

УДК 621. 382

**Т.А. Холомина, М.В. Зубков, С.А. Кострюков, В.В. Гудзев**  
**АКТИВАЦИОННО-ДРЕЙФОВАЯ МОДЕЛЬ П.Т. ОРЕШКИНА –**  
**ОСНОВА ИЗУЧЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ГЛУБОКИХ ЦЕНТРОВ**  
**В БАРЬЕРНЫХ СТРУКТУРАХ**

*Обобщены результаты применения активационно-дрейфовой модели П.Т. Орешкина для описания процессов при релаксационной спектроскопии глубоких уровней и спектроскопии низкочастотного шума в физических барьерных слоях. Приведены результаты экспериментальных исследований, подтверждающие активационно-дрейфовую модель, а также теоретические представления, в которых модель получила развитие.*

**Ключевые слова:** активационно-дрейфовая модель, глубокие центры, время релаксации, барьерный слой, эффект Френкеля, релаксационная спектроскопия, низкочастотный шум.

**Введение.** Глубокие центры (ГЦ), отличающиеся локализованной волновой функцией, создают глубокие уровни (ГУ), отстоящие от краев разрешенных зон на несколько  $kT$  ( $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура). Такие центры оказывают значительное влияние на параметры изделий микро- и нанoeлектроники [1-3].

**Релаксационная спектроскопия глубоких уровней.** Развитию теории и практическому применению методов релаксационной спектроскопии ГУ для изучения физических явлений в барьерных слоях полупроводниковых структур с целью повышения их надежности была посвящена научная работа заслуженного деятеля науки и техники России, лауреата премии по микроэлектронике, доктора технических наук, профессора Павла Тимофеевича Орешкина. Научное наследие П.Т.Орешкина включает более 250 работ – монографий и статей.

П.Т. Орешкин является основателем активационно-дрейфовой модели, справедливость которой была многократно подтверждена экспериментальными результатами как самого автора с учениками и сотрудниками, так и опубликованными в литературе данными сторонних исследователей. Сущность модели заключается в следующем.

Для описания времени релаксации  $\tau$  физических процессов, имеющих активационную природу, применяют закон Больцмана

$$\tau = \tau_0 \exp(\Delta E_t / kT), \quad (1)$$

где  $\tau_0$  – множитель, которому придается разный физический смысл;  $\Delta E_t$  – энергия ионизации. В книге [4] предложено рассматривать физические барьерные слои как макро-

релаксаторы. Время релаксации барьерного слоя

$$\tau = \frac{d}{\mu F_{cp}} \exp \frac{\Delta E_t}{kT}, \quad (2)$$

где  $d$  – толщина слоя Шоттки;  $\mu$  – подвижность основных носителей заряда;  $F_{cp}$  – средняя напряженность электрического поля в слое.

В [4] показано, что  $d / \mu F_{cp} = 2\tau_m$ , где  $2\tau_m = \varepsilon \varepsilon_0 \rho$ ,  $\tau_m$  – максвелловское время релаксации в базе диода,  $\varepsilon$  – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника;  $\varepsilon_0$  – вакуумная постоянная;  $\rho$  – удельное объемное сопротивление базы;  $2\tau_m$  – время пролета основных носителей сквозь слой Шоттки с поверхности полупроводника в базу диода, т.е. при прохождении пути  $d$ . Соотношение (2) определяет время релаксации активационно-пролетного процесса.

Такой подход оказался плодотворным для описания физических процессов при релаксационной (нестационарной) спектроскопии глубоких уровней (РСГУ, НСГУ, DLTS); спектроскопии низкочастотного (НЧ) шума; термоактивированном переносе заряда в пленках двуокиси кремния МДП-систем и других явлениях. Активационно-дрейфовая модель основана на рассмотрении двух совместных статистических событий - эмиссии с глубоких уровней (ГУ) и дрейфа в поле объемного пространственного заряда (ОПЗ) носителей заряда. Соответственно произведение вероятностей этих событий дает общую вероятность активационно-дрейфового явления [5]. Описан-

ные представления позволяют учесть не только активационный, но и дрейфовый компонент процесса релаксации в отличие от ранее предложенных механизмов [6].

