \quad (1)$$

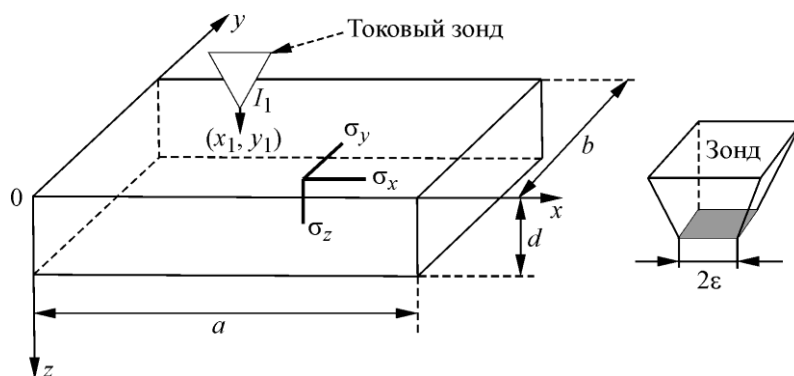


Рис.1. Схема положения токового зонда к исследуемой пленке на металлической или полупроводниковой подложке. I_1 – ток зонда; (x_1, y_1) – координаты центра токового зонда; a, b, d – геометрические размеры пленки

где $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ – значения удельных электропроводимостей соответственно по осям x, y, z . Подобного рода анизотропия может быть вызвана структурой кристалла или влиянием деформаций [1, 6], а также возникать в квантово-размерных пленках [7, 8].

Для случая стационарных токов уравнение для плотности тока и электрического потенциала имеет вид [2, 6]

$$(\nabla, \overset{P}{j}) = 0, \quad \overset{P}{j} = \overset{P}{\sigma} \cdot \nabla \varphi. \quad (2)$$

Следовательно, получаем

$$\sigma_x \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \sigma_y \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \sigma_z \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0. \quad (3)$$

Для учета влияния границ пленки рассмотрим распределение потенциала токового зонда к прямоугольной анизотропной пленке (см. рис.1). Здесь острие зонда представлено квадратом со стороной 2ϵ (данная форма контакта позволяет получить аналитическое решение для потенциала в пленке). Как правило, форма острия зонда трудноконтролируема [4, 5], параметром, характеризующим растекание тока, является площадь контактной поверхности [9, 10].

Граничные условия для потенциала следуют из условия равенства нулю нормальной составляющей плотности тока на всей поверхности образца, кроме точек под токовым электродом, где плотность тока постоянна. Потенциал нижней грани принимаем равным нулю, что соответствует положению полупроводниковой пленки на металлической подложке. Тогда граничные условия для уравнения (3) принимают вид

$$\begin{aligned} \sigma_x \frac{\partial \varphi}{\partial x} \Big|_{x=0,a} = \sigma_y \frac{\partial \varphi}{\partial y} \Big|_{y=0,b} = 0, \quad \varphi \Big|_{z=d} = 0, \\ \sigma_z \frac{\partial \varphi}{\partial z} \Big|_{z=0} = \begin{cases} -\frac{I_1}{4\epsilon^2}, & x_1 - \epsilon \leq x \leq x_1 + \epsilon \wedge y_1 - \epsilon \leq y \leq y_1 + \epsilon; \\ 0 & \text{в остальной области.} \end{cases} \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь x_1 и y_1 – координаты центра подвижного зонда, грани контактирующей поверхности параллельны граням образца (см. рис.1).

Краевая задача (3), (4) решается методом разделения переменных. В данном случае выражение для потенциала $\varphi(x, y, z)$ можно представить в виде двойного ряда Фурье по косинусам:

$$\varphi(x, y, z) = \sum_{n,k=0}^{\infty} Z_{nk}(z) \cos(\alpha_n x) \cdot \cos(\beta_k y), \quad \alpha_n = \frac{\pi n}{a}, \quad \beta_k = \frac{\pi k}{b}. \quad (5)$$

Подставляя ряд (5) в уравнение (3) и учитывая граничные условия (4), получаем выражение для $Z_{nk}(z)$. Опуская громоздкие математические преобразования, запишем выражение для распределения потенциала в объеме анизотропного полупроводникового кристалла в окончательном виде:

$$\begin{aligned} \varphi(x, y, z) = & \frac{I_1}{ab\sigma_z} \times \\ & \times \left[d - z - 4 \sum_{n,k=0}^{\infty} \Theta_{nk} \frac{\text{sh}(\eta_{nk}(z-d))}{\eta_{nk} \text{ch}(\eta_{nk}d)} \cdot \frac{\sin(\alpha_n \varepsilon)}{\alpha_n \varepsilon} \frac{\sin(\beta_k \varepsilon)}{\beta_k \varepsilon} \cdot \cos(\alpha_n x_1) \cdot \cos(\beta_k y_1) \cdot \cos(\alpha_n x) \cdot \cos(\beta_k y) \right]; \quad (6) \\ \Theta_{nk} = & \begin{cases} 1, & n \neq 0 \wedge k \neq 0; \\ 1/2, & n = 0 \wedge k \neq 0 \vee n \neq 0 \wedge k = 0; \\ 0, & n = k = 0; \end{cases} \quad \alpha_n = \frac{\pi n}{a}, \quad \beta_k = \frac{\pi k}{b}, \quad \eta_{nk} = \sqrt{\frac{\sigma_x}{\sigma_z} \alpha_n^2 + \frac{\sigma_y}{\sigma_z} \beta_k^2}. \quad (7) \end{aligned}$$

Сопротивление пленки определяем как разность средних значений потенциала на токовом и металлическом заземленном контактах. Согласно полученному выражению (6), находим сопротивление растекания ограниченной анизотропной пленки:

$$R = \frac{d}{ab\sigma_z} \left[1 + \frac{4}{d} \sum_{n,k=0}^{\infty} \Theta_{nk} \frac{\text{sh}(\eta_{nk}d)}{\eta_{nk} \text{ch}(\eta_{nk}d)} \cdot \left(\frac{\sin(\alpha_n \varepsilon)}{\alpha_n \varepsilon} \cdot \frac{\sin(\beta_k \varepsilon)}{\beta_k \varepsilon} \right)^2 \cdot \cos^2(\alpha_n x_1) \cdot \cos^2(\beta_k y_1) \right]. \quad (8)$$

Практически важным также является случай, когда полупроводниковый образец расположен не на металлической, а на полупроводниковой подложке. В данном примере на нижней грани образца следует считать постоянной плотность тока, и соответствующие граничные условия для прямоугольного анизотропного полупроводника примут вид

$$\begin{aligned} \sigma_x \frac{\partial \varphi}{\partial x} \Big|_{x=0,a} = \sigma_y \frac{\partial \varphi}{\partial y} \Big|_{y=0,b} = 0, \quad \sigma_z \frac{\partial \varphi}{\partial z} \Big|_{z=0} = & \begin{cases} -\frac{I_1}{4\varepsilon^2}, & x_1 - \varepsilon \leq x \leq x_1 + \varepsilon \wedge y_1 - \varepsilon \leq y \leq y_1 + \varepsilon; \\ 0, & \text{в остальной области}; \end{cases} \\ \sigma_z \frac{\partial \varphi}{\partial z} \Big|_{z=d} = & -\frac{I_1}{ab}. \quad (9) \end{aligned}$$

Решение краевой задачи (3), (9) методом Фурье аналогично предыдущему случаю. Здесь выражение для потенциала можно представить в виде

$$\begin{aligned} \varphi(x, y, z) = & \frac{I_1}{ab\sigma_z} \times \\ & \times \left[d - z - 4 \sum_{n,k=0}^{\infty} \Theta_{nk} \frac{\text{ch}(\eta_{nk}(z-d))}{\eta_{nk} \text{sh}(\eta_{nk}d)} \cdot \frac{\sin(\alpha_n \varepsilon)}{\alpha_n \varepsilon} \frac{\sin(\beta_k \varepsilon)}{\beta_k \varepsilon} \cdot \cos(\alpha_n x_1) \cdot \cos(\beta_k y_1) \cdot \cos(\alpha_n x) \cdot \cos(\beta_k y) \right]. \quad (10) \end{aligned}$$

Сопротивление анизотропной пленки в этом случае определяется выражением

$$R = \frac{d}{ab\sigma_z} \left[1 + 4 \sum_{n,k=0}^{\infty} \Theta_{nk} \frac{1 - \text{ch}(\eta_{nk}d)}{\eta_{nk} \text{sh}(\eta_{nk}d)} \left(\frac{\sin(\alpha_n \varepsilon)}{\alpha_n \varepsilon} \cdot \frac{\sin(\beta_k \varepsilon)}{\beta_k \varepsilon} \right)^2 \cdot \cos^2(\alpha_n x_1) \cdot \cos^2(\beta_k y_1) \right]. \quad (11)$$

Для наиболее полного анализа распределения потенциала при зондовых измерениях рассмотрим случай, когда полупроводниковая пленка находится на диэлектрической поверхности. Для существования электрического поля в области образца необходимы два контакта, располагаемых, как правило, на одной из граней. Рассмотрим случай положения контактов, представленный на рис.2. Контактные площадки, центры которых имеют координаты $(x_1, y, 0)$, $(x_2, y_2, 0)$ обладают формой квадратов с размерами граней $2\varepsilon_1$ и $2\varepsilon_2$.

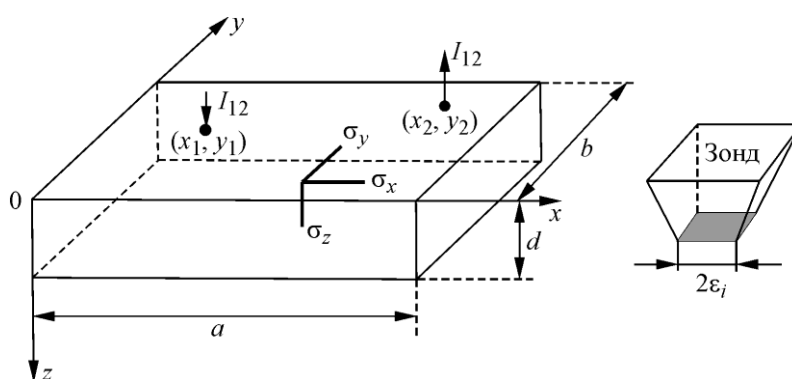


Рис.2. Схема положения токовых зондов к анизотропной полупроводниковой пленке на диэлектрической подложке. I_{12} – ток зондов; (x_1, y_1) , (x_2, y_2) – координаты центров зондов; a, b, d – размеры пленки

Граничные условия определяются следующим образом:

$$\sigma_x \frac{\partial \varphi}{\partial x} \Big|_{x=0,a} = \sigma_y \frac{\partial \varphi}{\partial y} \Big|_{y=0,b} = \sigma_z \frac{\partial \varphi}{\partial z} \Big|_{z=d} = 0,$$

$$\sigma_z \frac{\partial \varphi}{\partial z} \Big|_{z=0} = \begin{cases} -\frac{I_{12}}{4\varepsilon_1^2}, & x_1 - \varepsilon_1 \leq x \leq x_1 + \varepsilon_1 \wedge y_1 - \varepsilon_1 \leq y \leq y_1 + \varepsilon_1; \\ \frac{I_{12}}{4\varepsilon_2^2}, & x_2 - \varepsilon_2 \leq x \leq x_2 + \varepsilon_2 \wedge y_2 - \varepsilon_2 \leq y \leq y_2 + \varepsilon_2; \\ 0 & \text{в остальной области.} \end{cases} \quad (12)$$

Решение для потенциала представим в виде двойного ряда:

$$\varphi(x, y, z) = \frac{4I_{12}}{\sigma_z ab} \sum_{n,k=0}^{\infty} \left\{ \Theta_{nk} \frac{\text{ch}(\eta_{nk}(z-d))}{\eta_{nk} \text{sh}(\eta_{nk}d)} \cdot \cos(\beta_k y) \cdot \cos(\alpha_n x) \times \right. \\ \left. \times \left(\frac{\sin(\alpha_n \varepsilon_1)}{\alpha_n \varepsilon_1} \cdot \frac{\sin(\beta_k \varepsilon_1)}{\beta_k \varepsilon_1} \cdot \cos(\beta_k y_1) \cdot \cos(\alpha_n x_1) - \frac{\sin(\alpha_n \varepsilon_2)}{\alpha_n \varepsilon_2} \cdot \frac{\sin(\beta_k \varepsilon_2)}{\beta_k \varepsilon_2} \cdot \cos(\beta_k y_2) \cdot \cos(\alpha_n x_2) \right) \right\}. \quad (13)$$

В случае $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon$ выражение для сопротивления пленки представляется в виде:

$$R = \frac{4I_{12}}{\sigma_z ab} \sum_{n,k=0}^{\infty} \left\{ \Theta_{nk} \frac{\text{ch}(\eta_{nk}d)}{\eta_{nk} \text{sh}(\eta_{nk}d)} \left(\frac{\sin(\alpha_n \varepsilon)}{\alpha_n \varepsilon} \cdot \frac{\sin(\beta_k \varepsilon)}{\beta_k \varepsilon} \right)^2 \times \right. \\ \left. \times \left((\cos(\beta_k y_1) \cdot \cos(\alpha_n x_1))^2 - (\cos(\beta_k y_2) \cdot \cos(\alpha_n x_2))^2 \right) \right\}. \quad (14)$$

Экспериментальная проверка. Опытное контролирование полученных распределений было выполнено на анизотропных монокристаллах диарсенидов кадмия (CdAs_2) и цинка (ZnAs_2), параметры которых представлены в работах [11, 12]. В качестве токовых электродов использовались вольфрамовые прижимные зонды. В каждом случае значение потенциала определялось с помощью подвижного металлического зонда, заземленного относительно электрода на нижней грани. Размер токового контакта и положение зонда контролировались с помощью микроскопа. В каждом случае через образец пропусклся постоянный ток от стабилизированного источника питания, разность потенциалов определялась с помощью высокоомного вольтметра. Погрешность измерений не превышала 5%.

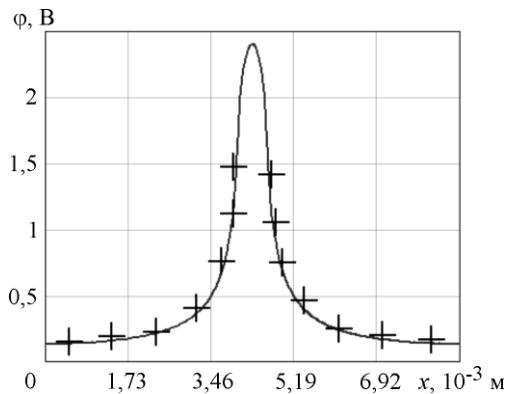


Рис.3. Сопоставление экспериментальных данных (+) и теоретической кривой (сплошная линия) распределения потенциала в прямоугольной пленке диарсенида кадмия

После получения экспериментальных значений потенциала были построены графики соответствующих теоретических зависимостей $\varphi(x,y)$ при том же значении тока, пропускаемого через образец. На рис.3 приведен пример сопоставления экспериментальных данных и теоретической кривой, построенной согласно распределению потенциала (6) для диарсенида кадмия ($\sigma_z = 8,76 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, $\sigma_x = \sigma_y = 40,94 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, $a = 8,65 \text{ мм}$, $b = 10,15 \text{ мм}$, $d = 2,65 \text{ мм}$, $2\varepsilon = 1,24 \text{ мм}$, $x_1 = a/2$, $y_1 = b/2$) на поверхности кристалла в плоскости контакта на прямой $y = b_1$. Получено хорошее соответствие экспериментальных данных и теоретических моделей распределения потенциала электрического поля

в анизотропных образцах в пределах погрешности измерений.

Необходимо отметить, что задача о нахождении трехмерного распределения потенциала была также поставлена в работах [11–13], в которых показано практическое применение полученного распределения потенциала – определение компонент тензора удельной электропроводности и моделирование режима работы полупроводниковых структур современной электроники. Методики определения электропроводности, предложенные в работах [11, 12], проверены экспериментально.

Полученные выражения для потенциалов токовых зондов можно использовать для определения анизотропии и неоднородности полупроводниковых пленок, а также могут быть полезны при интерпретации данных СЗМ. Следует отметить, что представленные распределения потенциала не учитывают квантовых и зарядовых эффектов

[7, 8], которые наиболее ярко проявляются при низких температурах. Одним из основных условий применимости выражений для потенциала (6), (10), (13) является наличие гладких границ на плоскостях раздела полупроводника.

Литература

1. **Баранский П.И., Буда И.С., Даховский И.В., Коломиец В.В.** Электрические и гальваномагнитные явления в анизотропных полупроводниках. – Киев: Наукова думка, 1977. – 270 с.
2. **Аскеров Б.М.** Электронные явления переноса в полупроводниках. – М.: Наука, 1985. – 320 с.
3. **Киреев П.С.** Физика полупроводников. – М.: Высш. шк., 1975. – 584 с.
4. **Неволин В.К.** Зондовые нанотехнологии в электронике. – М.: Техносфера, 2006. – 160 с.
5. **Мионов В.Л.** Основы сканирующей зондовой микроскопии. – М.: Техносфера, 2005. – 144 с.
6. **Най Дж.** Физические свойства кристаллов и их описание при помощи тензоров и матриц. – М.: Мир, 1967. – 380 с.
7. **Драгунов В.П., Неизвестный И.Г., Гридчин В.А.** Основы наноэлектроники. – М.: Физматкнига, 2006. – 496 с.
8. **Ando T., Fowler A.B., Stern F.** Electronic properties of two-dimensional systems // *Reviews of Modern Physics*. – 1982. – Vol. 54, N 2. – P. 437–672.
9. **Поляков Н.Н., Коньков В.Л.** К выводу формулы сопротивления растекания для плоского контакта круглой формы // *Изв. вузов. Физика*. – 1970. – № 9. – С. 100–105.
10. **Батавин В.В., Концевой Ю.А., Федорович Ю.В.** Измерение параметров полупроводниковых материалов и структур. – М.: Радио и связь, 1985. – 264 с.
11. **Поляков Н.Н., Карлов А.В., Филиппов В.В.** Измерение электропроводности анизотропных полупроводниковых пластин и пленок // *Заводская лаборатория. Диагностика материалов*. – 2004. – Т. 70. – № 3. – С. 26–31.
12. **Филиппов В.В.** Методика определения удельной электропроводности и подвижности носителей заряда в слоистых полупроводниковых материалах // *Приборы и техника эксперимента*. – 2007. – № 4 – С. 136–139.
13. **Филиппов В.В., Петров Б.К.** Моделирование свойств каналов кремниевых МОП транзисторов на деформирующей подложке германия // *Микроэлектроника*. – 2010. – Т. 39. – № 4 – С. 265–273.

Статья поступила
29 апреля 2011 г.

Филиппов Владимир Владимирович – кандидат физико-математических наук, доцент, заведующий кафедрой физики Липецкого государственного педагогического университета. *Область научных интересов:* исследование кинетических и контактных свойств неоднородных и анизотропных полупроводниковых материалов, компьютерное моделирование электронного переноса в неоднородных и анизотропных полупроводниковых материалах электронной техники.

Власов Артур Николаевич – аспирант кафедры физики Липецкого государственного педагогического университета. *Область научных интересов:* исследование кинетических и транспортных свойств полупроводниковых пленок и наноструктур, моделирование распределения деформаций и электрических полей в анизотропных полупроводниковых кристаллах и пленках. **E-mail: wlasow4887@yandex.ru**

Зондовые исследования характеристик плазмы в реакторе ICP-типа

А.И. Виноградов, Н.М. Зарянкин, С.П. Тимошенко

Национальный исследовательский университет «МИЭТ»

С использованием методов зондовой диагностики плазмы исследован плазмохимический реактор ICP-типа. Проведена оценка плотности плазмы в области подложки при различных параметрах процесса. Измерены потенциал автоматического смещения на поверхности стеклянных подложек различной толщины, а также однородность распределения плотности ионного тока по диаметру пластины. Определен режим глубокого травления кремния с высокой однородностью по всей пластине.

Ключевые слова: зондовый метод, глубокое травление кремния, МЭМС.

Развитие технологии ИС, микро- и наноэлектромеханических систем (МЭМС и НЭМС) требует повышения точности плазменных процессов формирования микро- и наноструктур. Сложность и многосторонний характер физико-химических явлений в системе «низкотемпературная химически активная плазма – поверхность подложки» создают значительные трудности при создании достаточно достоверной теоретической модели плазменных реакторов и плазмохимических технологических процессов. Поэтому актуальны экспериментальные методы диагностики и мониторинга плазменных технологий травления кремния и других материалов [1, 2]. В частности, метод электростатических зондов Ленгмюра для диагностики плазмы позволяет, несмотря на ряд ограничений, получать определенную информацию о важных параметрах разряда. Это дает возможность, не проводя процессов травления, осуществить предварительную оптимизацию некоторых технологических характеристик [3, 4].

В настоящей работе приведены результаты зондовых исследований некоторых параметров плазмы в реакторе ICP-типа (Inductively Coupled Plasma) на установке глубокого плазмохимического травления кремния AMS 200 фирмы Alcatel [5].

Первая цель исследований – нахождение режимов горения разряда, обеспечивающих максимальную однородность плотности тока ионов по всей обрабатываемой подложке. Величина неоднородности скорости травления, которую гарантируют производители типового оборудования при проведении стандартного процесса, составляет обычно $\pm 5\%$ по поверхности подложки. Зачастую при формировании, например, рельефных МЭМС-структур необходимо достижение гораздо более высокой однородности с неравномерностью не более 1%. Вторая цель – измерение потенциала автоматического смещения на поверхности различных подложек, от которого зависит энергия ионов, падающих на обрабатываемую поверхность. При травлении кремниевых структур, расположенных непосредственно на электроде, энергия ионов определяется потенциалом автоматического смещения (с поправкой на потенциал плазмы относительно «земли»), который обычно измеряется штатной измерительной системой установки. Если травящая кремниевая структура находится на стеклянной подложке, например сращена со стеклянной подложкой, то потенциал на ее поверхности, а значит и энергия ионов, бу-

дут значительно меньше из-за частичного падения ВЧ-напряжения на слое стекла. Зная зависимость потенциала автоматического смещения на поверхности стеклянной подложки от ее толщины, можно скорректировать мощность, подаваемую на электрод, с целью воспроизведения условий процесса травления, отработанного для стандартного случая травления кремниевой структуры непосредственно на электроде.

Оборудование и методика проведения экспериментов. Система зондовых измерений схематично представлена на рис.1. В реактор 1 установки AMS 200 введен плоский зонд 2 с помощью сильфонного вакуумного ввода 3. Площадь зонда, выполненного из тонкой медной пластинки, составляет $2,4 \text{ см}^2$. Сильфонный вакуумный ввод зонда позволяет перемещать зонд по поверхности электрода-подложкодержателя 4 в пределах $\pm 50 \text{ мм}$. LC-фильтр 5 служит для подавления ВЧ-составляющей сигнала. Потенциал зонда задается с помощью источника постоянного напряжения 6 и потенциометра 7. Сигнал, пропорциональный току зонда, снимается с резистора 8. Сигнал, пропорциональный потенциалу зонда, и сигнал, пропорциональный току зонда, одновременно поступают на входы контроллера 9 (NI USB-6251 фирмы National Instruments). Для снятия каждой зондовой характеристики потенциал зонда изменялся от 0 до -60 В за время около 30 с. Частота считывания сигналов контроллером составляет 3Гц.

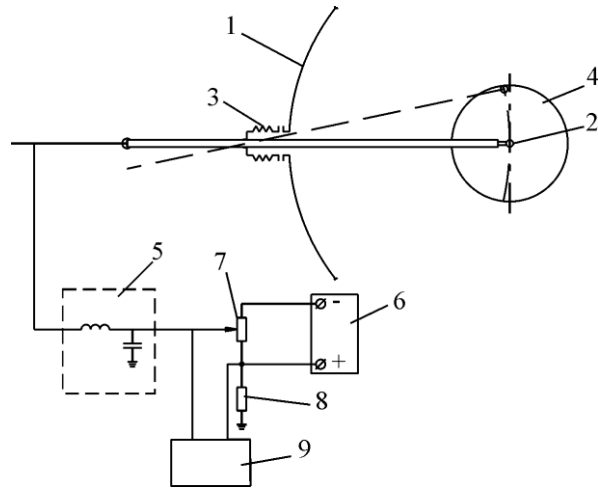


Рис.1. Схематичное изображение системы зондовых измерений: 1 – реактор; 2 – зонд; 3 – вакуумный ввод; 4 – электрод; 5 – LC-фильтр; 6 – источник постоянного напряжения; 7 – потенциометр; 8 – резистор; 9 – контроллер

В целях предохранения поверхности зонда от коррозии часть экспериментов проводилась с использованием аргона в качестве рабочего газа.

Зондовые характеристики. На рис.2 представлены зондовые характеристики, измеренные при различной мощности основного разряда. Мощность смещения на электрод в этом случае не подавалась.

Из рис.2 следует, что плотность тока на зонд (и плотность плазмы) практически прямо пропорционально зависит от мощности разряда. По полученным кривым можно рассчитать плотность плазмы у поверхности электрода-подложкодержателя с помощью формулы Бома для плотности ионного тока:

$$J = 0,4en_0 \left(\frac{2kT_e}{M_i} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Используя эту формулу и кривые рис.2, можно оценить, что, например, при мощности разряда 2 кВт плотность плазмы составляет около $8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ (электронная температура предполагается равной 3 эВ). Это значение при-

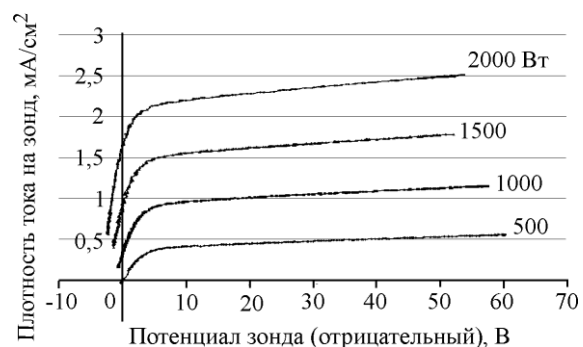


Рис.2. Зондовые характеристики, измеренные при различной мощности основного разряда (давление аргона 1 Па)

мерно соответствует значению, приводимому в описании установки AMS 200. В зоне индуктора, по информации фирмы Alcatel, плотность плазмы превышает 10^{12} см^{-3} .

Исследования зависимости плотности ионного тока от других параметров разряда показали, что при увеличении давления аргона от 1 до 5 Па плотность ионного тока также увеличивается, но всего на 20%. Рост величины магнитного поля приводит к небольшому росту плотности ионного тока при низком (0,5 Па) давлении аргона, но к обратной зависимости при высоком (5 Па) давлении. Изменение мощности смещения от 0 до 150 Вт практически не влияет на плотность ионного тока.

Зависимость потенциала на поверхности стекла от его толщины. Одной из широко применяемых технологий производства МЭМС является травление кремниевых структур, сращенных со стеклянной пластиной. При этом между кремниевой структурой и электродом-подложкодержателем располагается слой стекла, из-за наличия которого ВЧ-напряжение, приложенное к кремниевой структуре, оказывается гораздо ниже, чем на электроде-подложкодержателе. Соответственно, и напряжение автоматического смещения, возникающее на поверхности кремния и определяющее энергию ионов, также оказывается значительно ниже, чем в случае нахождения кремниевой структуры непосредственно на электроде. Это приводит к необходимости корректировать режимы травления, а именно мощность смещения, подаваемую на электрод-подложкодержатель для придания ионам нужной энергии. Для проведения правильной коррекции режима необходимо знать зависимости напряжения автоматического смещения от толщины стекла. Эти зависимости, полученные экспериментально с помощью плоского зонда, представлены на рис.3. Плоский зонд помещался на стеклянные пластинки различной толщины, которые располагались на электроде-подложкодержателе. Эксперименты проводились в аргоновом разряде. Кроме толщины стекла, варьировалась также ВЧ-мощность смещения, подаваемая на электрод-подложкодержатель.

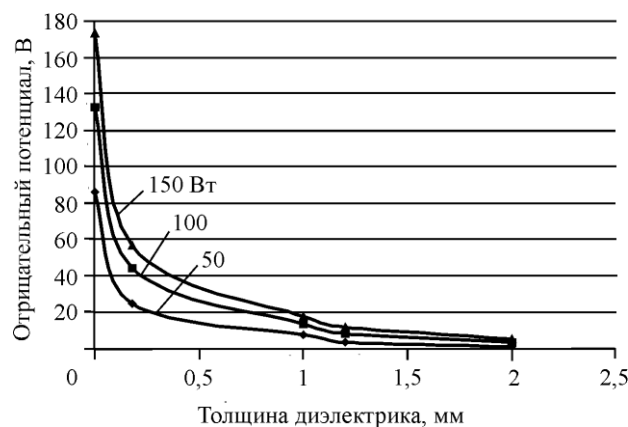


Рис.3. Зависимость потенциала автоматического смещения на поверхности стеклянной пластинки от толщины стекла (мощность основного разряда 1000 Вт, давление аргона 1 Па)

Из рис.3 следует, что даже сравнительно тонкий – 0,18 мм толщиной – слой стекла снижает потенциал автоматического смещения на его поверхности примерно в три раза. Увеличение мощности смещения позволяет компенсировать это снижение.

Повышение однородности скорости травления. С целью оптимизации режимов разряда для достижения наилучшей однородности скорости травления проводились зондовые измерения при различных режимах разряда. Такие измерения позволяют сэкономить на подготовке рабочих образцов кремниевых пластин с маской для реального

процесса травления, а также на времени проведения процессов травления. Время травления может быть достаточно большим, так как для получения нужной точности измерений глубины травления она (глубина) должна быть не менее 100 мкм. Зондовые измерения проводились в плазме разряда SF₆ – типового рабочего газа для травления кремния. Результаты измерений представлены на рис.4. Измерения проводились в центре электрода (точка 2 на рис.4) и в двух диаметрально противоположных точках на расстоянии 40 мм от центра (точки 1,3 на рис.4).

Как следует из рис.4, в стандартном режиме травления неоднородность плотности ионного тока на диаметре 80 мм составила примерно ±3% от среднего значения. Для повышения однородности плотности ионного тока проводилась оптимизация режима разряда по таким параметрам, как рабочее давление, мощность разряда и величина магнитного поля. Критерием оптимизации была однородность плотности ионного тока. Как видно на рис.4, в результате оптимизации параметров разряда неоднородность плотности ионного тока снижена до ±0,5% от среднего значения.

Полученный результат позволяет надеяться на существенное улучшение однородности при проведении реального процесса травления кремния в том же режиме. Такой процесс проводился с использованием кремниевой пластины диаметром 100 мм. На алюминиевой пленке толщиной 1 мкм, осажденной на кремниевую пластину, методом фотолитографии нанесен рисунок с размерами открытых областей кремния около 200 мкм. Травление проводилось с использованием Bosch-процесса, т.е. профиль травления практически вертикальный. На рис.5 представлены результаты измерения глубины травления по пластине диаметром 100 мм. Видно, что распределение глубины травления по поверхности пластины имеет правильную осевую симметрию с небольшим изменением глубины по мере продвижения от центра пластины к периферии. Но это изменение не превышает ±1% по всей пластине.

В результате использования методов зондовой диагностики плазмы разряда в реакторе ИСР-типа получен ряд важных для проведения процесса травления зависимостей. Выяснено, что потенциал автоматического смещения на поверхности стеклянной пластины резко падает с ростом толщины пластины, но это падение может быть компенсировано увеличением мощности смещения. Найден режим глубокого травления кремния с неоднородностью ±1% по всей пластине диаметром 100 мм. Полученные результаты использованы при изготовлении МЭМС-структур.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы (ГК № 941).

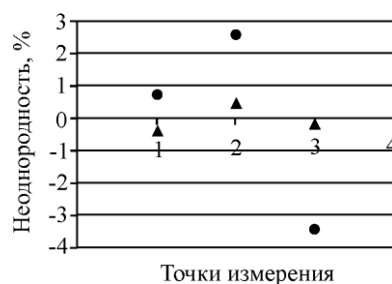


Рис.4. Распределение неоднородности плотности ионного тока по диаметру пластины: ● – стандартный режим; ▲ – оптимизированный режим

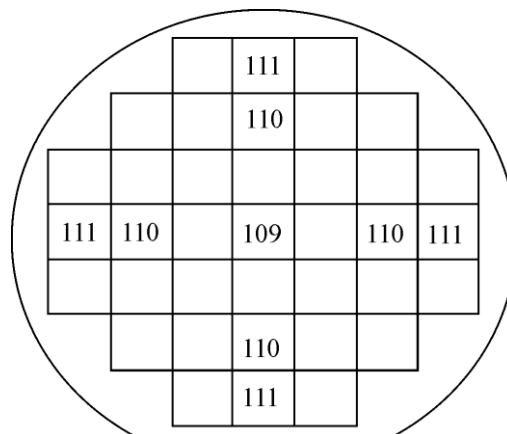


Рис.5. Распределение глубины травления кремния (в мкм) по пластине диаметром 100 мм

Литература

1. Руденко К.В., Суханов Я.Н., Орликовский А.А. Диагностика *in situ* и управление плазменными процессами в микроэлектронной технологии // Энциклопедия низкотемпературной плазмы / Под ред. Ю.А. Лебедева, Н.А. Платэ, В.Е. Фортова. – М.: Янус-К, 2006. – Т. XII-5. – С. 381–436.
2. Дудин С.В., Яцков А.П., Фареник В.И. Оборудование для зондовой диагностики и контроля плазменных технологических процессов // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. – 2002. – № 3. – С. 43–50.
3. Chen F.F. Langmuir probe analysis for high density plasmas. – Los Angeles: Univ.of California, LTP-006. – 2000. – 34 p.
4. Мьяконых А.В. Мониторинг плазмохимических процессов формирования микро- и наноструктур методами зондовой диагностики: дис. ... канд. физ.-мат. наук. – М., 2009. – 125 с.
5. Оптимизация параметров процесса глубокого плазмохимического травления кремния для элементов МЭМС / А.И. Виноградов, Н.М. Зарянкин, Е.П. Прокопьев и др. // Изв. вузов. Электроника. – 2010. – № 2(82). – С. 3–9.

Статья поступила
17 мая 2011 г.

Виноградов Анатолий Иванович – аспирант кафедры микроэлектроники МИЭТ. *Область научных интересов:* технология плазмохимического травления, технология производства МЭМС. **E-mail:** plavec@list.ru

Зарянкин Николай Михайлович – кандидат технических наук, старший научный сотрудник кафедры микроэлектроники МИЭТ. *Область научных интересов:* оборудование и технология плазмохимического травления, технология производства МЭМС.

Тимошенко Сергей Петрович – профессор, доктор технических наук, заведующий кафедрой микроэлектроники МИЭТ. *Область научных интересов:* микро- и наноэлектроника, перспективные технологические процессы микро- и наноэлектроники.

Уважаемые авторы и читатели!

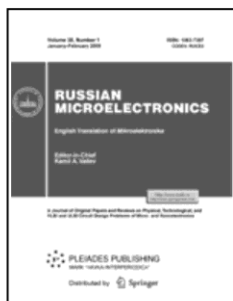
Вышел в свет журнал

RUSSIAN MICROELECTRONICS

English translation of selected articles from

Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedenii. Elektronika. –

Vol. 40, N 7, 2011.



<http://www.maik.ru>

<http://www.springerlink.com>

ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

УДК 519.711.3:004.93'12

Выделение локальных особенностей бинарного изображения отпечатка пальца

А.В. Туркин

Национальный исследовательский университет «МИЭТ»

Предложен алгоритм выделения точек разветвлений и окончаний бинарного изображения отпечатка пальца. Рассмотрены некоторые применяемые на практике подходы по выделению локальных особенностей. Проведен сравнительный анализ с оценкой точности определения местоположения особых точек и времени работы алгоритмов.

Ключевые слова: выделение особых точек, бинарное изображение отпечатка пальца, автоматическая дактилоскопическая идентификационная система.

Большинство систем автоматической дактилоскопической идентификации основано на сравнении по локальным особенностям отпечатка пальца – точкам разветвлений и окончаний [1]. Можно утверждать, что именно их взаимное расположение несет в себе информацию о носителе данного отпечатка, являясь его универсальным идентификатором. Выделению локальных особенностей в системах подобного типа посвящено много работ, большинство предложенных в них методов предполагает формирование бинарного изображения отпечатка из изображения в градациях серого. Под бинарным изображением понимают булеву матрицу, местоположение нулевых элементов которой соответствует местоположению пикселей области гребней на изображении в градациях серого, а местоположение единичных элементов – местоположению пикселей области бороздок.

В настоящей работе предлагается новый алгоритм выделения точек разветвлений и окончаний бинарного изображения отпечатка пальца. Общая схема его работы может быть представлена следующим образом. По бинарному изображению строится решетчатый граф, по которому формируется граф событий, отражающий топологию отпечатка пальца. В дальнейшем выполняется анализ графа событий с построением шаблона отпечатка пальца [1], в который заносятся найденные координаты точек разветвлений и окончаний. Построение шаблона является важнейшей задачей любой дактилоскопической системы, основанной на сравнении отпечатков пальцев по их локальным особенностям, так как именно в нем содержится информация, необходимая для работы системы на этапе сравнения.

Введем понятия, необходимые для объяснения работы алгоритма. Пусть B – бинарное изображение отпечатка пальца, $B_{ij} \in \{0,1\}$, $1 \leq i \leq M$, $1 \leq j \leq N$. В качестве модели для описания бинарного изображения отпечатка пальца выберем решетчатый граф [2] G , множество вершин которого взаимно-однозначно соответствует множеству нулевых

элементов матрицы $B: V(G) = \{(i, j): B_{ij} = 0, 1 \leq i \leq M, 1 \leq j \leq N\}$. Множество ребер графа G состоит из пар вершин, находящихся на расстоянии 1 или 2, и определяется соотношением $E(G) = \{(v_1, v_2): v_1, v_2 \in V(G), \rho(v_1, v_2) = 1 \text{ или } \rho(v_1, v_2) = 2\}$. Расстояние между вершинами $v_1 = (i_1, j_1)$ и $v_2 = (i_2, j_2)$ определяется как $\rho(v_1, v_2) = (i_1 - i_2)^2 + (j_1 - j_2)^2$.

Предлагаемый алгоритм содержит три основных этапа: разметка решетчатого графа, построение графа событий по размеченному графу и формирование шаблона отпечатка пальца. Рассмотрим эти этапы подробно, иллюстрируя их примером анализа фрагмента изображения папиллярного узора, который приведен на рис.1. Будем предполагать, что решетчатый граф G является связным.