При РСГУ время релаксации процесса  $\tau$  (окно DLTS) определяется в виде соотношения (1), где  $\tau_0$  – среднее время дрейфа, обратно пропорциональное его вероятности, причем  $\tau_0 \leq 2\tau_m$ . Второй множитель в (1) обратно пропорционален вероятности эмиссии носителя с глубокого (для определенности – донорного) уровня. При достаточном обратном смещении барьерного слоя  $U = U_s$  реализуется полный пролет всех активированных электронов в базу, при этом  $\tau_0 = 2\tau_m$  – время пролета. В этом случае имеем

$$\tau = 2\tau_m \exp(\Delta E_t / kT). \quad (3)$$

Сказанное справедливо также для диодов Шоттки и резких  $n^+p$ -переходов с базой  $p$ -типа. Только следует рассматривать активационную перезарядку акцепторных уровней, а физический механизм релаксационных процессов будет определяться эмиссией и пролетом дырок.

Активационно-дрейфовая модель позволяет рассчитать  $\Delta E_t$  по формуле типа (3) без проведения измерений в широком диапазоне температур по одному из значений «окон для скорости эмиссии» ( $\tau$ ) при известном  $\tau_m$  и экспериментальном определении значения температуры максимума сигнала DLTS. При необходимости для контроля величины  $\Delta E_t$  может быть использована экспериментально полученная зависимость Аррениуса.

Соотношение типа (3) многократно подтверждено экспериментальными результатами, полученными сотрудниками кафедры биомедицинской и полупроводниковой электроники (микроэлектроники) РГРТУ на сотнях образцов барьерных структур на  $Si$ ,  $GaAs$ ,  $CaP$  при вариации  $\tau$  на 7 порядков и  $\tau_m$  ( $\rho$ ) на 5 порядков величин, изменениях  $\Delta E_t$  от 0,2 до 0,9 эВ при работе в интервале температур 100-480 К [1,5-7]. Всюду с точностью до погрешностей измерений и расчетов (порядка  $\pm 0,02$  эВ) величины  $\Delta E_t$ , найденные по наклону прямых Аррениуса  $\lg \tau = f(1/T)$ , совпадали с расчетными значениями  $\Delta E_t$ , найденными по формуле типа (3).

Кроме того, нами проведен анализ результатов по РСГУ, опубликованных в 57 работах

учеными разных стран мира (без учета работ научной группы под руководством П.Т. Орешкина) в 1966-1994 гг., где есть все данные для проверки формулы типа (3). Всего проанализировано около 180 ГУ в разных физических барьерных слоях. В подавляющем большинстве случаев получили количественное соответствие результатов расчету по соотношению (3) или аналогичному для базы  $p$ -типа [3].

В последние годы в работах учеников и последователей научного направления, основоположником которого явился П.Т. Орешкин, получены новые теоретические и экспериментальные результаты, подтверждающие справедливость активационно-дрейфовой модели.

На рисунке 1 приведены прямые Аррениуса при токовой DLTS на диоде Шоттки в  $n$ -Si с удельным объемным сопротивлением базы  $\rho = 1$  Ом·см. Как видно из рисунка, при  $U \geq 1$  В прямая Аррениуса не смещается при изменении  $U$ , т.е. она соответствует насыщению времени релаксации  $\tau$ , где «окна»  $\tau_1$  являются отдельными дискретными значениями  $\tau$ . Следовательно, в данном случае  $U = U_{рез} = 1$  В. При  $U < U_{рез}$  прямые Аррениуса смещаются вниз, оставаясь параллельными между собой, так что по наклону этих прямых находим дискретный донорный ГУ с энергией ионизации  $\Delta E = E_C - E_t = 0,56$  эВ, где  $E_C$  – дно зоны проводимости;  $E_t$  – уровень энергии глубокого центра. Сдвиг по вертикали, т.е. по  $\tau$ , составляет почти порядок величины, а по горизонтали 12 К, когда  $U$  снижается до 0,05 В.