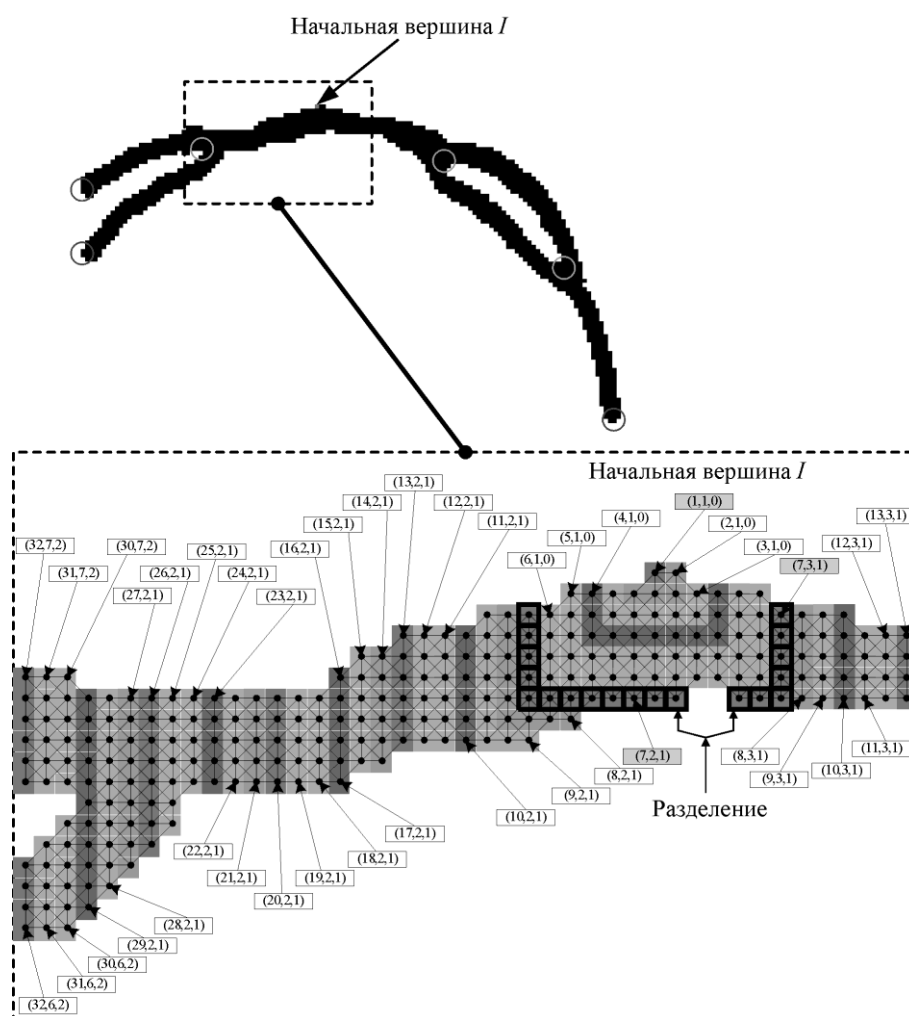


Рис.1. Разметка решетчатого графа

Разметка решетчатого графа. Разметка решетчатого графа состоит в приписывании его вершинам специальных пометок. Пометка $q(v)$, приписанная вершине v , является трехэлементным кортежем $q(v) = (q_1(v), q_2(v), q_3(v))$. Предлагаемый алгоритм имитирует распространение волнового процесса с дискретным временем t , начиная из произвольно выбранной начальной вершины решетчатого графа. В начальный момент дискретное время имеет значение 1, которое увеличивается по мере распространения фронта волны. Первый компонент пометки содержит значение дискретного времени

в момент прохождения фронта волны через соответствующую вершину графа G . На рис.1 показан процесс распространения волны из начальной вершины I , которой приписана пометка $(1,1,0)$. Эта вершина образует первый фронт. На втором шаге волна распространяется в вершины, соседние с начальной. При этом время увеличивается на 1, и этим вершинам, которые образуют новый фронт, приписывается пометка $(2,1,0)$. Создаваемые фронты образуют поток с номером, определяемым второй пометкой в кортеже. Первый поток распространяется до момента разделения на два новых, которые получают номера 2 и 3 соответственно. Эти номера сохраняются во вторых компонентах пометок вершин этих потоков, а третий компонент получает значение 1, соответствующее номеру родительского потока.

Формально алгоритм разметки может быть описан следующим образом.

1. Выбирается начальная вершина I , которая помечается кортежем $(1,1,0)$. Текущее дискретное время t инициализируется 1. Счетчик потоков f устанавливается равным 1. В список потоков заносится число 1 (номер первого потока, который становится текущим).

2. Определяется множество Φ вершин текущего фронта, задаваемое соотношением $\Phi = \{v \in V(G) : q_1(v) = t, q_2(v) = s\}$, где t – текущее значение дискретного времени, s – номер текущего потока.

3. Значение текущего времени увеличивается на 1: $t := t + 1$.

4. Определяется множество Ψ , состоящее из неразмеченных вершин графа G , смежных вершинам текущего фронта Φ : $\Psi = \bigcup_{v \in \Phi} \eta(v)$, где $\eta(v)$ – множество вершин графа G , смежных с вершиной v и которым не приписана пометка.

5. Если множество Ψ пусто, то номер текущего потока удаляется из списка и осуществляется переход к шагу 7.

6. Множество Ψ разбивается на компоненты связности Ψ_1, \dots, Ψ_k .

6.1. Если $k = 1$, то все вершины множества Ψ получают пометку (t, s, p) , где s – номер текущего потока, p – номер его родительского потока, определяемый третьим компонентом пометки любой его вершины, и выполняется переход к шагу 2.

6.2. Если $k > 1$, то вершины фронта Ψ_n помечаются пометками $(t, f + n, s)$, $n = 1, \dots, k$. Номер текущего потока удаляется из списка, в который помещаются числа $f + 1, \dots, f + k$. Счетчик потоков увеличивается: $f := f + k$.

7. Если список потоков пуст, то алгоритм завершается. В противном случае в качестве номера s текущего потока выбирается произвольный элемент списка потоков и выполняется переход к шагу 2.

Результатом работы приведенного алгоритма является полностью размеченный решетчатый граф, который содержит входную информацию для следующего этапа обработки изображения отпечатка пальца – построения графа событий.

Построение графа событий. Приведем формальные определения понятий, конструктивно введенных ранее. Поток с номером l назовем множеством вершин решетчатого графа, определяемое соотношением $F_l = \{v \in V(G) : q_2(v) = l\}$. Временем жизни потока с номером l назовем величину $T_l = \max_{v \in F_l} q_1(v) - \min_{v \in F_l} q_1(v)$. Фронтом потока с номером l в момент времени t будем называть множество вершин решетчатого графа, определяемое соотношением $\Phi_l(t) = \{v \in V(G) : q_1(v) = t, q_2(v) = l\}$. Первым фронтом по-

тока F_l называется фронт этого потока в момент времени $\min_{v \in F_l} q_l(v)$. Последним фронтом потока F_l – фронт этого потока в момент времени $\max_{v \in F_l} q_l(v)$. Центром фронта – вершина решетчатого графа, расположенная на минимальном расстоянии от точки (i, j) , где $i = \left\lceil \frac{\min(i_m) + \max(i_m)}{2} \right\rceil$, $j = \left\lceil \frac{\min(j_m) + \max(j_m)}{2} \right\rceil$ при $m = 1, \dots, u$, $u = |\Phi_l(t)|$, $(i_m, j_m) \in \Phi_l(t)$. Заметим, что данное формальное определение фронта совпадает с конструктивным определением, задаваемым алгоритмом разметки (рис.1).

Вершинами графа событий являются события следующих трех типов: начальное событие, разделение потока и затухание потока. В табл.1 приведено описание данных событий и их атрибуты, которые хранятся вместе с вершинами графа событий. Начальное событие имеет номер 0, события разделения потоков имеют номер, равный номеру разделившегося потока, а события затухания – номер затухшего потока. С каждым событием связываются координаты так называемой особой точки (табл.1).

Таблица 1

Типы событий

Название	Атрибуты	Описание
Начальное событие	Особая точка – начальная вершина	Соответствует начальной вершине
Разделение потока	Номер разделившегося потока Номера потоков, образовавшихся в результате разделения Особая точка – центр последнего фронта разделившегося потока	Соответствует ситуации, когда поток разделяется на два или более потоков (шаг 6.2 алгоритма разметки)
Затухание потока	Номер затухшего потока Номер встречного потока Особая точка – центр последнего фронта затухшего потока	Соответствует ситуации, когда произошло затухание потока в результате встречи с другим фронтом или достижения границ изображения (шаг 5 алгоритма разметки)

Построение графа происходит в два этапа. На первом этапе по размеченному графу G строится дерево событий, вершинами которого являются все события, типы которых перечислены в табл.1. Каждое из событий соответствует моменту создания или завершения одного или большего числа потоков. Причем любое из событий, кроме начального, обязательно связано с прекращением существования некоторого потока. Вершина, соответствующая начальному событию, получает номер 0, а все остальные – номер потока, завершившегося в результате некоторого соответствующего ему события. Две вершины дерева событий соединяются ребром, если существует поток, образованный в результате события, соответствующего первой вершине, и прекративший свое существование в результате некоторого события, соответствующего второй. Каждому ребру, соединяющему вершины A и B , приписывается пометка $h(A,B)$, равная времени жизни некоторого потока. Каждой вершине приписывается пометка с координатами особой точки.

На втором этапе по дереву событий строится граф событий. Сначала в дереве событий выделяются пары сопряженных вершин. Две вершины A и B называются сопряженными, если выполняются следующие условия: события, связанные с этими верши-

нами, являются событиями затухания фронтов; номер встречного потока для события, связанного с вершиной A , равен номеру потока, затухшего в результате события, связанного с вершиной B , и наоборот.

Затем с каждой парой сопряженных вершин A и B производятся следующие действия:

- из дерева событий удаляется вершина A и инцидентное ей ребро $\{A', A\}$;
- из дерева событий удаляется вершина B и инцидентное ей ребро $\{B', B\}$;
- вершины A' и B' соединяются ребром, которому приписывается число, равное сумме пометок, приписанных к ребрам $\{A', A\}$ и $\{B', B\}$: $h(A', B') = h(A', A) + h(B', B)$.

Процесс формирования графа событий показан на фрагменте изображения отпечатка пальца (рис.2).

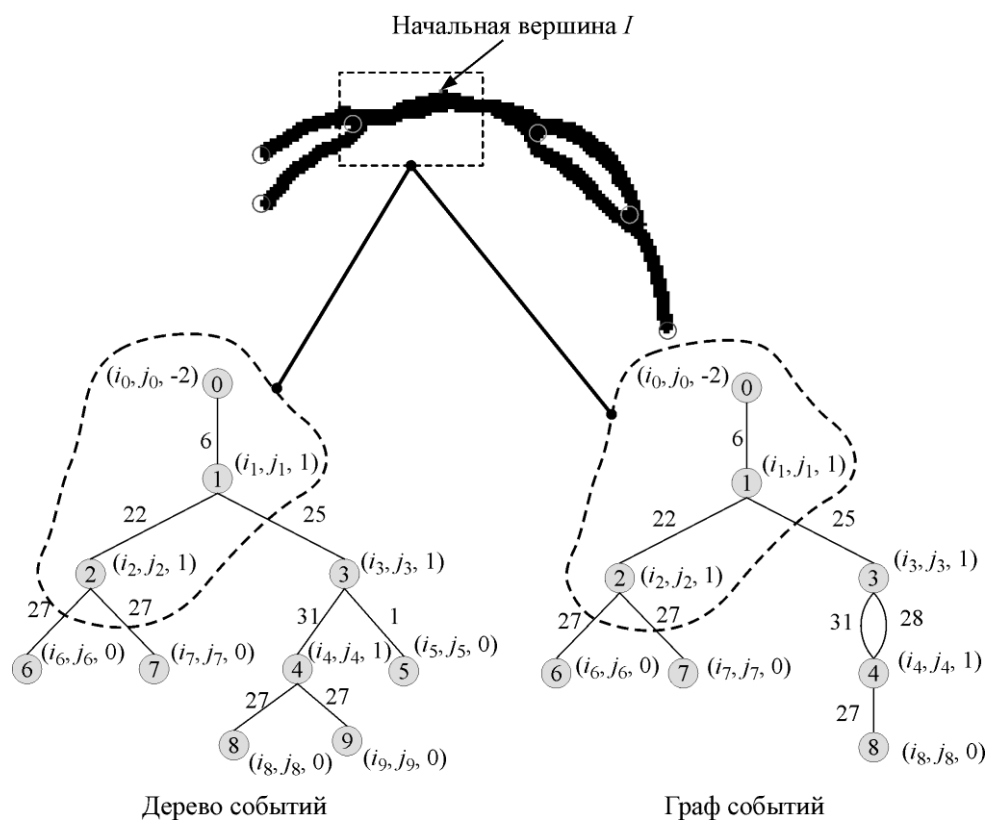


Рис.2. Построение графа событий

Построение шаблона отпечатка пальца. Предварительным этапом при построении шаблона является корректировка графа событий, цель которого состоит в отбрасывании ложных особых точек, которые могут быть получены вследствие дефектов изображения и не являются присущими папиллярному узору.

Сначала проводится анализ концевых вершин графа, т.е. вершин, инцидентных в точности одному ребру, исключая начальную. Концевые вершины, связанные с затуханием потоков, время жизни которых не превышает некоторого заданного числа $t_{дг}$, определяющего минимальную длину гребня, считаются сложными точками окончаний. Пусть $\alpha(v)$ – множество концевых вершин, смежных с некоторой вершиной v . Определим множество $\alpha_1(v) = \{u \in \alpha(v) : h(u, v) > t_{дг}\}$. Если $\alpha_1(v)$ не пусто, то все вершины из

множества $\alpha(v) \setminus \alpha_1(v)$ и инцидентные им ребра удаляются. В противном случае удаляются все вершины и инцидентные им ребра, кроме вершины v_1 , такой что $h(v_1, v) = \max_{u \in \alpha(v)} h(u, v)$. В список точек окончаний заносятся особые точки событий, связанные с неудаленными концевыми вершинами.

Далее обрабатывается вершина с номером 1. Если этой вершине соответствует событие, связанное с затуханием потока, в список точек окончаний добавляется начальная вершина. Рассмотрим ситуацию, когда вершине с номером 1 соответствует событие, при котором произошло разделение потока (см. рис.1), но вершина не соответствует точке разветвления папиллярного узора. Как правило, распространение волнового процесса начинается с произвольной точки, не являющейся особой. Событие разделения фронтов при этом не является признаком наличия точки разветвления. Для правильной обработки такого рода ситуаций вводится параметр $t_{ш.г}$, определяющий возможную ширину гребня. Если время жизни первого потока меньше этого параметра, то особая точка, образованная в результате его разделения, не заносится в список точек разветвлений. В противном случае эта вершина заносится в список точек разветвлений, а в список точек окончаний заносится начальная вершина. Исключением может быть только случай, когда вершине с номером 1 инцидентны более трех ребер. Тогда эта вершина заносится в список точек разветвлений вне зависимости от времени жизни первого потока. В список точек окончаний заносится начальная вершина. В список точек разветвлений также заносятся все остальные особые точки, связанные с вершинами, которым инцидентны не менее трех ребер.

Таким образом, процесс построения шаблона отпечатка пальца основан на двух параметрах алгоритма: $t_{д.г} = 2$ и $t_{ш.г} = 15$, выбор которых осуществлен эмпирически при использовании экспертной оценки наличия ложных точек разветвлений и окончаний после прохождения алгоритма по некоторому изображению из заранее сформированной базы отпечатков.

При описании алгоритма введено ограничение, исходя из которого предлагаемый подход следует использовать только тогда, когда граф G является связным. В общем случае можно полагать, что граф G имеет несколько компонент связности. Предлагаемый алгоритм легко обобщается на этот случай. Рассмотрим каждую компоненту связности графа G в отдельности. Обозначим G_w , $w = 1, \dots, p$, одну из компонент связности графа G . Пусть S_w и Q_w – множества точек разветвлений и окончаний, полученных в результате работы приведенного алгоритма на G_w . Тогда шаблон изображения отпечатка пальца Ω может быть представлен следующим образом: $\Omega = \{S_1 \cup S_2 \cup \dots \cup S_p; Q_1 \cup Q_2 \cup \dots \cup Q_p\}$.

Сравнительный анализ. В работе [1] приведен обзор методов по выделению особых точек, применяемых к бинарному изображению отпечатка пальца без построения скелета изображения. Таков, например, алгоритм, подробно описанный в [3], в основе которого лежит подход по анализу контура гребня. Также в работе [1] рассмотрен стандартный для дактилоскопических идентификационных систем метод, для которого базовыми являются два этапа: этап утоньшения [4] с формированием скелета изображения и этап выделения особых точек [1, 5]. Последовательное исполнение действий, предусмотренных этими этапами, приводит к нахождению точек разветвлений и окончаний гребней.

Рассмотрим отклонение, получаемое в результате выделения локальных особенностей отпечатка пальца с применением приведенного алгоритма, в сравнении с применяемыми на практике. В основу этой оценки положено расстояние от пикселя с некоторыми координатами, определенного как особая точка отпечатка пальца с применением предложенного метода, до пикселя с координатами, найденными с применением описанных методов, являющихся в этом случае эталонными. Такая оценка проводилась как для точек разветвлений, так и для точек окончаний, которые найдены в результате работы алгоритма по базе изображений отпечатков пальцев. Предложенный метод имеет лежащее в пределах погрешности на определение особых точек малое отклонение от эталонных при определении местоположения точек разветвлений и окончаний (табл.2). Эта погрешность учитывается на этапе сравнения шаблонов отпечатков пальцев [1, 6].

Таблица 2

Отклонение (в пикселях) от эталонных методов при определении местоположения точек разветвлений и окончаний

Параметр оценки	Метод на основе анализа контура	Метод утоньшения линий папиллярного узора
Среднее отклонение при вычислении точек разветвления	2,5959	1,5641
Среднее отклонение при вычислении точек окончания	1,2700	1,2853
Среднеквадратическое отклонение при вычислении точек разветвления	1,1838	0,9739
Среднеквадратическое отклонение при вычислении точек окончания	0,7566	1,0051

Полученные данные оценки времени работы каждого из реализованных методов показывают, что при текущей реализации описанных в работе алгоритмов предложенный алгоритм имеет время работы в среднем в 1,2 раза меньше, чем метод утоньшения линий папиллярного узора, и в 1,4 раза меньше, чем метод анализа контура (табл.3).

Таблица 3

Ускорение (в разы) выделения особых точек при применении предложенного метода

Параметр оценки	Метод на основе анализа контура	Метод утоньшения линий папиллярного узора
Среднее ускорение	1,41	1,20
Минимальное ускорение	1,15	1,08
Максимальное ускорение	1,49	1,52

При проведении сравнительного анализа отмечены некоторые недостатки эталонных алгоритмов, которые могут быть устранены с применением предложенного метода. При использовании подхода на основе метода утоньшения возможно появление шипов на изображении, где линия гребня на бинарном изображении отпечатка пальца имеет неровную границу. Благодаря введению в предлагаемый алгоритм параметров ($t_{дг}$ и $t_{шг}$) удалось решить эту проблему. Метод, в основе которого лежит анализ гребня, имеет существенный недостаток. Так, при отнесении точки контура к классу точек разветвлений и окончаний учитывается только информация о направлении следования

контура в некоторой области. Это может привести к формированию ложной точки разветвления на участке гребня с большой кривизной. В предложенном методе при формировании точки разветвления учитывается структура всего гребня, а не участка контура.

Таким образом, предложенный метод выделения локальных особенностей отпечатка пальца превосходит по быстродействию методы, применяемые на практике (имея при этом сравнимую с ними точность при нахождении точек разветвлений и окончаний). Решены проблемы некоторых алгоритмов по выделению локальных особенностей отпечатка пальца, в результате работы которых могут быть получены ложные точки разветвлений и окончаний. Предложенный алгоритм может быть применен для нахождения особых точек на бинарном изображении отпечатка пальца.

Литература

1. *Maltoni D., Maio D., Jain A.K., Prabhakar S.* Handbook of Fingerprint Recognition. – 2-nd Ed. – 2009. – 494 p.
2. *Харари Ф., Палмер Э.* Перечисление графов. – М.: Мир, 1977. – 279 с.
3. *Shi Z., Govindaraju V.* A chaincode based scheme for fingerprint feature extraction // Pattern Recognition Letters. – 2006. – Vol. 27, N 5. – P. 462–468.
4. *Lam L., Seong-Whan Lee, Ching Y. Suen.* Thinning methodologies-a comprehensive survey // IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence. – 1992. – Vol. 14, N 9, September. – P. 879.
5. *Arcelli C., Bija G.S.D.* A width independent fast thinning algorithm // IEEE Transactions on Pattern Analysis Machine Intelligence. – 1984. – Vol. 4, N 7. – P. 463–474.
6. *Сотников А.В., Туркин А.В.* Система биометрической идентификации по локальным особенностям отпечатков пальцев // Изв. вузов. Электроника. – 2007. – № 2. – С. 60–67.

Статья поступила
после доработки 22 августа 2011 г.

Туркин Андрей Владимирович – инженер-электроник НИИ вычислительных средств и систем управления МИЭТ. *Область научных интересов:* биометрические системы безопасности, цифровая обработка изображений, распознавание образов.
E-mail: turkin@olvs.miee.ru

Информация для читателей журнала «Известия высших учебных заведений. Электроника»

Вы можете оформить подписку на 2012 г. в редакции с любого номера.
Стоимость одного номера – 800 руб. (с учетом всех налогов и почтовых расходов).
Адрес редакции: 124498, Москва, Зеленоград, проезд 4806, д. 5, МИЭТ, комн. 7232.
Тел./факс: 8-499-734-62-05. E-mail: magazine@miee.ru
<http://www.miet.ru/structure/s/894/e/12152/191>

Оценка качества обработки изображения линейного многошириного штрихового кода на этапах демодуляции

И.И. Михайлов

Национальный исследовательский университет «МИЭТ»

Рассмотрены этапы алгоритма автоматической демодуляции искаженных изображений линейного многошириного штрихового кода. Для оценки работы алгоритма демодуляции на каждом этапе введены критерии качества и обобщенный показатель качества демодуляции, определяющий эффективность алгоритма в целом.

Ключевые слова: обработка изображений, пороговая обработка, шум, расфокусировка, фильтрация.

При создании программных продуктов для считывания линейных многошириных штриховых кодов необходимо обеспечить точность определения границ элементов с допустимой погрешностью. В известных алгоритмах демодуляции [1–3] для выделения границ элементов широко используется метод Марра.

В настоящей работе с целью повышения качества автоматической демодуляции искаженных изображений линейных многошириных штриховых кодов разработана стратегия демодуляции, включающая предварительные этапы, направленные на подавление шумов и расфокусировки изображений, и этап адаптивного поиска границ элементов с субпиксельной точностью. В ходе разработки алгоритма введены критерии качества изображения многошириного штрихового кода, получаемого на каждом из этапов автоматической демодуляции: подавление шумов; подавление расфокусировки; адаптивный поиск границ с субпиксельной точностью.

Для оценки качества работы алгоритма демодуляции разработана тестовая модель линейного многошириного штрихового кода Code128 с модулем 3 пикселя и закодированной последовательностью 33 34 37 64 21 13 61 35 60 82 62 (рис.1). Такая последовательность выбрана с целью максимального взаимного влияния черных и белых элементов кода в условиях искажений. На основе тестовой модели создана искусственная база кодов с искажениями, включающими:

- гауссов шум, характеризуемый плотностью вероятностей $P(I)$ случайной величины яркости I :

$$P(I) = \frac{1}{b\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{I^2}{2b^2}},$$

где b – среднеквадратичное отклонение (СКО) шума, $b \in [0; 200]$;



Рис.1. Тестовая модель линейного многошириного штрихового кода Code128 с закодированной последовательностью 33 34 37 64 21 13 61 35 60 82 62

- гауссов фильтр низких частот (ГФНЧ):

$$h(n) = e^{-\frac{n^2}{2\sigma^2}},$$

где n – номер отсчета; σ – коэффициент нерезкости, определяющий степень расфокусировки профиля, $\sigma \in [0; 3,2]$.

Ввиду того что линейные коды не содержат информации по высоте элементов, при работе алгоритма демодуляции используется обработка данных на основе профиля кода, представляющего собой одномерную функцию распределения яркости вдоль линии, поперечной штрихам.

Оценка «контраста профиля» штрихового кода на этапе подавления шумов. В качестве критерия оценки подавления шумов на изображении штрихового кода выбран параметр – контраст профиля:

$$K = \frac{\bar{I}_{\max} - \bar{I}_{\min}}{255} \cdot \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (1)$$

где \bar{I}_{\max} и \bar{I}_{\min} – среднее значение яркости белых и черных элементов, I_{\max} и I_{\min} – максимальное и минимальное значение яркости на профиле штрихового кода соответственно.

В случае зашумленного изображения штрихового кода, когда значения яркости элементов кода отличаются от идеальных (0 и 255), параметр $K < 1$ за счет влияния нормировочного коэффициента в формуле (1).

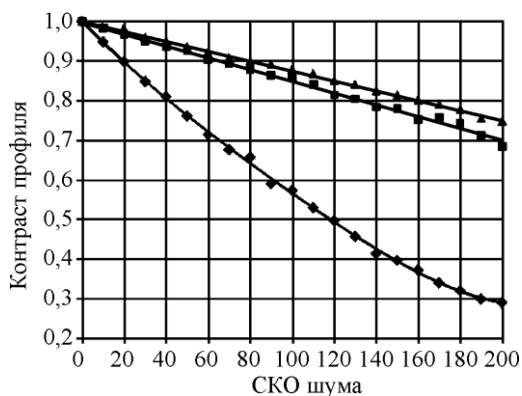


Рис. 2. Зависимость контраста профиля тестовой модели штрихового кода от СКО шума:

◆ – линейный фильтр; ■ – медианный фильтр; ▲ – ранговый фильтр

Применение критерия K позволило оценить качество обработки зашумленных изображений линейных штриховых кодов при использовании фильтров различных типов [4]. Наиболее эффективными оказались нелинейные фильтры, в частности ранговый фильтр [5], длиной 9 элементов с оптимальными пороговыми коэффициентами $T_1 = 8$, $T_2 = 14$, $T_3 = 25$, $T_4 = 72$.

На рис. 2 приведены результаты работы фильтров при подавлении гауссова шума с СКО в диапазоне $[0; 200]$, показывающие преимущества ранговой фильтрации.

Оценка качества фильтрации на этапе подавления расфокусировки. Для анализа качества фильтрации расфокусированного профиля штрихового кода использована гистограмма распределения перепадов яркости [6].

Градации перепадов яркости на гистограмме распределяются по трем условным группам. Первая группа k_1 имеет явные признаки перепадов яркости при ложных элементах кода. Перепады второй группы k_2 можно отнести как к ложным, так и к действительным элементам кода. В третьей группе k_3 находятся перепады с явными признаками перепадов яркости при действительных элементах кода. Каждая группа характеризуется числом в виде отношения количества перепадов в группе n_i к общему количеству перепадов $N_{\text{общ}}$, включающему как перепады при действительных элементах,

так и при ложных элементах кода: $k_i = \frac{n_i}{N_{\text{общ}}}$.

За показатель качества фильтрации принимается центр масс, вычисленный для всех значений перепадов яркости в группах k_2 и k_3 (ложные перепады яркости группы k_1 исключаются из рассмотрения):

$$r = \frac{\sum_j N_j \cdot j}{\sum_j N_j} \rightarrow 255. \quad (3)$$

Здесь j – значение перепада яркости в гистограмме; N_j – количество перепадов яркости со значением j .

Показатель качества фильтрации определяет стремление к идеальному случаю – профилю, содержащему только черные и белые элементы.

В таблице представлены результаты оценки работы фильтров [6] по критерию (2).

Распределение перепадов яркости в группах после применения фильтров к профилю тестовой модели при различных значениях коэффициента нерезкости

Коэффициент нерезкости, σ	Гауссов фильтр высоких частот				Инверсный фильтр				Фильтр на основе восстанавливающих масок			
	k_1	k_2	k_3	r	k_1	k_2	k_3	r	k_1	k_2	k_3	r
1,5	0,3281	0,3281	0,3438	171,5	0,4625	0,05	0,4875	242,5	0	0,7209	0,2791	186,8
1,7	0,3281	0,4453	0,2266	193,1	0,3768	0,3406	0,2826	227,3	0	0,9767	0,0233	148,8
2,0	0,1569	0,7843	0,0588	178,1	0,2951	0,2787	0,4262	205,0	0	0,7210	0,2791	240,5
2,2	0,1042	0,8333	0,0625	163,2	0,1569	0,7843	0,588	152,6	0	0,7209	0,2791	214,0
2,5	0	0,7209	0,2791	131,0	0,1569	0,7353	0,1078	151,0	0,3723	0,1752	0,4526	250,5
2,7	0	0,7273	0,2727	100,3	0,0652	0,8478	0,0870	148,2	0,2182	0,0182	0,7636	232,5
3,0	0	0,6250	0,3750	93,1	0	0,8953	0,1047	126,4	0,0851	0,6596	0,2553	163,7
3,2	0	0,6250	0,3750	86,0	0	0,8750	0,1250	124,5	0,2712	0,5254	0,2034	144,4

По показателю качества фильтрации наилучшие результаты среди рассмотренных фильтров получены при использовании фильтра на основе восстанавливающих масок [6].

Гистограммы распределения перепадов яркости расфокусированного профиля с коэффициентом нерезкости $\sigma = 2,7$ до и после обработки фильтрами представлены на рис.3. Ложные перепады яркости, возникающие в результате фильтрации при использовании восстанавливающих масок (рис.3,з), лежат в левой части гистограммы и могут быть легко устранены в ходе дальнейшей обработки.

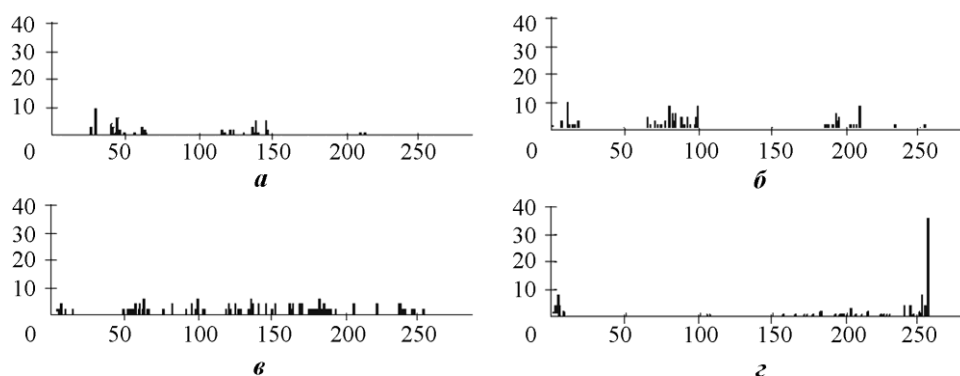


Рис.3. Гистограммы распределения перепадов яркости тестовой модели профиля штрихового кода с коэффициентом нерезкости $\sigma = 2,7$: а – исходная; б – после обработки ГФВЧ; в – после обработки инверсным фильтром; з – после обработки фильтром на основе восстанавливающих масок

Критерий определения границ элементов кода при адаптивном поиске. Адаптивный поиск границ элементов кода [4] проводится путем вычисления яркости в скользящем окне для центрального перепада. Окно захватывает 13 перепадов яркости (две буквы кода). Порог бинаризации для каждого перепада яркости будет равен:

$$\bar{I}' = \begin{cases} I'_{\max} - (I'_{\max} - \bar{I}) \frac{I'_{\max} - \bar{I}}{\bar{I} - I'_{\min}}, & \text{при } \bar{I} \geq \frac{I'_{\max} + I'_{\min}}{2}; \\ I'_{\min} + (\bar{I} - I'_{\min}) \frac{\bar{I} - I'_{\min}}{I'_{\max} - \bar{I}}, & \text{при } \bar{I} < \frac{I'_{\max} + I'_{\min}}{2}, \end{cases} \quad (4)$$

где I' – яркость экстремумов при перепаде; \bar{I} – средняя яркость, получаемая как:

$$\bar{I} = \frac{I_{\max} + I_{\min}}{2}.$$

Граница элемента находится путем вычисления координаты точки пересечения порога бинаризации \bar{I}' , рассчитанного в соответствии с (3) с прямой, соединяющей два соседних пиксела:

$$B = \frac{(j+1) \cdot I(j) - j \cdot I(j+1) - \bar{I}'}{I(j) - I(j+1)}.$$

Критерий ошибки определения буквы кода. В качестве критерия принимается минимальное значение квадрата расстояния (евклидово расстояние) между буквами в алфавите кода, нормированное на длину буквы:

$$\rho^2(x, y) = \frac{1}{l} \sum_{i=1}^l (x_i - y_i)^2,$$

где x_i, y_i – ширины элементов двух сравниваемых букв X и Y из алфавита кода; l – длина буквы кода.

Допустимой ошибкой при корректной демодуляции букв кода будет $\varepsilon < \varepsilon_{\max} = \frac{\rho^2}{2}$.

Для алфавита Code128 получим $\varepsilon < \frac{1}{6}$.

Предложенный критерий допустимой ошибки позволяет выявить преимущества метода адаптивного поиска границ элементов линейного штрихового кода по сравнению с используемым при определении границ элементов кода методом Марра (рис.4).

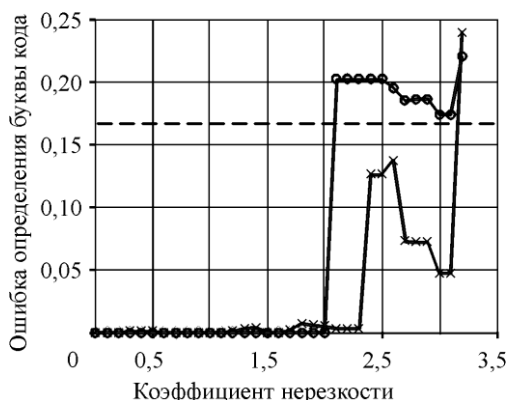


Рис.4. Зависимость ошибки определения буквы кода от коэффициента нерезкости при поиске границ элементов кода: × – адаптивный метод; o – метод Марра; --- допустимая ошибка

Обобщенный показатель качества демодуляции. Качество демодуляции можно описать кривыми, ограничивающими область декодирования параметрами искажения кода: СКО шума и коэффициента нерезкости. Для описания качества демодуляции выбран обобщенный показатель – произведение площади под кривой демодуляции, максимальных значений СКО шума и коэффициента нерезкости: $S \cdot b_{\max} \cdot \sigma_{\max}$.

На рис.5 показаны результаты демодуляции с использованием перечисленных критериев и результаты демодуляции фирмы «Barcode Vision». По обобщенному показателю качества демодуляции предлагаемый алгоритм автоматической демодуляции превосходит ПО фирмы «Barcode Vision» в $170500 / 5166 = 33$ раза.

Разработанные критерии для каждого этапа демодуляции линейного многошириного штрихового кода позволяют проводить анализ эффективности работы применяемых фильтров, выбрать оптимальные и оценить качество разработанной стратегии автоматической демодуляции.

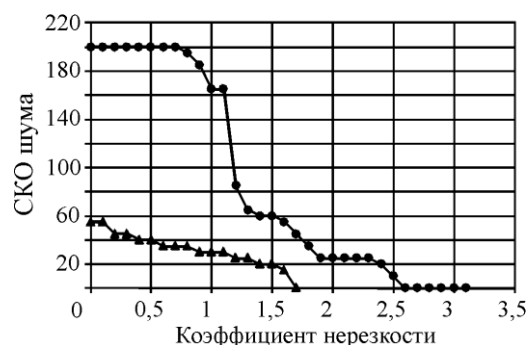


Рис.5. Результаты тестирования разработанного алгоритма демодуляции (●) и ПО фирмы «Barcode Vision» на тестовой базе штриховых кодов (▲)

Литература

1. *Kongqiao Wang, Yanming Zou, Hao Wang.* Bar code reading from images captured by camera phones // Mobile Technology, Applications and Systems: 2-nd Intern. Conf. (Guangzhou, 2005). – 2005. – P. 6.
2. *Kongqiao Wang, Yanming Zou, Hao Wang.* 1D bar code reading on camera phones // Intern. J. of Image and Graphics. – 2007. – Vol. 7. – N 3. – P. 529–550.
3. *Ортюков С.И.* Распознавание символов двумерного стекового штрихового кода PDF417 на изображениях низкого качества при наличии помех и искажений различного рода // Вестник компьютерных и информационных технологий. – 2007. – Вып. 4. – С. 22–26.
4. *Михайлов И.И.* Обработка размытых и зашумленных изображений линейных многоширинных штриховых кодов // Вопросы оборонной техники. Сер. 9. Специальные системы управления, следящие приводы и их элементы: сб. – 2010 – Вып. 3(244)–4(245). – С. 65–70.
5. *Mikhaylov I.* Using rank filters to reduce noise on linear barcode images // Interactive Systems: Problems of Human-Computer Interaction: VIII Intern. Scien. and Techn. Conf. (Russia, Ulyanovsk, USTU, Sep. 2009). – 2009. – P. 374–382.
6. *Михайлов И.И.* Анализ методов частотной фильтрации расфокусированных изображений штрихового кода // Российская конф. аспирантов, студентов и молодых ученых ИВТ-2010: сб. науч. тр. / Под ред. В.Н. Негоды. – Ульяновск: УлГТУ, 2010. – С. 354–360.

Статья поступила 15 августа 2011 г.

Михайлов Игорь Игоревич – аспирант кафедры систем автоматического управления и контроля в микроэлектронике МИЭТ. *Область научных интересов:* цифровая обработка сигналов, машинное зрение. **E-mail: skink@list.ru**

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ РАДИОЭЛЕКТРОННЫЕ УСТРОЙСТВА

УДК 621.317.791

Многофункциональный характериограф для экспресс-анализа радиоэлектронной аппаратуры

Н.В. Воробьев, О.В. Петров

Национальный исследовательский университет «МИЭТ»

Рассмотрены особенности построения многофункционального характериографа для экспресс-анализа радиоэлектронной аппаратуры. Описан принцип визуализации характеристик исследуемых компонентов электронных схем. Представлены возможные схемы реализации отдельных узлов характериографа. Предложен вариант расширения функциональных возможностей характериографа за счет использования цифровой схемы обработки.

Ключевые слова: характериограф, вольт-амперная характеристика, реперная точка, транзистор, диод.

Контроль пригодности радиоэлектронного компонента осуществляется на основе анализа его статических и динамических характеристик и параметров. Во многих случаях такие характеристики не публикуются, а производители ограничиваются приведением дискретных параметров в ограниченном числе точек (например, входной ток $I_{вх}^0$ при входном напряжении $U_{вх}^0$, соответствующем логическому нулю).

Для наблюдения характеристик электронных компонентов используются характериографы [1, 2]. Характериограф – прибор, предназначенный для наблюдения и исследования статических, динамических и частотных характеристик радиоэлектронных компонентов, узлов и устройств. Существуют характериографы (например, отечественные ПНХТ-1, ПНХТ-2, Л2-56 или зарубежные ET-100 KR, 4200-SCS Keithley [3]), позволяющие наблюдать амплитудно-частотные и фазо-частотные характеристики, переходные процессы, частотный спектр сигналов, статические вольт-амперные и амплитудные характеристики компонентов. Однако эти образцы являются сложным, специализированным и дорогостоящим оборудованием. Многие инженерные задачи легко реализовываются на интегральных схемах любой степени интеграции и на дискретных радиокомпонентах. Цель данной работы – показать возможность построения многофункционального характериографа для экспресс-анализа на простой элементной базе, не уступающего по своим функциональным возможностям существующим аналогам.