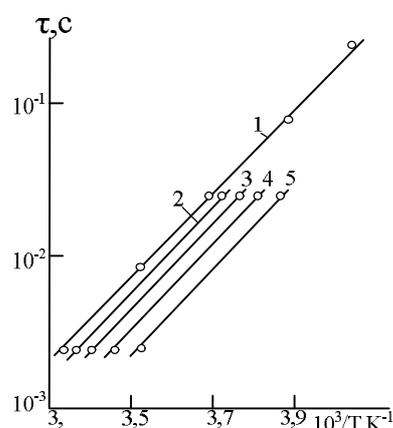
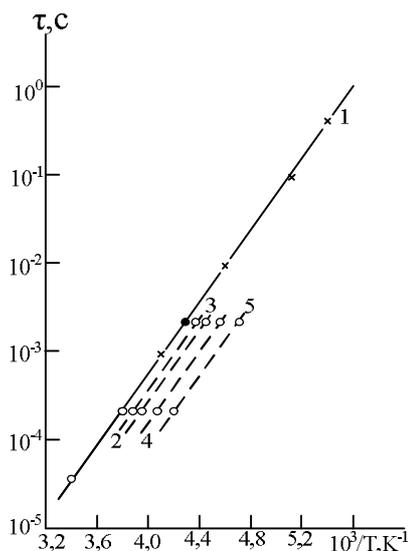
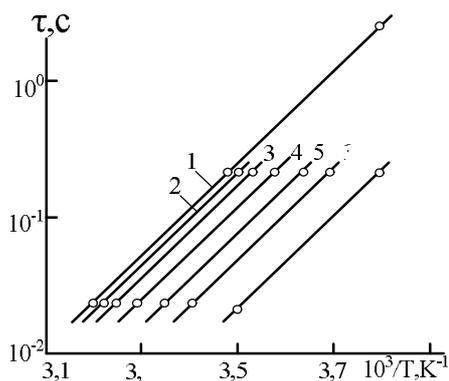


Рисунок 1 – Температурная зависимость времени релаксации  $\tau$  при дискретных значениях этой величины («окна»  $\tau_1$ ) для диода Шоттки при различных  $U$ : прямая 1 – 1,0; 1,2; 1,5; 2 – 0,5; 3 – 0,2; 4 – 0,1; 5 – 0,05 В



**Рисунок 2 – Температурная зависимость  $\tau = \tau_1$  для структуры  $n^+$ - $p$  при различных  $U$  : прямая 1 – 0,2; 2,5; 3,0; 4,0; 5; 2 – 1,5; 3 – 1,0; 4 – 0,5; 5 – 0,25 В. (Условные обозначения: o – токовая DLTS; x – емкостная DLTS; ● – совпадение токовой и емкостной DLTS)**



**Рисунок 3 – Температурная зависимость  $\tau = \tau_1$  для МДП-структуры при различных  $U$  : прямая 1 – 6; 7; 8; 2 – 5; 3 – 4; 4 – 3; 5 – 2,5; 6 – 2; 7 – 1 В**

Аналогичная картина наблюдается в несимметричных  $p$ - $n$ -переходах и в ОПЗ МДП-структур, причем база может быть как  $n$ -, так и  $p$ -типа. На рисунке 2 приведены прямые, полученные при токовой DLTS на  $n^+$ - $p$ -переходе в  $Si$  с  $\rho = 1 \text{ Ом}\cdot\text{см}$  для уровня с  $\Delta E = E_i - E_V = 0,43 \text{ эВ}$ , где  $E_V$  – потолок валентной зоны, поскольку база  $p$ -типа, а на рисунке 3 представлены аналогичные прямые для МДП-структуры на  $n$ - $Si$  с  $\rho = 4,5 \text{ Ом}\cdot\text{см}$  для уровня с  $\Delta E = E_C - E_i = 0,61 \text{ эВ}$ . Видно, что  $\tau$  для  $n^+$ - $p$ -перехода возрастает более, чем на порядок, при увеличении  $U$  от 0,25 В до  $U \geq U_s = 2 \text{ В}$ , а сдвиг по  $T$  составляет при

этом 18 К. Для МДП-структуры эффект еще больше: увеличение  $\tau$  почти на два порядка при росте  $U$  от 1 В до  $U \geq U_s = 6 \text{ В}$ , а сдвиг по  $T$  составляет 22 К. В обоих случаях при  $U > U_s$  выполняется формула (3).

Расчет концентрации ГЦ по методике [8] показал, что наблюдается полевая зависимость измеряемой концентрации ГЦ при  $U < U_s$ . При  $U > U_s$  концентрация ГЦ остается практически постоянной в пределах погрешности измерений. Так, на рисунке 1 концентрация ГЦ возрастает практически на порядок величины при увеличении  $U$  от 0,05 до 1 В с  $9 \cdot 10^{13}$  до  $7,6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . На рисунке 2 соответственно имели бы кажущийся рост  $N_t$  с  $1,5 \cdot 10^{12}$  до  $2,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , на рисунке 3 – рост  $N_t$  с  $4 \cdot 10^{12}$  до  $1,8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Истинные значения  $N_t$  контролировали в ходе независимых измерений с помощью емкостной DLTS.