Все электронные компоненты можно разбить на следующие классы:

- двухполосники (полупроводниковые диоды, стабилитроны, свето- и фотодиоды, терморезисторы);
- трехполосники (биполярные транзисторы со структурами $p-n-p$ и $n-p-n$, полевые транзисторы с каналами p - и n -типа);

© Н.В. Воробьев, О.В. Петров, 2012

- четырехполюсники (двухзатворные полевые транзисторы);
- n -полюсники (при $n \geq 5$).

Большая номенклатура компонентов и широкий диапазон их рабочих напряжений и токов неоправданно усложняют коммутационный блок подключения исследуемого компонента, поэтому предлагается рассматривать каждый как двухполюсник с возможностью подачи соответствующего параметрического сигнала.

Рассмотрим принцип визуализации ВАХ полупроводникового диода $I_d = f(U_d)$ (как пример двухполюсника) [1]. Последовательно с полупроводниковым диодом соединяют измерительный резистор $R_{изм}$, на котором создается падение напряжения $U_{изм}$, пропорциональное току I_d , протекающему через диод. Это напряжение является значением характеристики по оси Y , а по оси X – напряжение U_d на диоде. Таким образом на экране формируется ВАХ диода $I_d = f(U_d)$.

При использовании осциллографа в качестве индикатора $U_{изм}$ поступает через дифференциальный измерительный усилитель на вход Y осциллографа, а U_d – на вход X .

Для визуализации изображения на жидкокристаллическом дисплее необходимо сопоставлять значения напряжений соответствующим координатам светящихся точек на дисплее.

Использование характериографов для параметрических измерений требует наличия масштабной экранной сетки или формирования реперных точек с возможностью перемещения по экрану индикатора и измерения их координат. Реперная точка устанавливается в нужном месте характеристики, что позволяет получить числовые значения тока и напряжения в любой ее точке. Использование масштабной сетки, нанесенной на экран механическим способом, имеет существенный недостаток: отображаемая на экране характеристика смещается по экрану из-за дрейфа усилительных схем. Это вносит соответствующие искажения в точность снятия показаний при работе с отображаемыми характеристиками, особенно при их масштабировании. Указанный недостаток легко может быть преодолен, если масштабная сетка, реперные точки и отображаемая характеристика формируются как единое целое.

На рис.1 показана картина, наблюдаемая на экране характериографа при визуализации четырех выходных характеристик биполярного транзистора $n-p-n$ -типа в схеме с общим эмиттером для четырех значений тока базы, который рассматривается как параметр семейств выходных характеристик.

Рассмотрим принцип визуализации характеристики полупроводникового компонента, масштабной сетки и реперных точек как единого целого.

Простейшая масштабная сетка имеет шесть линий: $U_Y = -U$, $U_X = var$; $U_Y = 0$, $U_X = var$; $U_Y = +U$, $U_X = var$; $U_X = -U$, $U_Y = var$; $U_X = 0$, $U_Y = var$; $U_X = +U$, $U_Y = var$, где var – выходное напряжение генератора пилообразного напряжения.

Развертка во времени напряжений U_Y и U_X представлена на рис.2.

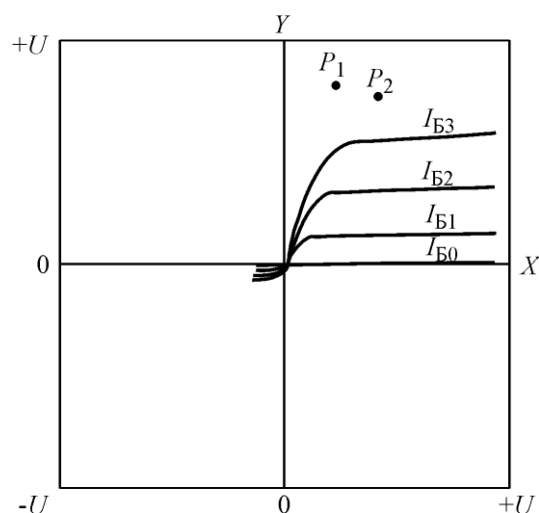


Рис.1. Выходные характеристики биполярного транзистора $n-p-n$ -типа

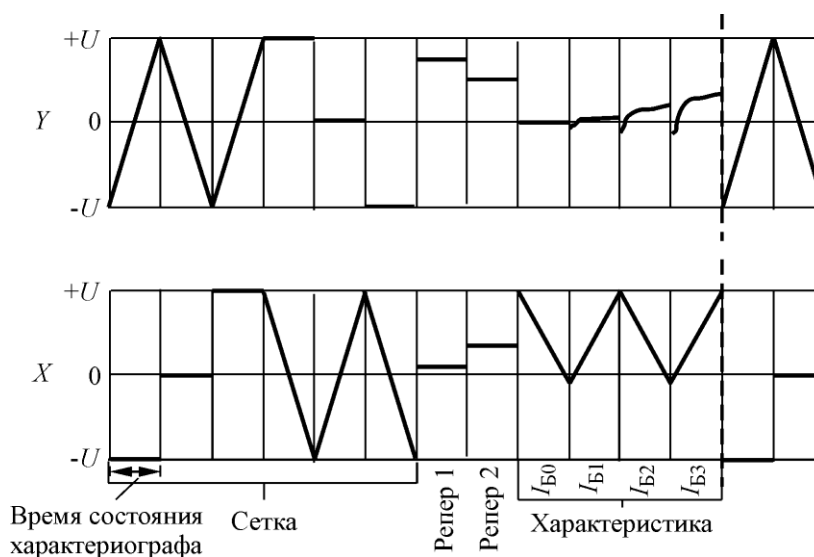


Рис.2. Временная развертка значений напряжений U_Y и U_X , соответствующих координатам на экране характернографа

Для формирования пилообразного напряжения используют классическую схему генератора [4]. Время формирования одного элемента (время состояния характернографа) (см. рис.2) равно половине периода формирования пилы генератором, а количество состояний характернографа – двенадцати (в простейшем случае). Учитывая, что для комфортной работы с изображением на экране частота обновления кадра должна быть больше или равна 24 Гц, получаем значение периода T генератора пилообразного напряжения: $6T = 1/24$ с, или $T \approx 7$ мс. Соответственно частота f генератора должна быть не менее 144 Гц, а двенадцать состояний характернографа задаются с помощью двоичного счетчика. Выходы четырех разрядов счетчика используются как адресные переменные для мультиплексов, коммутирующих напряжения U_Y и U_X , формирующих общую картину на экране.

Особенность характернографа заключается в том, что все виды характеристик предлагается реализовывать как характеристики двухполюсников и внешним подключением подавать на параметрический вход исследуемого компонента четыре дискретных значения параметра (например, ток базы биполярного $n-p-n$ -транзистора: $I_B = 0$; $I_B = I_{B1}$; $I_B = 2I_{B1}$; $I_B = 3I_{B1}$). Изменяя переключателем значение I_{B1} , легко обеспечить наблюдение характеристик разных типов транзисторов в широком диапазоне токов.

Анализ номенклатуры электронных компонентов показывает, что достаточно реализовать следующие ступенчато изменяемые параметры: втекающий ступенчатый ток при напряжении на нагрузке не менее +6 В, вытекающий – при напряжении на нагрузке не менее –6 В, положительное ступенчатое напряжение при токе нагрузки не менее 10 мА, отрицательное – при токе нагрузки не менее 10 мА.

Кроме указанных ступенчатых воздействий, необходимо предусмотреть, как минимум, один регулируемый источник напряжения в диапазоне от –12 В до +12 В для задания статического параметра четырехполюсника (например, для двухзатворного полевого транзистора, причем на один затвор подается ступенчато изменяющееся напряжение, а на втором затворе – фиксированный, но изменяемый потенциал). При необходимости этот же источник напряжения можно использовать как генератор тока, добавив внешние резисторы.

На рис.3 приведена схема одной из возможных реализаций генератора ступенчатого втекающего и вытекающего тока. Прецизионные резисторы $R-3R$ образуют делители напряжения, на которые подаются стабилизированные напряжения $+12$ В и -12 В. Формирование ступеней тока обеспечивается электронным коммутатором, выполненным на универсальном мультиплексоре 590КН3 (сдвоенный мультиплексор $MS\ 4 \rightarrow 1$ с общей адресной частью). Эта интегральная схема для наглядности показана в развернутом функциональном виде. Уровни ступеней токов I_+ и I_- обеспечиваются переключаемыми резисторами. Резисторы, показанные штриховыми линиями, служат для фиксации потенциала неинвертирующих входов операционных усилителей при невыбранном мультиплексоре (когда все ключи Кл0...Кл3 закрыты). Величина этого резистора должна быть существенно больше $6R$ и определяться требуемой точностью реализации величины ступени I_{B1} .

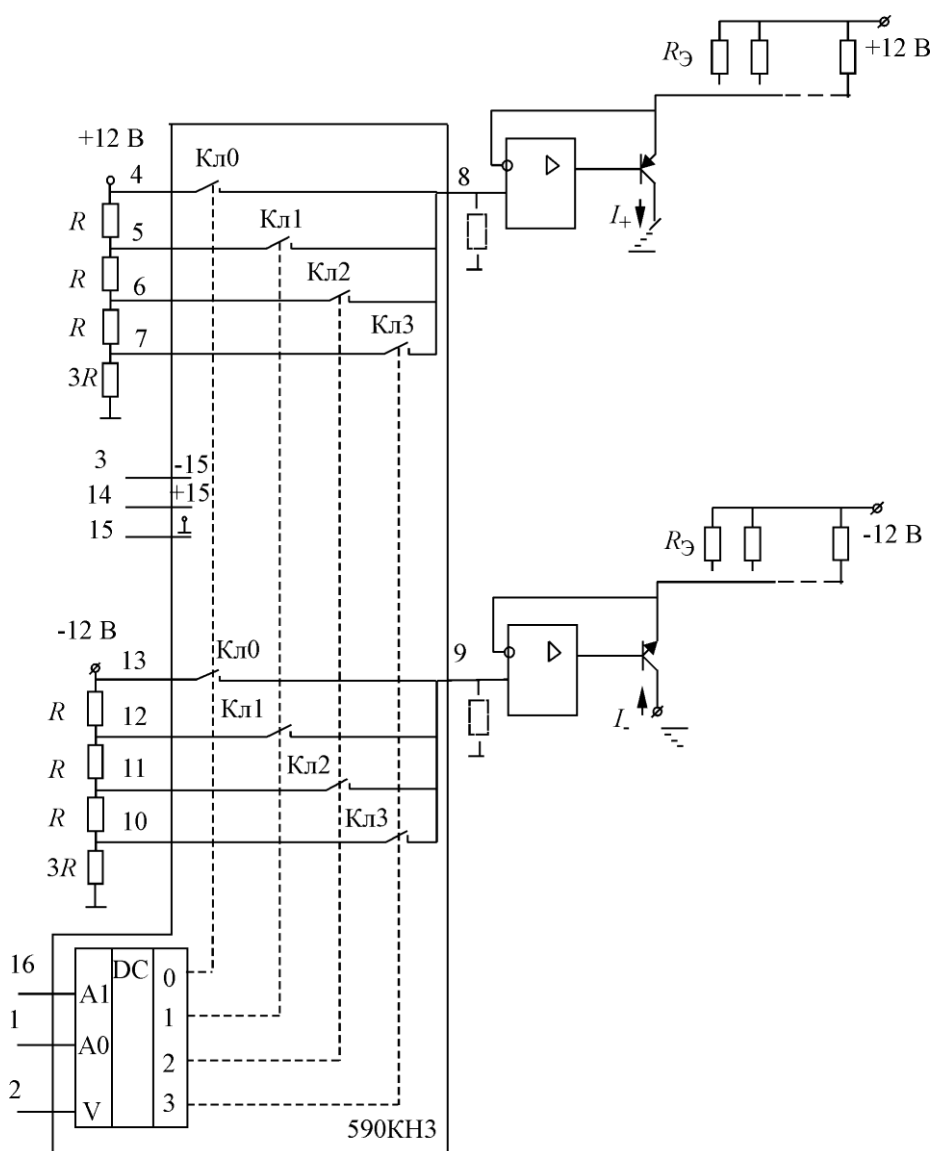


Рис.3. Схема одной из возможных реализаций генератора ступенчатого втекающего и вытекающего тока

На рис.4 приведена схема одной из возможных реализаций генератора ступенчатых положительных и отрицательных напряжений. Реализация и принцип работы имеют много общего со схемой, представленной на рис.3.

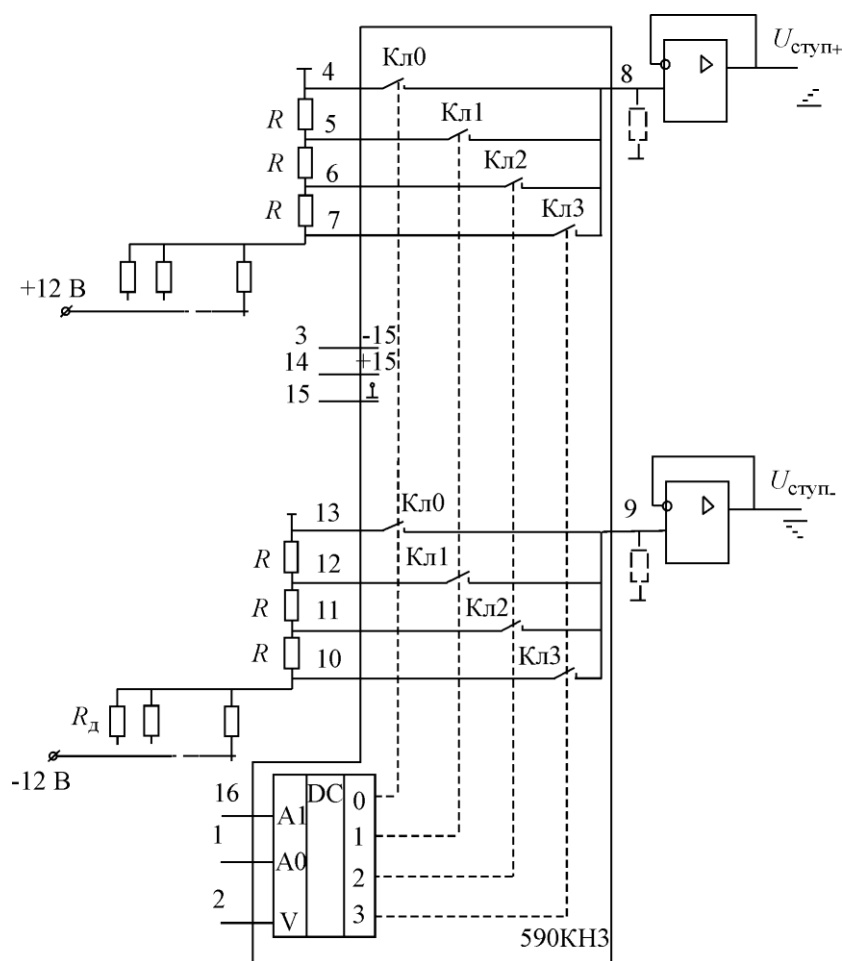


Рис.4. Схема одной из возможных реализаций генератора ступенчатых положительных и отрицательных напряжений

Для автоматической обработки и хранения характеристик можно использовать дополнительную схему обработки данных, подключаемую непосредственно к линиям U_Y и U_X характериографа.

Задачи, решаемые схемой обработки, следующие: измерение координат реперных точек; вычисление числовых параметров; хранение в энергонезависимой памяти ВАХ исследуемых компонентов; связь с персональным компьютером и передача сохраненных данных.

В схему обработки данных входят: АЦП, микроконтроллер, постоянное запоминающее устройство для хранения результатов, интерфейс связи с внешними устройствами.

Напряжения U_Y и U_X (см. рис.2) оцифровываются средствами АЦП и передаются в память микроконтроллера. Цифровые коды напряжений U_Y и U_X хранятся в синхронизированных по времени массивах данных, где U_{Yi} и U_{Xi} соответствуют значениям U_Y и U_X в момент времени t_i .

При установлении реперных точек на экране характериографа в любом месте на ВАХ (рис.5) программа, заложенная в микроконтроллер, автоматически рассчитывает координаты реперных точек и по полученным данным определяет такие параметры и характеристики, как разность напряжений, разность токов, динамическое сопротивление, угол наклона характеристики (крутизну).

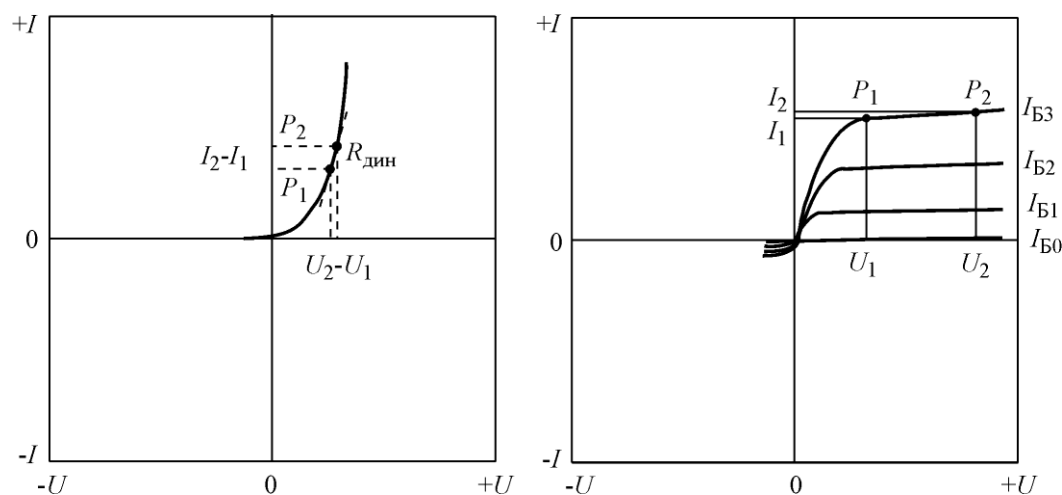


Рис.5. Изображение на экране характериографа после получения ВАХ

Для получения исследуемых параметров необходимо выставить реперные точки P_1 и P_2 (см. рис.5) на кривые ВАХ, после чего программа рассчитает значение динамического сопротивления по формуле

$$R_{\text{дин}} = \frac{U_2 - U_1}{I_2 - I_1} = \frac{\Delta U}{\Delta I},$$

где U_2, I_2 – значения напряжения и тока соответственно в точке P_2 ; U_1, I_1 – в точке P_1 .

Полученные результаты сохраняются в энергонезависимой памяти для последующего их исследования или передаются на персональный компьютер.

В схеме обработки и хранения результатов выделена область памяти, в которой организовано хранение данных изменения ВАХ радиоэлектронного устройства. Алгоритм работы схемы способен исследовать ВАХ как в отдельно взятое время, так и в течение некоторого его промежутка, что позволяет отслеживать изменения характеристик радиоэлектронного устройства и вычислять зависимости данных изменений. Данная функция является незаменимой, например, при исследовании полупроводниковых детекторов ионизирующего излучения. Исследователь имеет возможность отследить изменение ВАХ детектора под воздействием излучения по сохраненным данным с начала облучения.

Существует множество недорогих микроконтроллеров с многоканальными АЦП с высокой точностью и высокой частотой дискретизации, имеющих встроенные интерфейсы обмена, что сводит состав схемы обработки и хранения результатов характериографа к одному микроконтроллеру со схемой питания, который можно разместить непосредственно в корпусе характериографа.

Таким образом, использование характериографов многократно сокращает время, необходимое для измерения параметров испытуемых электронных компонентов без потери точности результата, позволяет наблюдать влияние внешних факторов на характе-

ристики компонентов, обеспечивает возможность представления результатов в виде бумажных протоколов или на электронных носителях, существенно облегчает решение задач, связанных с тестированием и испытаниями устройств, а также с обучением специалистов.

Предложенный вариант исполнения характеристики графа позволяет получать характеристики:

- произвольного двухполюсника;
- произвольной интегральной схемы (шесть различных типов, например $I_{\text{вх}} = f(U_{\text{вх}})$ – входная характеристика; $U_{\text{вых}} = f(U_{\text{вх}})$ – передаточная характеристика; $U_{\text{вх}} = f(U_{\text{вых}})$ – обратная передаточная характеристика; $I_{\text{вых}} = f(U_{\text{вых}})$ – выходная характеристика; $I_{\text{ип}} = f(U_{\text{вх}})$ – зависимость тока, потребляемого от источника питания, от входного напряжения; $I_{\text{ип}} = f(U_{\text{ип}})$ – зависимость тока, потребляемого от источника питания, от напряжения источника питания);
- биполярных транзисторов $p-n-p$ и $n-p-n$ -типов;
- полевых транзисторов с каналами p - и n -типа различных модификаций.

При использовании схемы обработки и хранения результатов можно автоматически обрабатывать характеристики, рассчитывать параметры, накапливать характеристики в базе данных.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы (ГК № П522).

Литература

1. Линн Д., Мейер Ч., Гамильтон Д. Анализ и расчет интегральных схем: пер. с англ. *под ред. Б.И. Ермолова*. – М.: Мир, 1969. – Ч. 1. – 370 с.
2. Иноземцев В. Характериограф для транзисторов // Радио. – 1990. – № 12. – С. 78, 79.
3. Афонский А.А., Дьяконов В.П. Приборы компании Keithley Instruments для исследования полупроводниковых приборов и систем // Контрольно-измерительные приборы и системы. – 2009. – № 1. – С. 30–36.
4. Титце У., Шенк К. Полупроводниковая схемотехника: пер. с нем. *под ред. А.Г. Алексенко*. – М.: Мир, 1982. – 512 с.

Статья поступила
28 апреля 2011 г.

Воробьев Николай Васильевич – кандидат технических наук, профессор кафедры вычислительной техники МИЭТ. *Область научных интересов:* схемотехника устройств вычислительной техники и систем управления, автоматизация технологического оборудования, фотоэлектрические измерительные преобразователи, датчик и преобразователи первичной информации.

Петров Олег Владимирович – соискатель кафедры вычислительной техники. *Область научных интересов:* схемотехника устройств вычислительной техники и систем управления, моделирование, измерительные устройства. **E-mail:** petrovvl@mail.ru

Метод снижения влияния боковых лепестков шумоподобных сигналов в радиолокационных системах с синтезированием апертуры антенны

Г.Э. Широ

Национальный исследовательский университет «МИЭТ»

Е.Г. Широ

ООО «Фрискейл Семикондактор» (г. Москва)

Предложен метод снижения влияния боковых лепестков при сжатии шумоподобных сигналов типа M -последовательностей. Метод основан на усреднении сигналов-откликов от ряда циклических сдвинутых M -последовательностей.

Ключевые слова: радиолокация, синтезированная апертура антенны, радиолокационное изображение.

В радиолокационных системах с синтезированной антенной (РСА) широкое применение находят зондирующие импульсы, модулированные шумоподобными сигналами (ШПС). Такой сигнал представляет собой псевдослучайную последовательность радиоимпульсов, каждый из которых кодирует «0» или «1». Наиболее распространенным способом кодировки является фазовая манипуляция, при которой «0» ставится в соответствие фаза импульса, равная 0, а «1» – π . После обработки фазовым детектором, снимающим сигнал с несущей частоты, остается комплексная огибающая (рис.1,а). После обработки согласованным фильтром сигнал приобретает вид, показанный рис.1,б. При этом коэффициент сжатия равен числу N , где N – число импульсов в последовательности, образующей сигнал [1].

Коэффициент сжатия ШПС-импульса по времени, равный N , характерен для любого типа ШПС. Вместе с тем эти сигналы существенно разнятся по виду сжатого сигнала, который в случае ШПС естественно назвать автокорреляционной функцией (АКФ). Важным для практического применения параметром АКФ является отношение амплитуд центрального лепестка к боковым. Для ШПС типа M -последовательностей это отношение примерно равно \sqrt{N} . Например, при $N = 15$ получим $\sqrt{N} = \sqrt{15} \approx 4$ (рис.1,б) [1].

Значительно лучшее значение этого параметра, а именно равное N , имеем для АКФ

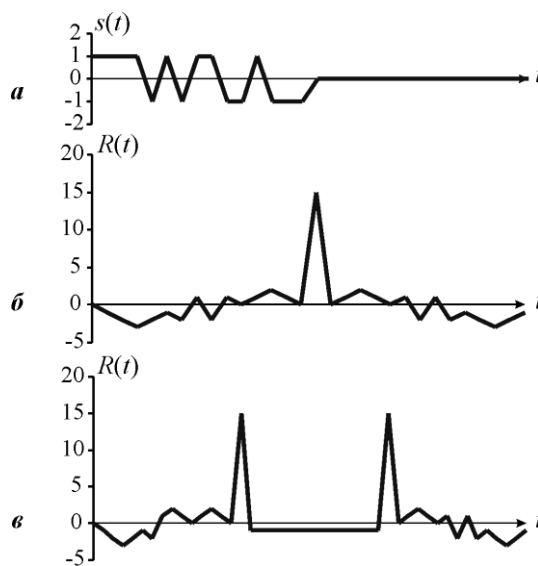


Рис.1. Шумоподобный сигнал $s(t)$ типа M -последовательности длиной $N = 15$ (а) и результаты обработки оптимальным фильтром в аperiodическом (б) и периодическом (в) режиме

M -последовательности в периодическом режиме, при котором в отличие от аperiodического одна и та же M -последовательность подается периодически более одного раза (рис.1,б). Значение амплитуды бокового лепестка при этом становится равным -1 (независимо от N). Периодический режим применяется в системах связи в схемах синхронизации, однако для РСА он неприемлем [2]. Вместе с тем для получения высококачественных радиолокационных изображений отношение центрального лепестка к боковому необходимо иметь не хуже N . В кодах Баркера [1] отношение амплитуд центрального лепестка к боковым равно N . К сожалению, коды Баркера весьма коротки, известны коды лишь для $N = 3, 4, 5, 7, 11, 13$. Для РСА такой длины недостаточно.

Характеристики ШПС типа M -последовательности. Хорошо изучены и применяются в радиолокационных системах и в системах связи ШПС типа M -последовательностей с большой длиной N прежде всего из-за простоты их генерации и благодаря приемлемым АКФ. Отношение центрального лепестка к боковым для M -последовательности в аperiodическом режиме примерно равно \sqrt{N} (см. рис.1,б) [1]:

$$\sigma_R = 0,4 \cdot \sqrt{N}, \quad m_{|R|} = 0,32 \cdot \sqrt{N},$$

$$R_{\max} = 0,7K 1,25 \cdot \sqrt{N}.$$

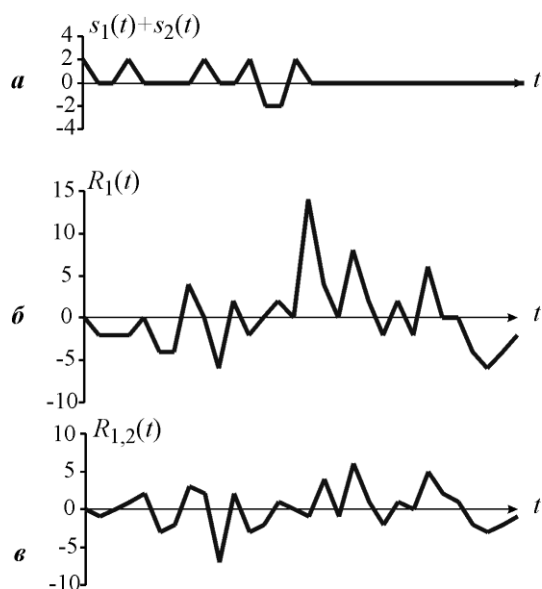


Рис.2. Использование шумоподобного сигнала в режиме кодового разделения: а – сигнал в виде двух M -последовательностей $s_1(t) + s_2(t)$; б – выделение одной из последовательностей $R_1(t)$; в – ВКФ последовательностей $R_{1,2}(t)$

Здесь σ_R – среднеквадратичное значение боковых лепестков R_i ; $m_{|R|}$ – среднее значение их модулей; R_{\max} – максимальное их значение.

Важное свойство ШПС и, в частности, M -последовательности – их способность работать в режиме кодового разделения: из смеси одной или нескольких M -последовательностей выделяется заданная (рис.2). Качество разделения M -последовательностей зависит от меры их некоррелированности, обычно задаваемой в виде взаимнокорреляционной функции (ВКФ). По аналогии с АКФ для ВКФ имеем [1] $\sigma_R = 0,73 \cdot \sqrt{N}$; $m_{|R|} = 0,56 \cdot \sqrt{N}$;

$$R_{\max} = 2,1K 3,5 \cdot \sqrt{N}.$$

Метод снижения влияния боковых лепестков при сжатии ШПС-сигналов типа M -последовательностей, основанный на усреднении по циклически сдвинутым сигналам. Существенным недостатком M -последовательностей являются боковые лепестки, максимальное значение которых примерно равно $1/\sqrt{N}$ от центрального лепестка. В системе РСА этот недостаток может быть снижен за счет усреднения по сигналам, обрабатываемым на этапе сжатия по азимуту. В [2] предлагается такое усреднение проводить методом чередования типов M -последовательностей при выработке последовательности зондирующих импульсов. Это становится особенно важным, если импульсы-отклики от соседних зондирующих импульсов перекрываются по времени. В этом случае разделение информации осуществляется в соответствии с ВКФ чередующихся типов M -последовательностей.

Как видно из рис.3, по мере накопления сжатых по дальности импульсов-откликов боковые лепестки АКФ различных M -последовательностей усредняются по закону суммирования среднеквадратичных отклонений. В примере усреднение проведено по двум различным M -последовательностям. На практике применение данного метода усреднения ограничено, так как число типов различных M -последовательностей невелико: для M -последовательности с $N = 2^r - 1$ число типов определяется числом неприводимых многочленов r -го порядка. Например, для $r = 11$ их всего 173 [1]. Коэффициент усреднения $\sqrt{173}$ оказывается недостаточным для РСА высокого разрешения.

В настоящей работе предлагается метод более эффективного подавления влияния боковых лепестков АКФ при сжатии типа M -последовательностей, применяемый в РСА высокого разрешения. Метод заключается в использовании одной M -последовательности, циклически сдвигаемой на один шаг. Таким образом реализуется усреднение по N последовательностям.

Известно [3], что суммирование N вариантов АКФ, полученных сжатием N копий одной и той же M -последовательности, циклически сдвигаемой на $0, 1, 2, \dots, N-1$ шагов, приводит результирующую АКФ к виду, соответствующему периодическому режиму (см. рис.1,в). При этом результирующее значение усредненного бокового лепестка оказывается равным $1/N$, что существенным образом улучшает качество получаемых радиолокационных изображений.

Проиллюстрируем принцип действия предлагаемого метода на M -последовательности длиной $N = 7$. Например (0111001) или $(-1, +1, +1, +1, -1, -1, +1)$. Последовательность импульсов сигнала обозначим $(1, 2, 3, 4, 5, 6, 7)$, соответствующую опорную функцию (a, b, c, d, e, f, g) .

В периодическом режиме результат сжатия для главного лепестка будет иметь следующий вид:

Сигнал	1	2	3	4	5	6	7	$\frac{1}{1}$	2	3	4	$\frac{5}{1}$	$\frac{6}{1}$	7
	-1	+1	+1	+1	-1	-1	+1	1	+1	+1	+1	1	1	+1
Опорная функция	a	b	c	d	e	f	g							
Почленное умножение	$1 \cdot a$	$2 \cdot b$	$3 \cdot c$	$4 \cdot d$	$5 \cdot e$	$6 \cdot f$	$7 \cdot g$							
Суммирование	7													

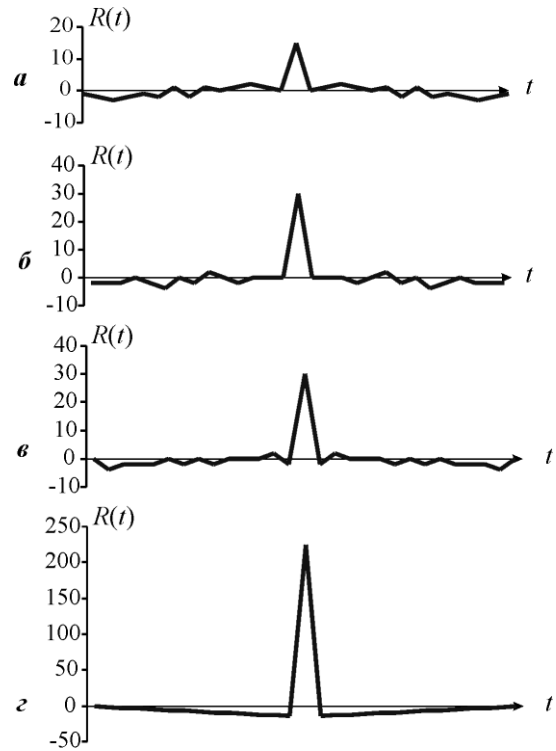


Рис.3. Уменьшение боковых лепестков АКФ $R(t)$ M -последовательности: а – АКФ одной M -последовательности с $N = 15$; б – АКФ, усредненная по двум различным M -последовательностям; в – АКФ, усредненная по исходной M -последовательности и по циклически сдвинутой на $N/2-1 = 7$ тактов; г – АКФ, усредненная по исходной M -последовательности и по циклически сдвинутой на $1, 2, \dots, N-1$ тактов

R_0	
-------	--

Для первого бокового R_1 (сдвиг сигнала на 1 такт), также как и для пяти последующих (сдвиг на 2–6 тактов), получим

Сигнал	1	2	3	4	5	6	7	1	2	3	4	5	6	7	
Опорная функция		a	b	c	d	e	f	g							
Почленное умножение		$2 \cdot a$, -1	$3 \cdot b$, +1	$4 \cdot c$, +1	$5 \cdot d$, -1	$6 \cdot e$, +1	$7 \cdot f$, -1	$1 \cdot g$, -1							
Суммирование R_1	-1														

Отношение амплитуд главного лепестка к боковому равно N .

Рассмотрим 7 циклически сдвинутых последовательностей, полученных из исходной, и свернем их с аналогичными опорными функциями. Главные лепестки будут получены при совпадении таковых:

$$\begin{array}{llll}
 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7; & 7, 1, 2, 3, 4, 5, 6; & \dots; & 2, 3, 4, 5, 6, 7, 1; \\
 a, b, c, d, e, f, g; & g, a, b, c, d, e, f; & & b, c, d, e, f, g, a.
 \end{array}$$

После почленного перемножения и суммирования получим $7; 7; \dots 7$. После накопления $7 \cdot 7 = 49$, т.е. $\sum R_0 = N^2$.

Первые боковые лепестки:

$$\begin{array}{llll}
 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7; & 7, 1, 2, 3, 4, 5, 6; & \dots & 2, 3, 4, 5, 6, 7, 1; \\
 a, b, c, d, e, f, g; & g, a, b, c, d, e, f; & & b, c, d, e, f, g, a.
 \end{array}$$

После почленного умножения, суммирования и накопления имеем

$$\sum R_1 = (2 \cdot a) \cdot 6 + (3 \cdot b) \cdot 6 + (4 \cdot c) \cdot 6 + (5 \cdot d) \cdot 6 + (6 \cdot e) \cdot 6 + (7 \cdot f) \cdot 6 + (1 \cdot g) \cdot 6.$$

Заметим, что выражения в скобках полностью совпадают с аналогичными выражениями, полученными при вычислении первого бокового лепестка для периодического режима. Это означает, что

$$\sum R_1 = (-1) \cdot 6, \text{ т.е. } (-1)(N-1).$$

Следовательно,
$$\frac{R_0}{R_1} = \frac{N^2}{|(-1)(N-1)|}.$$

Для второго бокового лепестка получим

$$\sum R_2 = -(1) \cdot (N-2); \frac{R_0}{R_2} = \frac{N^2}{|(-1)(N-2)|}.$$

Для последнего, шестого, $(N-1)$ -го имеем

$$\sum R_0 = (-1) \cdot 1; \frac{R_0}{R_{N-1}} = \frac{N^2}{|(-1)|} = N^2.$$

Таким образом, величина первого бокового лепестка равна $1/N$, а далее линейно уменьшается до $1/N^2$ (см. рис.3,2).

На рис.4 показана динамика усреднения первого бокового лепестка для M -последовательности длиной $N=15$. По оси x отложено число сдвинутых последовательностей (усреднений), по оси y – относительная величина бокового лепестка.

Таким образом, предложенный метод снижения влияния боковых лепестков при сжатии шумоподобных сигналов типа M -последовательностей в системах с синтезированием апертуры антенны позволяет достичь величины этого снижения до $1/N$ для первого бокового лепестка и до $1/N^2$ – для N -го. При этом реализовано свойство M -последовательности, заключающееся в сведении аperiodической АКФ к периодической. Эффективность метода показана аналитически и подтверждена моделированием.

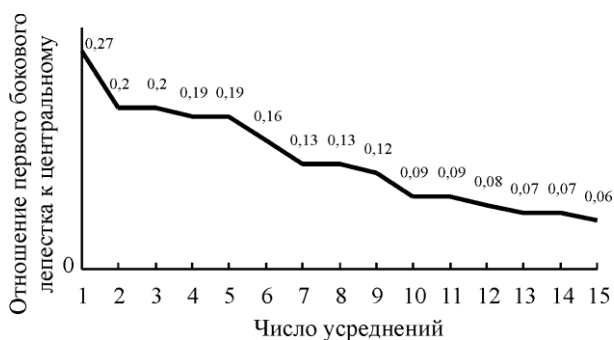


Рис.4. Динамика усреднения боковых лепестков АКФ $R(t)$ при использовании метода циклического сдвига M -последовательностей

Литература

1. Варакин Л.Е. Системы связи с шумоподобными сигналами. – М.: Радио и связь, 1985. – 267 с.
2. Кондратенков Г.С., Фролов А.Ю. Радиовидение. Радиолокационные системы дистанционного зондирования Земли / Под ред. Г.С. Кондратенкова. – М.: Радиотехника, 2005. – 384 с.
3. Справочник по радиолокации. Т. 3 / Под ред. М. Скольник. - М.: Советское радио, 1976. – 450 с.

Статья поступила
29 марта 2011 г.

Широ Георгий Эдуардович – доктор технических наук, профессор кафедры вычислительной техники МИЭТ. *Область научных интересов:* цифровая обработка сигналов, системы автоматизированного проектирования. **E-mail: shiro@olvs.miee.ru**

Широ Евгений Георгиевич – кандидат технических наук, начальник отдела ООО «Фрискейл Семикондактор» (г. Москва). *Область научных интересов:* цифровая обработка сигналов в радиолокации, системы автоматизированного проектирования.

**Вниманию читателей журнала
«Известия высших учебных заведений. Электроника»**

Оформить годовую подписку на электронную
версию журнала можно на сайте
Научной Электронной Библиотеки:

www.elibrary.ru

ПРОБЛЕМЫ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ

УДК 37.047

Проектирование индивидуальных образовательных траекторий с использованием диаграмм связей

В.Д. Колдаев

Национальный исследовательский университет «МИЭТ»

Рассмотрен модульный принцип проектирования индивидуальных образовательных траекторий в условиях вариативного обучения. Предложены алгоритмы использования диаграмм связей (карт ума, диаграмм Исикавы) в обучении.

Ключевые слова: образовательный процесс, вариативное обучение, модульное обучение, индивидуальная образовательная траектория, концептуальные диаграммы, карты ума.