**Спектроскопия НЧ-шумов.** Одним из наиболее чувствительных методов, позволяющих определить параметры глубоких центров в барьерных структурах, является спектроскопия НЧ-шума. Методика расчета указанных параметров определяется физическими моделями, описывающими релаксационный процесс формирования низкочастотных флуктуаций.

При исследовании параметров глубоких уровней методом спектроскопии НЧ-шума в качестве функции отклика используются спектр либо температурная зависимость спектральной плотности мощности (СПМ) НЧ-шума. Для определения параметров ГУ используются максимумы температурных зависимостей СПМ, измеренных при фиксированной частоте  $f_b$ , или характерные частоты перегиба (изменения наклона) спектров НЧ-шума при фиксированной температуре  $T$ . В обоих случаях выполняется условие  $2\pi f_b \tau = \omega_b \tau = 1$ , где  $\omega_b$  – круговая частота, соответствующая перегибу или максимуму,  $\tau$  – время релаксации процесса. Энергию ионизации ГУ обычно определяют по наклону зависимостей Аррениуса  $\lg \tau = \varphi(1/T)$ .

Отметим, что многие, часто альтернативные теории генерации НЧ-шума в полупроводниковых барьерных структурах имеют характерные общие черты:

– удовлетворительное соответствие экспериментальных результатов расчетным при описании спектров НЧ-шума суперпозицией множества составляющих лоренцевой функции, харак-

теризующегося набором времен релаксации процессов;

- доминирующее влияние на спектры НЧ-шума флуктуаций зарядового состояния, созданных дефектами структуры глубоких центров, пространственно локализованных на внешней границе (поверхности) или в области пространственного заряда (ОПЗ) барьерной структуры;

- термоактивационный характер низкочастотных флуктуаций, обусловленных генерацией носителей с глубоких уровней;

- практически нереализованное в большинстве моделей стремление описать токовый НЧ-шум как явление, сопровождающее направленное движение носителей заряда под действием электрического поля ОПЗ.

Проведенный анализ опубликованных в литературе экспериментальных результатов исследования спектров, а также температурных зависимостей СПМ НЧ-шума показал, что соответствующие кривые для диодов Шоттки, несимметричных *p-n*-переходов и полевых транзисторов имеют качественно сходный характер. Это указывает на единый механизм формирования токового шума в таких приборах [9].

Применение активационно-дрейфовой модели к описанию генерации НЧ-флуктуаций тока в физических барьерных слоях не только диодов Шоттки и несимметричных *p-n*-переходов, но и полевых транзисторов позволяет наиболее полно учесть указанные выше особенности такого релаксационного процесса. Физический механизм генерации НЧ-шума в полупроводниковых барьерных структурах при обратном смещении состоит в реализации двух совместных событий (для полупроводника *n*-типа): эмиссии электронов в активной части в результате тепловых флуктуаций и дрейфа носителей к электронной области. Аналогично случаю DLTS для получения достоверных данных о параметрах ГЦ необходимо, чтобы обратное смещение  $U = U_s$  обеспечивало пролет активированных с ГУ носителей заряда сквозь ОПЗ в электронейтральную область.

Результаты, полученные нами в последнее время, позволяют утверждать, что активационно-дрейфовый механизм присущ вкладу в НЧ-шум как поверхностных глубоких центров, где большой изгиб зон относительно уровня Ферми ( $E_F$ ) обеспечивает эмиссию носителей с более глубоких ловушек, так и объемных (при их достаточно высокой концентрации в ОПЗ). Резонансные максимумы шума могут соответствовать эмиссии носителей в любом сечении ОПЗ, где пересекаются  $E_F$  и глубокий уровень

$E_t$ . Эмиссия сопровождается переносом активированных носителей в направлении нейтральной базы. Таким образом, создаются флуктуационные импульсы тока случайной длительности с распределением амплитуд по закону Гаусса.

Спектральная плотность мощности НЧ-шума  $S(\omega)$  как стационарного случайного процесса описывается суперпозицией составляющих лоренцевой функции:

$$S(\omega) = C \int_0^d \frac{\tau}{1 + (\omega\tau)^2} dx, \quad (4)$$

где интегрирование проводится по переменной координате  $x$  в пределах от 0 до  $d$  (толщины ОПЗ),  $C$  – коэффициент, имеющий размерность  $A^2$ . Значение времени релаксации  $\tau$  в (4) является функцией  $x$  согласно

$$\tau = \frac{x}{v} \exp \frac{\Delta E_t}{kT}, \quad (5)$$

где  $v$  – средняя дрейфовая скорость носителей в ОПЗ. При учете распределения ГУ по запрещенной зоне суммарные мощности находили как двойные интегралы от правой части (4) при переменных  $\Delta E_t$  (от  $\Delta E_{t1}$  до  $\Delta E_{t2}$ ) и  $x$  (от 0 до  $d$ ).

Время релаксации  $\tau$  в (4), (5) имеет широкий диапазон изменения, составляющий много порядков величин. Указанное обусловлено изменением не только  $\Delta E_t$ , но и  $\tau_0$  (в соотношении (1)) в пределах  $0 < \tau_0 \leq 2\tau_m$ . Обоснованием широкого диапазона изменения  $\tau$  развиваемая модель устраняет одну из основных трудностей модельного описания экспериментальных спектров НЧ-шума.

В последние годы разработана автоматизированная экспериментальная установка низкочастотной шумовой спектроскопии глубоких уровней, проведены экспериментальные исследования [10-12].

Активационно-дрейфовая модель П.Т. Орешкина получила теоретическое развитие, сущность которого состоит в том, что процесс генерации носителей заряда с ГЦ сопровождается эффектом Френкеля, т.е. понижением потенциального барьера для носителя сильным электрическим полем барьера.

Понижение высоты потенциального барьера в зависимости от напряженности электрического поля  $F$  барьера для носителей заряда  $\Delta E_p$  выражается в виде

$$\Delta E_p = \frac{e\sqrt{eF}}{\sqrt{\pi\epsilon\epsilon_0}}, \quad (6)$$

где  $e$  - заряд электрона.

Уменьшение энергии ионизации (6) вызывает изменение постоянной времени релаксации активационно-дрейфового процесса  $\tau$  :

$$\tau_p = \frac{x}{v_{нас}} \exp\left(\frac{\Delta E_t - \Delta E_p}{kT}\right), \quad (7)$$

где  $x$  - координата,  $v_{нас}$  - скорость насыщения.

Значение энергии понижения высоты потенциального барьера

$$\Delta E_p = \sqrt{\frac{e}{\pi\epsilon\epsilon_0}} \sqrt{\frac{en_0}{2\epsilon\epsilon_0}} (U_k - U), \quad (8)$$

где  $n_0$  - равновесная концентрация носителей в электронейтральной области,  $U_k$  - контактная разность потенциалов.

Эффект Френкеля вызывает сдвиг по частоте точки “излома” на частотной зависимости спектральной плотности мощности НЧ-шума, на основании чего обоснована необходимость коррекции значения энергии ионизации глубокого уровня, найденной по излому частотной зависимости СПМ НЧ-шума в соответствии с соотношением (9)

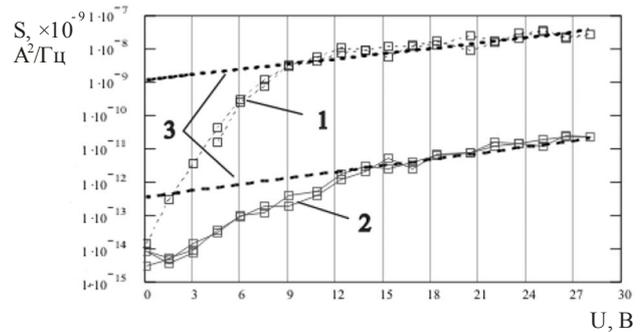
$$\Delta E_t = kT \ln\left(\frac{1}{4\pi f_b \cdot \tau_m}\right) + \sqrt{\frac{e}{\pi\epsilon\epsilon_0}} \sqrt{\frac{en_0}{2\epsilon\epsilon_0}} (U_k - U).$$

С.А. Кострюковым разработан способ, совмещающий процедуры сглаживания и поиска точки изменения наклона спектральной кривой НЧ шума в единой процедуре. Процедура совмещения состоит в аппроксимации зависимости СПМ от частоты в двойных логарифмических координатах кусочно-линейной функцией. При этом критерием поиска частоты излома является максимальное значение угла между аппроксимирующими прямыми.

Форма вольт-шумовой характеристики диодов Шоттки при обратном смещении аппроксимируется двумя функциями вида  $S \sim e^{\alpha U}$ , смещёнными друг относительно друга по оси напряжений (рисунок 4), что позволяет связать особенности экспериментальных кривых с параметрами барьерных структур. На основании этого показана возможность определения концентрации электрически активных ГЦ по форме зависимости плотности мощности НЧ-шума от величины обратного смещения.