Общие тенденции развития образования на международном (Болонская конференция) и общероссийском (Закон Российской Федерации об образовании; концепция модернизации образования) уровне направлены на подготовку профессионалов для различных сфер человеческой деятельности. В материалах Болонской конференции подчеркивается необходимость формирования человека XXI века – профессионала в своей области, мобильной личности, устойчивой в динамическом развитии и самореализации. В новой концепции образования России акценты переносятся с узкопрофессионального подхода к подготовке специалистов на многостороннее интеллектуально-духовное развитие личности обучающегося [1, 2].

Переход к системе многоуровневого образования, развитие мобильных образовательных программ и стандартов предполагают наличие альтернатив в образовательной сфере и разработку индивидуальных образовательных траекторий для успешной деятельности в профессиональной сфере.

Индивидуальная образовательная программа является способом индивидуального освоения одной из существующих программ, поэтому составляется на основе выбранного общего учебного плана и соответствующего ему соотношения между различными образовательными областями и видами учебной работы.

Индивидуальная образовательная траектория (ИОТ) представляет собой целенаправленную образовательную программу, обеспечивающую студенту возможность выбора, разработки и реализации образовательного стандарта для самоопределения и самореализации. В основе ИОТ – собственная роль и ответственность студента в осуществлении познавательной деятельности, которая выявляет его личный потенциал, т.е. познавательные, творческие и коммуникативные способности [2].

Индивидуальный образовательный маршрут – это структурированная программа действий студента на некотором фиксированном этапе обучения, направленная на раз-

витие его индивидуальных способностей. Развитие студента может осуществляться по нескольким образовательным маршрутам, которые реализуются одновременно или последовательно. Логическая структура проектирования индивидуального образовательного маршрута может быть представлена тремя этапами: самоопределение, построение маршрута и оформление в определенном документе [3].

Таким образом, ИОТ предусматривает наличие индивидуального образовательного маршрута (содержательный компонент), а также разработанного способа его реализации (технологии организации образовательного процесса).

Индивидуальная образовательная траектория студента включает следующие компоненты:

- целевой – предполагает постановку целей и ведущих направлений в области получения образования и потребностей студента;
- содержательный – отражает реализуемое в рамках конкретной образовательной программы содержание образования;
- технологический – включает используемые технологии, методы, методики, системы обучения и воспитания;
- диагностический – раскрывает систему диагностического сопровождения;
- организационно-педагогический – определяет режимные условия реализации, характеристику студента (возраст, уровень готовности к усвоению, образовательные потребности), которому адресована образовательная программа, формы аттестации достижений и т.д.;
- результативный – описывает ожидаемые результаты реализации.

Индивидуальная образовательная траектория студента состоит из базовой, вариативной, коррекционной и организационной частей.

Базовая часть включает основные для изучения модули (блоки учебного материала), которые соответствуют требованиям Федерального государственного образовательного стандарта и составляют основную, инвариантную часть ИОТ студентов.

Вариативная часть включает набор модулей и предполагает выбор студентами интересующих их направлений для дальнейшего изучения. Обязательная и вариативная части ИОТ студента направлены на определение содержания изучаемого материала.

Коррекционная часть предусматривает оказание помощи обучающимся в выборе модулей из вариативной части с учетом их индивидуальных особенностей, а также определение организационной части.

В организационную часть входят следующие компоненты методической системы: формы, методы, технологии, средства, контроль изучения выбранного содержания.

При построении ИОТ большая роль отводится выбору студентов, а также определению их индивидуальных особенностей, личностных предпочтений, способностей и интересов. Выбор корректируется преподавателями, родителями, психологами и др. В процессе разработки и реализации ИОТ студентов изменяются функциональные обязанности преподавателей: они занимаются аналитически-проектирующей, консультационной, координирующей, организующей и коррекционной деятельностью [2, 4].

Большая часть традиционных ИОТ строится по аналогии с прямой линией, идущей вверх, что позволяет реализовать систематичность и последовательность: от простого к сложному. Другой способ решения – структурирование учебного материала по типу нескольких концентрических окружностей. В структуру такой программы обычно входят несколько более мелких относительно автономных подпрограмм. Пройдя первый круг, студент осваивает второй, затем третий и т.д. Наиболее продуктивен способ логарифмической спирали, при котором один и тот же вид деятельности отрабатывается на

занятиях периодически и многократно, причем содержание постепенно усложняется и расширяется за счет обогащения компонентами углубленной проработки каждого действия.

Технологическим средством реализации ИОТ является индивидуальная образовательная программа [4], которая должна обеспечивать реализацию права студента на выбор достижения личностно-значимого результата и направления деятельности, давать возможность адаптации программы к меняющимся запросам, иметь «индивидуальную составляющую» целевого, содержательного и технологического компонентов, предусматривающую успешность в образовательном процессе и отражающую интересы, возможности и потребности студента, ориентировать учебно-воспитательный процесс на продуктивность и творчество, развитие индивидуальных особенностей студентов.

Для визуализации знаний при проектировании ИОТ используется предложенная психологом Тони Бьюзенем в 1970-х годах диаграмма связей, известная как карта ума, интеллект-карта, или ассоциативная карта (англ. *Mind map*) [5]. Принципы построения диаграммы связей показаны на рис. 1.

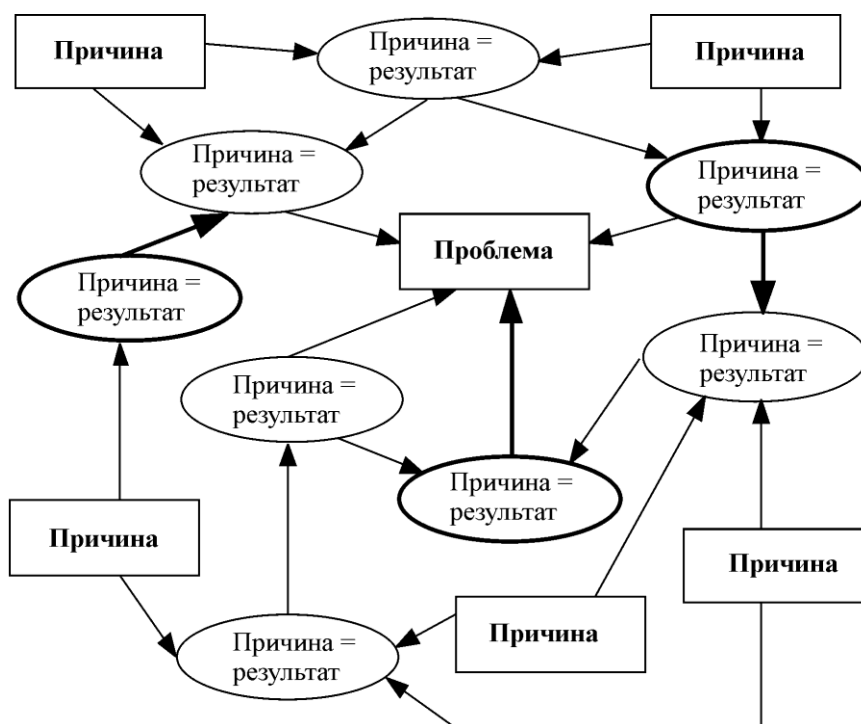


Рис. 1. Принципы построения диаграммы связей

При построении диаграммы связей выделяют следующие блоки:

- причины – приводят к каким-либо результатам (т.е. вызывают проблемы определенного уровня);

- причина = результат – выявленное определение является одновременно результатом воздействия некоторой причины и причиной, вызывающей какой-либо результат.

После построения диаграммы и определения всех связей между причинами следует наиболее важные причины обвести жирной линией, а важные причины и результаты соединить жирными стрелками.

Диаграмма связей реализуется в виде древовидной схемы, на которой изображены слова, идеи, задачи или другие понятия, связанные ветвями, отходящими от центрального понятия или идеи. Строятся они следующим образом: в центре картинкой или не-

сколькими словами обозначается основное понятие или концепция либо анализируемая проблема, которая помечается особым образом. Затем рисуются и подписываются ветки – основные связанные понятия, свойства и т.п. Каждая ветка делится на несколько более тонких веточек – развитие этих понятий, детализация свойств, направлений работы. В итоге получается схема, на которой легко вычисляется оптимальная линия поведения для достижения цели (рис.2,а). Качество и эффективность интеллект-карт можно улучшать с помощью цвета, рисунков, символов и аббревиатур, а также посредством придания карте трехмерной глубины (рис.2,б).

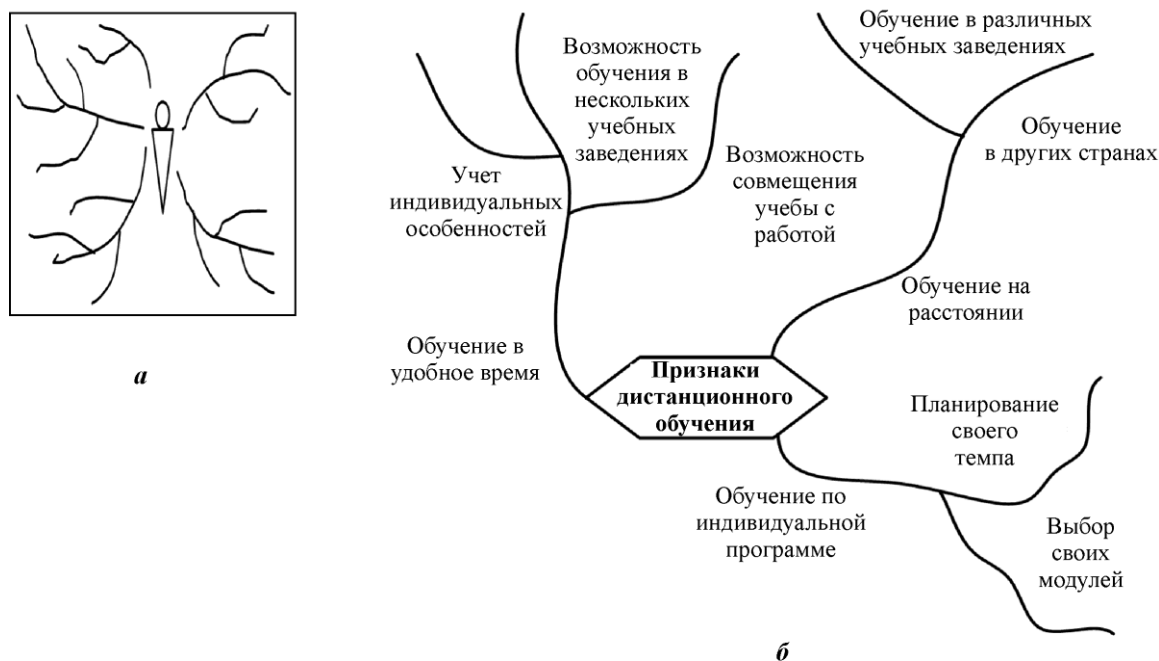


Рис.2. Процессы построения диаграммы связей (а) и изучения принципов дистанционного обучения (б)

Диаграммы связей используются для создания, визуализации, презентации, структуризации и классификации идей и развития интеллектуальных способностей, а также как средство для обучения, организации, решения творческих задач, принятия решений, для проведения тренингов, мозговых штурмов.

Один из крупнейших японских теоретиков менеджмента Каору Исикава предложил диаграмму («рыбий скелет» или «дерево проблем»), которая используется как аналитический инструмент для отбора факторов и нацеливания на наиболее важные причины, приводящие к конкретному результату и поддающиеся управлению (рис.3). Работа с диаграммой Исикавы проводится в несколько этапов: сбор всех факторов, причин, каким-либо образом влияющих на исследуемый результат; группировка факторов по смысловым и причинно-следственным блокам; ранжи-

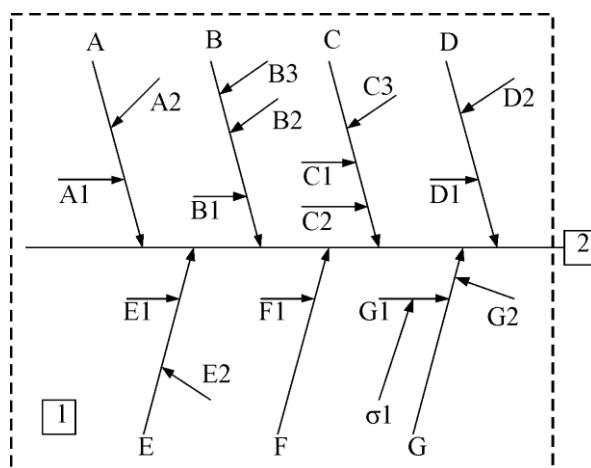


Рис.3. Причинно-следственная диаграмма с разделением причин по уровням: 1 – система причинных факторов; 2 – следствие (формулировка проблемы); А, В, ... – главные причины (или причины 1-го уровня); А1, В1, ... – причины 2-го уровня; А2, В2, ... – причины 3-го уровня и т.д.

рование этих факторов внутри каждого блока; анализ получившейся картины; «отбрасывание» факторов, на которые нельзя влиять; игнорирование малозначащих и принципиальных факторов [5].

Следствие является «хребтом» этого скелета и в то же время результатом различных причин (факторов): А, В, С и т.д. На рис.3 они обозначены стрелками, которые называются «большими костями». Эти причины являются, в свою очередь, следствием других причин: А1, А2, ... (для следствия А); В1, В2, ... (для следствия В) и обозначаются соответствующими стрелками («средние кости»). Вторичным причинам могут соответствовать третичные причины и т. д.

Предлагается следующий алгоритм построения причинно-следственной диаграммы.

1. Выбор проблемы для решения – прямая горизонтальная стрелка.
2. Выявление наиболее существенных факторов, влияющих на проблему (причины первого порядка), – наклонные большие стрелки.
3. Раскрытие существенных факторов – выявление причин, влияющих на эти факторы (причины второго, третьего и последующих порядков), – малые наклонные стрелки.
4. Анализ и уточнение схемы: ранжирование факторов по их значимости; установление причин, которые в данный период времени поддаются корректировке.

На рис.4 приведена причинно-следственная диаграмма анализа нарушений выполнения образовательных маршрутов.



Рис.4. Диаграмма Исикавы установления причин нарушения выполнения образовательных маршрутов

Индивидуальная траектория образования является результатом реализации личного потенциала студента в образовании через осуществление соответствующих ви-

дов деятельности. Цель организации личностно-ориентированного образования студентов – реализация следующих прав и возможностей [6]:

- выбор или выявление индивидуального смысла и целей в каждом учебном курсе;
- личные трактовки и понимание фундаментальных понятий и категорий;
- составление индивидуальных образовательных программ;
- выбор индивидуального темпа обучения, форм и методов решения образовательных задач, способов контроля, рефлексии и самооценки своей деятельности;
- индивидуальный отбор изучаемых предметов, творческих лабораторий и иных типов занятий из тех, которые находятся в соответствии с базисным учебным планом;
- превышение (опережение или углубление) осваиваемого содержания учебных курсов; индивидуальный выбор дополнительной тематики и творческих работ по предметам;
- индивидуальная картина мира и индивидуальные обоснованные позиции по каждой образовательной области.

В зависимости от позиции преподавателя, направленности образовательной программы, изучаемого предмета и конкретных условий обучения набор предлагаемых студентам целей может быть различен. Чтобы итоговый перечень главных образовательных целей, формулируемых преподавателем, был обеспечен условиями достижения, необходим их предварительный анализ в следующих направлениях:

- установление стимулирующей роли цели, т.е. способности вызвать у студентов именно те ожидания и виды деятельности, в которых они заинтересованы;
- выяснение дидактической ценности конкретных учебных целей, т.е. выявление целей, которые будут решать образовательные задачи по отношению к конкретному студенту в сложившихся на данный момент условиях;
- приведение уровня сложности целей в соответствие с индивидуальными особенностями студентов и уровнем их развития;
- установление уровня, до которого должны быть доведены факторы, подлежащие коррективке;
- выявление конкретных лиц, ответственных за доведение корректируемых факторов до установленного уровня;
- разработка формы документа с целью слежения за корректируемыми факторами;
- установление конкретных лиц, ответственных за достоверность информации;
- составление плана дальнейших действий – разработка мероприятий на перспективу и установление ответственных лиц.

После определения целей на их основе конструируется базовая технологическая карта (БТК), включающая систему занятий по теме, формы, методы, отобранный материал, необходимые средства обучения. С помощью БТК конструируется образовательная программа по учебному курсу, составляется тематический план и поурочные разработки.

Эффективным условием реализации образовательного процесса на основе субъект-субъектных отношений является организация педагогической системы, представляющей собой модификацию содержания образования (стандартное, сверхстандартное, профильное), педагогической диагностики (образовательная, личностная, самодиагностика, взаимодиагностика), применения различных видов педагогического общения (непосредственное, опосредованное, естественное, групповое, парное), средств обучения (обязательные, предназначенные для выбора), форм организации обучения (новые

педагогические технологии, нетрадиционные уроки, и т.д.) и способов организации обучения (содеятельность, самодеятельность, соуправление), что является предпосылкой выхода на индивидуальные образовательные траектории.

Сотворчество, сопонимание, соосмысление, сооценка – это пути подлинного образования, в котором личность студента открыта пространству жизненных смыслов и деятельности, сопричастна их созданию и которое принципиально отличается от технократически ориентированного образования, рассматривающего обучаемого в качестве строго регламентируемого, программируемого и манипулируемого объекта.

Литература

1. **Байденко В.И.** Болонский процесс: проблемы, опыт, решения. – М.: Исследовательский центр проблем качества подготовки специалистов, 2006. – 112 с.
2. **Гагарина Л.Г., Колдаев В.Д.** Использование инновационных технологий при моделировании индивидуальных образовательных траекторий вуза // Оборонный комплекс – научно-техническому прогрессу России. – 2010. – № 4. – С. 99–103.
3. **Рындак В.Г., Утепов М.Б.** К вопросу о проектировании индивидуального образовательного маршрута как средстве становления личностных достижений старшего школьника // Вестник ОГУ. – 2003. – № 7. – С. 39 – 44.
4. Образовательная программа – маршрут ученика. Ч. 2. / **О.В. Акулова, Т.Б. Алексеева, Л.Н. Брежнева и др.** / Под. ред. **А.П. Тряпицкой.** – СПб.: ЦПО «Информатизация образования» 2000. – 226 с.
5. **Чекмарев А.Н., Барвинок В.А., Шалавин В.В.** Статистические методы управления качеством. – М.: Машиностроение, 1999. – 320 с.
6. **Колдаев В.Д., Куленчик О.Н.** Типология и специфика рефлексивных процессов учителя и учащихся // Наука и инновации в системе профессионального образования: материалы Междунар. науч.-практич. конф. (Новосибирск, 19 дек. 2008 г.). – Новосибирск: Изд-во НИПКиПРО, 2008. – С. 64–71.

Статья поступила
18 марта 2011 г.

Колдаев Виктор Дмитриевич – кандидат технических наук, доцент кафедры информатики и программного обеспечения вычислительных систем МИЭТ. *Область научных интересов:* дуплексные системы моделирования индивидуальных образовательных траекторий в допрофессиональной подготовке и профориентации; теоретико-методологические исследования развития креативности; методики когнитивно-психологической поддержки моделирования траекторий обучения; системы контроля и мониторинга качества подготовки студентов; графовые модели информационных технологий обучения; квалиметрия индивидуальных образовательных траекторий. **E-mail:** _koldaev@mail.ru

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 535.36

Метод расчета временного распределения ультракороткого лазерного импульса, прошедшего через неоднородную рассеивающую среду

Ю.П. Маслобоев, Д.А. Потапов

Национальный исследовательский университет «МИЭТ»

Основой описания переноса оптического излучения в рассеивающих средах является нестационарное уравнение переноса излучения, не имеющее в общем случае аналитического решения, поэтому чаще используют его различные приближения с дополнительными предположениями, например нестационарную осевую модель (НОМ) переноса излучения [1]. В этой модели в общем случае задача расчета временного распределения ультракороткого лазерного импульса, прошедшего через неоднородную рассеивающую среду, не имеет аналитического решения, поэтому необходимо решать ее численно.

Для численного решения использованы разработанные ранее метод энергетического баланса в приближении НОМ в применении к полным энергиям переносимого излучения [2] и аналитическое решение в частотной области нестационарного уравнения НОМ для случая однородной рассеивающей среды (слоя) [3].

В основе метода энергетического баланса лежит возможность представления неоднородного слоя как набора подслоев, в пределах каждого из которых характеристики рассеивающей среды (коэффициенты поглощения и рассеяния) можно считать постоянными. При переходе от расчета полных энергий к расчету временных распределений соответствующая система баланса энергий для подслоя i ($i = 1, \dots, N$) имеет вид

$$\begin{cases} y_{i+1}(t) = a_i(t) \otimes y_i(t) + b_i(t) \otimes \bar{y}_{i+1}(t), \\ \bar{y}_i(t) = b_i(t) \otimes y_i(t) + a_i(t) \otimes \bar{y}_{i+1}(t), \end{cases} \quad (1)$$

где \otimes – свертка, $y_i(t)$ и $\bar{y}_{i+1}(t)$ – излучение, входящее в слой i в прямом и обратном направлениях; $y_{i+1}(t)$ и $\bar{y}_i(t)$ – излучение, выходящее из слоя i в прямом и обратном направлениях; $a_i(t)$ и $b_i(t)$ – доли излучения, прошедшего через слой i вперед и назад.

В пространстве фурье-спектра система уравнений (1) принимает вид:

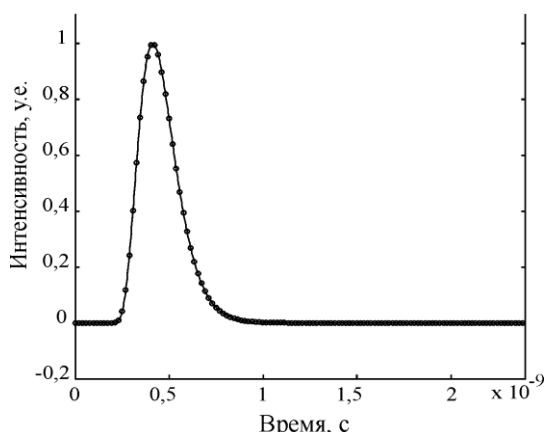
$$\begin{cases} Y_{i+1}(\omega) = A_i(\omega) \times Y_i(\omega) + B_i(\omega) \times \bar{Y}_{i+1}(\omega), \\ \bar{Y}_i(\omega) = B_i(\omega) \times Y_i(\omega) + A_i(\omega) \times \bar{Y}_{i+1}(\omega), \end{cases} \quad (2)$$

где $Y_i(\omega)$, $\bar{Y}_i(\omega)$, $A_i(\omega)$ и $B_i(\omega)$ – фурье-образы функций $y_i(t)$, $\bar{y}_i(t)$, $a_i(t)$ и $b_i(t)$. При этом функции $A_i(\omega)$ и $B_i(\omega)$ – аналитические решения в частотной области нестационарного уравнения НОМ для случая однородной рассеивающей слоя:

$$A_i(\omega) = \frac{2\gamma_i(\omega)}{(1 + \gamma_i(\omega)) \times \exp(\gamma_i(\omega)M_i(\omega)L_i) - (1 - \gamma_i(\omega)) \times \exp(-\gamma_i(\omega)M_i(\omega)L_i)},$$

$$B_i(\omega) = \beta_i(\omega) \frac{\exp(\gamma_i(\omega)M_i(\omega)L_i) - \exp(-\gamma_i(\omega)M_i(\omega)L_i)}{(1 + \gamma_i(\omega)) \times \exp(\gamma_i(\omega)M_i(\omega)L_i) - (1 - \gamma_i(\omega)) \times \exp(-\gamma_i(\omega)M_i(\omega)L_i)},$$

где $M_i(\omega) = m_{ai} + m_{si} + j \frac{\omega}{v}$ (j – мнимая единица); $\beta_i(\omega) = m_{si}/M_i(\omega)$; $\gamma_i(\omega) = \sqrt{1 - \beta_i^2(\omega)}$; L_i , m_{ai} и m_{si} – толщина, коэффициенты поглощения и рассеяния подслоя i .



Пример сравнения временных распределений в случае однородной рассеивающей среды, рассчитанных с помощью обращения точного аналитического решения в частотной области (сплошная линия) и с помощью модифицированного метода энергетического баланса (кружки)

Так как $y_1 = U_0$ (U_0 – излучение, падающее на неоднородную рассеивающую среду) и $\bar{y}_{N+1} = 0$, обратив преобразование Фурье для решений системы линейных алгебраических уравнений (2), можно найти временное распределение ультракороткого лазерного импульса, прошедшего через неоднородную рассеивающую среду.

Для проверки проведено сравнение временного распределения ультракороткого лазерного импульса, прошедшего через однородный рассеивающий слой, рассчитанного с помощью обращения точного аналитического решения в частотной области и с помощью предложенного метода (хотя среда являлась однородной, ее по-прежнему можно разбить на подслои). Как видно из рисунка, расчетные временные распределения практически совпадают, что подтверждает корректность предложенного метода.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы (ГК № 596 от 06.08.2009).

Литература

1. Терещенко С.А. Методы вычислительной томографии. – М.: Физматлит, 2004. – 320 с.
2. Терещенко С.А., Потапов Д.А. Реконструкция томограмм в трансмиссионной оптической томографии рассеивающих сред на основе осевой модели переноса излучения // Изв. вузов. Электроника. – 2004. – № 5. – С. 84–91.
3. Ершов М.Д., Маслобоев Ю.П., Потапов Д.А., Титенок С.А. Модель прохождения ультракороткого лазерного импульса через однородный рассеивающий слой // Изв. вузов. Электроника. – 2010. – № 6. – С. 72, 73.

Поступило
28 июня 2011 г.

Маслобоев Юрий Петрович – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры биомедицинских систем (БМС) МИЭТ. *Область научных интересов:* цифровая обработка сигналов и изображений. **E-mail:** ymasloboev@miec.ru

Потапов Дмитрий Александрович – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры БМС МИЭТ. *Область научных интересов:* цифровая обработка сигналов и изображений.

Диффузионная модель переноса излучения в слаборассеивающих средах

С.А. Терещенко, С.А. Титенок

Национальный исследовательский университет «МИЭТ»

Одним из активно развивающихся направлений биомедицинской оптики является разработка методов определения оптических характеристик рассеивающих биологических образцов на основе измерения временных распределений (ВР) лазерного импульса, прошедшего через однородный слой. Сложность этого направления обусловлена отсутствием простого описания взаимодействия оптического излучения с биологической средой. Основой физико-математического описания этого взаимодействия является нестационарное уравнение переноса излучения (УПИ). Однако УПИ не имеет аналитического решения в общем случае, поэтому используются приближенные модели. Наиболее часто используется диффузионная модель (ДМ) [1], имеющая как достоинства, так и недостатки. Один из недостатков – неправильное описание ВР лазерного импульса, прошедшего через однородный слой слаборассеивающей среды [2]. При этом слаборассеивающая среда может реализовываться в случае малого коэффициента рассеяния μ_s и в случае малой толщины рассеивающего слоя l .

Неправильность описания ВР с помощью ДМ сводится к тому, что часть ВР находится в физически запрещенной зоне времени t с $t < t_0$, где t_0 – время прихода баллистических фотонов, т.е. фотонов, не испытавших поглощения и рассеяния (рис.1,а, кривая 1). Можно предложить для диффузионной модели метод коррекции, заключающийся в том, что вклад во временное распределение всех фотонов из области $t < t_0$ принимается равным нулю (рис.1,а, кривая 2).

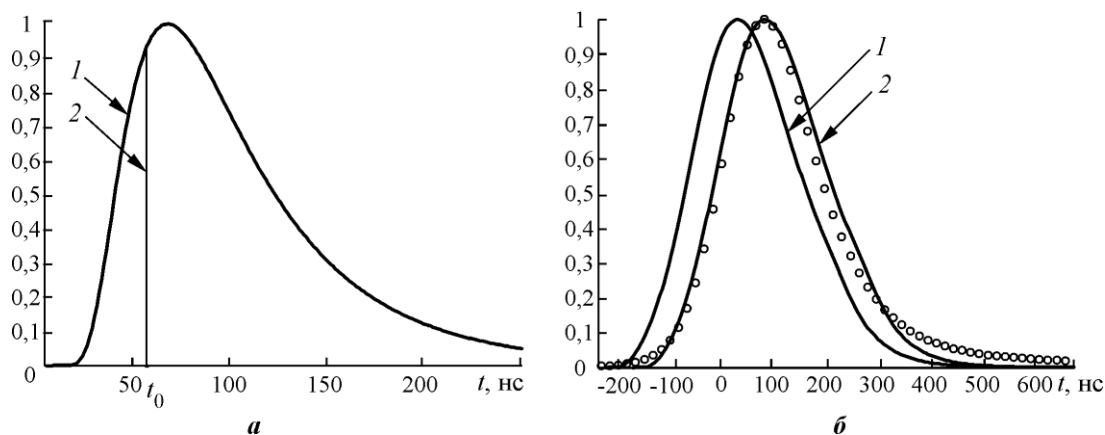


Рис.1. Теоретические временные распределения лазерного импульса, прошедшего через слой слаборассеивающей среды толщиной $l = 12$ мм: без коррекции (1) и с коррекцией (2) при $\mu_a = 0,0195$ 1/мм, $\mu_s = 0,554$ 1/мм (а); временные распределения, обеспечивающие наилучшее согласие теоретического ВР с экспериментальным без коррекции (1) и с коррекцией (2), (о) – экспериментальные данные (б)

Для проверки предложенного метода измерено экспериментальное ВР прошедшего через модельную слаборассеивающую среду импульса лазерного излучения. Отметим, что в идеальном ВР нужно учитывать форму исходного импульса и временное разрешение регистрирующей

системы с помощью свертки с аппаратной функцией экспериментальной системы. Далее итерационным методом были найдены значения оптических характеристик исследуемого образца, обеспечивающие наилучшее согласие теоретического ВР с экспериментальным (рис.1,б).

Таким образом, предложен метод коррекции диффузионной модели описания временного распределения лазерного импульса, прошедшего через однородный слой рассеивающей среды, который обеспечивает работоспособность диффузионной модели в случае слабого рассеяния.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (проект РНП.2.1.1/493).

Литература

1. *Patterson M.S., Chance B., Wilson B.C.* Time resolved reflectance and transmittance for the noninvasive measurement of tissue optical properties // Applied Optics. – 1989. – Vol. 28, N 12. – P. 2331–2336.

2. *Терещенко С.А., Данилов А.А., Долгушин С.А., Титенок С.А.* Определение оптических характеристик биотканей по временному распределению ультракороткого лазерного импульса, прошедшего через однородный рассеивающий слой // Оптика и спектроскопия. – 2011. – Т. 110, № 4. – С. 678–684.

Поступило
15 июля 2011 г.

Терещенко Сергей Андреевич – доктор физико-математических наук, профессор кафедры биомедицинских систем (БМС) МИЭТ. *Область научных интересов:* вычислительная томография, математические модели биологических и социальных систем, теория надежности высоконадежных систем, криптографические методы защиты информации.
E-mail: tsa@miee.ru

Титенок Сергей Александрович – аспирант кафедры БМС МИЭТ. *Область научных интересов:* биологические ткани, распространение излучения, томография, фотометрия.

**Вниманию читателей журнала
«Известия высших учебных заведений. Электроника»**

Оформить годовую подписку на электронную
версию журнала можно на сайте
Научной Электронной Библиотеки:

www.elibrary.ru

ЮБИЛЕИ

Вернеру Виталию Дмитриевичу – 80 лет



6 января 2012 года исполнилось 80 лет главному редактору журнала «Известия вузов. Электроника», доктору физико-математических наук, профессору, ученому в области физики твердого тела, технологий микроэлектроники Виталию Дмитриевичу Вернеру.

Виталий Дмитриевич Вернер родился в селе Каменка Пензенской области. В 1956 году окончил физико-химический факультет Московского института стали и сплавов (МИСиС). Свою трудовую деятельность начал в этом же году инженером на Пензенском дизельном заводе, где за два года прошел путь до начальника лаборатории. В 1958 году поступил в аспирантуру, а с 1961 года работал на кафедре общей и теоретической физики в Электростальском филиале МИСиС – ассистентом, старшим преподавателем, доцентом.

С 1967 года В.Д. Вернер трудится в Московском государственном институте электронной техники доцентом, заведующим кафедрами общей физики, физики и технологии инте-

гральных микросхем, деканом факультета повышения квалификации, проректором по научной работе, ректором (1988–1998). С 1998 года В.Д. Вернер работает в НПК «Технологический центр» МИЭТ.

По всеобщему признанию, он входит в первую тройку замечательной плеяды руководителей МИЭТ (Преснухин Л.Н., Сазонов А.А., Вернер В.Д.), которые внесли неоценимый личный вклад в становление и развитие вузовского комплекса, в подготовку высококвалифицированных специалистов для оборонных отраслей промышленности страны, в сохранение и преумножение кадрового и научно-технического потенциала института.

За годы работы проректором по научной работе, а затем и ректором В.Д. Вернер много внимания уделял формированию высокого научного потенциала МИЭТ, развитию в институте научных школ и созданию в вузе реального технологического базиса микроэлектроники. В 1986 году под его руководством была организована учебно-производственная технологическая лаборато-

рия кафедры ФТИМС, затем (1988–1990 гг.) создан пилотный модуль микроэлектронного производства – НПК «Технологический центр» МИЭТ, что позволило решить одну из самых важных задач – сохранение кадрового научного интеллектуального потенциала в области микроэлектроники. Постановлением Правительства Российской Федерации в 1994 году НПК «Технологический центр» МИЭТ присвоен статус Государственного центра. НПК ТЦ МИЭТ стал одной из ведущих организаций России в области микроэлектроники и микросистемной техники.

Более 45 лет жизни В.Д. Вернер посвятил науке. Кандидат технических наук (1964), доктор физико-математических наук (1977) В.Д. Вернер проводил исследования в области структуры реальных кристаллов и поверхности и их влияния на свойства и надежность ИС, технологии микро- и наноэлектроники, физики полупроводниковых приборов, разработки ИС и минимизации размеров структуры элементов ИС и микроэлектромеханических систем.

Виталий Дмитриевич Вернер – научный руководитель ведущих научных школ России по направлениям «Перспективная элементная база микро- и наноэлектроники» и «Интегральный конструктивно-технологический базис систем на кремнии». В течение многих лет В.Д. Вернер проводит работу по становлению и развитию в России нового научно-технического направления «Микросистемная техника». Результаты его исследований опубликованы более чем в 250 научных трудах, в

том числе в двух монографиях, подтверждены 22 авторскими свидетельствами на изобретения и патентами, использованы ведущими предприятиями электронной промышленности. В.Д. Вернер подготовил 26 кандидатов и 5 докторов наук. Он является действительным членом Российской академии инженерных наук, Академии технологических наук РФ, Международной академии наук высшей школы, Международной академии информатизации.

В 1996 году в сложный для отечественной электроники период В.Д. Вернер возглавил созданный по инициативе МИЭТ совместно с Минвузом журнал «Известия высших учебных заведений. Электроника», который возглавляет по настоящее время. За 15 лет журнал стал авторитетным информационным органом, освещающим широкий круг проблем развития научных исследований по электронике и методологии передачи новых знаний в вузах России.

Выдающийся труд Виталия Дмитриевича Вернера высоко оценен государством. Он награжден орденами «За заслуги перед Отечеством» IV степени, Трудового Красного Знамени, Дружбы народов, медалями, является лауреатом премии Правительства Российской Федерации. Ему присвоено почетное звание «Заслуженный деятель науки Российской Федерации». В 2006 году В.Д. Вернер награжден почетными знаками Совета безопасности и Министерства образования и науки Российской Федерации, ему вручена медаль им. академика А.М. Прохорова.

Поздравляем Виталия Дмитриевича с юбилеем, желаем плодотворной работы на благо развития отечественной электроники, крепкого здоровья и удачи во всех начинаниях.

Редколлегия

КОНФЕРЕНЦИИ

Об итогах работы VII Международной научно-технической конференции «Информационные технологии в науке, технике и образовании» (Республика Абхазия, Кодори)

С 20 по 30 октября 2011 г. в Абхазии (Кодори) прошла очередная VII Международная научно-техническая конференция «Информационные технологии в науке, технике и образовании».

Организаторы конференции: Академия инженерных наук им. А.М. Прохорова, Федеральное космическое агентство (Роскосмос), Военно-топографическое управление Генерального штаба Вооруженных сил РФ, Федерация космонавтики РФ, Московская государственная академия приборостроения и информатики, Государственное научно-производственное объединение «Сухумский физико-технический институт», Абхазский государственный университет, Национальный исследовательский университет «МИЭТ», ЦНИИ машиностроения, ОАО «Конструкторское бюро химавтоматики», ФГУП «Альфа».

Председатель Оргкомитета конференции – вице-президент и действительный член Академии инженерных наук им. А.М. Прохорова, доктор физико-математических наук, профессор, лауреат Государственной премии СССР, Заслуженный деятель науки РФ Кубарев Ю.В.

В составе конференции работали 7 секций. Проведена специальная секция в рамках Дня науки Абхазии. Было заслушано более 50 докладов.

На секции «**Ракетно-космические двигатели**» наиболее интересные доклады были посвящены проблемам создания ядерных ракетных двигателей, истории разработки и испытаний морских баллистических ракет и выбору электроракетных (магнитоплазодинамических, ионных, холловских, минигеликоновых) двигателей для пилотируемого Марсианского экспедиционного комплекса.

На секции «**Исследование космического пространства, космическая техника и технологии**» рассматривались вопросы защиты космических аппаратов от ионизирующих и электромагнитных излучений, перспектив развития радиорелейной и спутниковой связи, разработки высокоскоростных летательных аппаратов с межконтинентальной и глобальной дальностью полета, а также создания космических солнечных электростанций.

На секции «**Медицина и медицинское приборостроение**» интерес вызвали доклады о природе заболеваний населения, проживающего в зоне влияния ракетно-космической деятельности, о проблемах мегаполиса Москва, осуществляющего функции «плавильного котла» различных этнических анклавов городского населения, выживании будущего человечества в космическом пространстве и о применении лазеров в оториноларингологии.

На секции «**Материаловедение**» рассматривались вопросы создания неорганических стекол с помощью ультразвукового воздействия, получения объемных нанокompозитов для медицинских целей и перспектив введения орбитальной системы наноструктур.

Секция «**Приборостроение и электроника**» была посвящена техническим вопросам лазерной резки стекол и керамики, создания металлопористых катодов и природы нераспыляющего импульсного магнетронного разряда.

На секции «**Мониторинг окружающей среды и картография**» большой интерес вызвал доклад об измерении характеристик парниковых газов с помощью самолета-лаборатории.

На секции «**Образование и социально-экономические науки**» обсуждался дизайн в моделях искусственного интеллекта и робототехнике, а также речевая технология интерфейса безмолвного доступа.

На секции, посвященной Дню науки Абхазии, активную дискуссию вызвал доклад о возможности инициирования α -распада при электровзрыве вольфрамовой проволоочки. Остальные доклады касались свойств термоэлектрических батарей, изготовленных методом теплового прессования, получения эфирных масел из эфирносов Абхазии, влияния изменения климата на заболевания жителей и загрязнения моря нефтепродуктами в акватории Сухума.

Конференцию отличали конструктивный характер дискуссий и оптимистичный настрой участников.