Наличие точки, в которой происходит смена

коэффициента  $\alpha$ , можно объяснить следующим образом. При некоторой напряжённости поля создаются условия для генерации с ГУ и дрейфа носителей заряда. Увеличение напряжённости поля приводит к тому, что увеличивается часть активированных с ГУ носителей, пролетевших слой ОПЗ, что в результате приводит к увеличению амплитуды шумовой составляющей обратного тока структуры.



**Рисунок 4 – Зависимости СПМ шума от напряжения смещения для разных образцов барьерных структур (кривые 1,2) и аппроксимация экспоненциальной функцией на начальных участках (3)**

Согласно эффекту Френкеля увеличение напряжённости электрического поля приводит к понижению потенциального барьера для отдельного атома, что в свою очередь приводит к увеличению количества активированных с ГУ носителей. Одновременное действие электрического поля как на дрейфовую, так и на генерационную составляющие приводит к резкому росту числа носителей, достигших области базы и давших вклад в общий шумовой ток.

Переход к более “пологой” зависимости (меньшему значению  $\alpha$ ) происходит за счёт исключения одного из компонентов механизма формирования импульсов тока. Мы предполагаем, что происходит “насыщение” или “истощение” количества активированных с ГУ носителей заряда, в то время как количество достигших область базы носителей заряда продолжает расти под действием увеличивающейся напряжённости поля.

Основным практическим применением полученных результатов является возможность более точного расчета энергии ионизации ГЦ по спектральным характеристикам НЧ-шума, а также возможность экспресс-анализа барьерных структур на наличие и суммарную концентрацию электрически активных ГЦ по форме вольт-шумовых характеристик.

**Заключение.** В заключение отметим, что в этой статье представлена часть теоретических и экспериментальных результатов, полученных в

последние годы учениками и последователями П.Т. Орешкина. Другие результаты также представлены в работах настоящего издания.

Работа выполнена при поддержке Федерального агентства по образованию, ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы.

#### **Библиографический список**

1. Орешкин П.Т. Барьерные слои как резонаторы на глубоких центрах //Известия вузов СССР. Физика. - 1990. - № 11. С. 21-25.

2. Орешкин П.Т. Барьерные слои как резонаторы на глубоких центрах //Электронная техника. Сер. 3. Микроэлектроника. - 1988. - Вып. 4 (128). С.12-20.

3. Орешкин П.Т., Холомина Т.А. Релаксационные процессы в барьерных структурах //Вестник РГРТА. - 2001. - Вып. 9. С.146-150.

4. Орешкин П.Т. Физика полупроводников и диэлектриков. М.: Высшая школа. – 1977, 448 с.

5. Орешкин П.Т. Механизм перезарядки глубоких центров при релаксационной спектроскопии //Электронная техника. Сер. 3. Микроэлектроника. - 1990. - Вып. 5 (139). С.3-8.

6. Oreshkin P. T. Barrier layers as resonators on deep centers //Phys. stat. sol. (a). - 1991. - Vol. 123. - № 2. P. 483-491.

7. Релаксационная спектроскопия глубоких уровней в полупроводниках //П.Т. Орешкин, М.В. Зубков, Т.А. Холомина и др. //Электронная техника. Сер. 3. Микроэлектроника. - 1992. - Вып. 2 (147) - 3(148). С. 3-8.

8. Зубков М.В. Определение концентрации глубоких центров с учетом полевой зависимости времени релаксации тока // Электронная техника - 1989. - Вып. 6 (78). - С. 42-45.

9. Холомина Т.А. Влияние глубоких центров на физические процессы в кремниевых барьерных структурах/ Дис. докт. физ.-мат. наук: 01.04.10. М., - МЭИ,-1999. - 376 с.

10. Кострюков С.А., Холомина Т.А. Особенности анализа сигналов низкочастотного шума методом дискретного преобразования Фурье //Измерительная техника. - 2005. - № 12.- С. 47-50.

11. Кострюков С.А. Установка шумовой спектроскопии глубоких уровней //Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы: Труды VII международной конференции. - Ульяновск: УлГУ, - 2005. - С. 68-69.

12. Кострюков С.А., Холомина Т.А. Программное обеспечение НЧ шумовой спектроскопии глубоких уровней //Известия вузов. Электроника. - 2006. - № 4. - С. 36-43.