TAHO- & MIKPOGICIEMHAG

ЕЖЕМЕСЯЧНЫЙ МЕЖДИСЦИПЛИНАРНЫЙ ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ И ПРИКЛАДНОЙ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Журнал выпускается при научно-методическом руководстве Отделения нанотехнологий и информационных технологий Российской академии наук Журнал включен в перечень научных и научно-технических изданий ВАК России,

в систему Российского индекса научного цитирования и реферируется в базе данных INSPEC

Главный редактор

Мальцев П. П., д.т.н, проф.

Зам. гл. редактора

Лучинин В. В., д.т.н, проф. Шур М., д.ф.-м.н., проф. (США)

Редакционный совет:

Аристов В. В., д.ф.-м.н., проф., чл.-кор. РАН Асеев А. Л., д.ф.-м.н., проф., акад. РАН Гапонов С. В., д.ф.-м.н., проф., акад. РАН Каляев И. А., д.т.н., проф., чл.-кор. РАН Квардаков В. В., д.ф.-м.н., проф., чл.-кор. РАН Климов Д. М., д.т.н., проф., акад. РАН Ковальчук М. В., д.ф.-м.н., проф., чл.-кор. РАН Нарайкин О. С., д.т.н., проф., чл.-кор. РАН Никитов С. А., д.ф.-м.н., проф., чл.-кор. РАН Рыжий В. И., д.ф.-м.н., проф., чл.-кор. РАН (Япония) Сауров А. Н., д.т.н., проф., чл.-кор. РАН

Чаплыгин Ю. А., д.т.н., проф., чл.-кор. РАН Шевченко В. Я., д.х.н., проф., акад. РАН

Редакционная коллегия:

Абрамов И. И., д.ф.-м.н., проф. (Беларусь) Агеев О. А., д.т.н., проф. Андреев А., к.ф.-м.н., (Великобритания) Андриевский Р. А., д.х.н., проф. Антонов Б. И. Астахов М. В., д.х.н., проф. Быков В. А., д.т.н., проф. Горнев Е. С., д.т.н., проф. Градецкий В. Г., д.т.н., проф. Кальнов В. А., к.т.н. Карякин А. А., д.х.н., проф. Колобов Ю. Р., д.т.н., проф. Кузин А. Ю., д.т.н., проф. Панич А. Е., д.т.н., проф. Петросянц К. О., д.т.н., проф. Петрунин В. Ф., д.ф.-м.н., проф. Пожела К., д.ф.-м.н. (Литва) Путилов А. В., д.т.н., проф. Телец В. А., д.т.н., проф. Тимошенков С. П., д.т.н., проф. Тодуа П. А., д.т.н., проф. Шубарев В. А., д.т.н., проф. Отв. секретарь Лысенко А. В. Релакция: Григорин-Рябова Е. В.

Чугунова А. В.

Учредитель: Издательство "Новые технологии" СОДЕРЖАНИЕ _____Издается с 1999 г.

МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКИЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МНСТ

Васильевский	И.С., І	Виниченко	A. H.,	Грехов	M. M.,	Каргин Н	І. И.	
Рост и свойст	ва высоко	экачествен	нных эпи	таксиал	ьных сло	рев $n + InA$	s(Si)	
с сильным ле	егировани	ием для о	создания	невпла	вных ом	ических	кон-	
тактов							3	í

Войцеховский А. В., Кульчицкий Н. А., Мельников А. А., Несмелов С. Н., Коханенко А. П., Лозовой К. А., Сатдаров В. Г. Электрофизические характеристики наногетероструктур Si/Ge с квантовыми точками Ge . . 9

элементы мнст

Аннотации на русском и английском языках с 1999 г. по настоящее время находятся в свободном доступе на сайте журнала (http://microsystems.ru; http://novtex.ru/nmst/) и научной электронной библиотеки (http://elibrary.ru). Электронные версии полнотекстовых статей расположены на сайте журнала: с 1999 по 2012 г. в разделе "АРХИВ".

ПОДПИСКА:

по каталогу Роспечати (индекс 79493); по каталогу "Пресса России" (индекс 27849) в редакции журнала (тел./факс: (499) 269-55-10) Адрес для переписки: 107076 Москва, Стромынский пер., д. 4 e-mail: nmst@novtex.ru

© Издательство "Новые технологии", "Нано- и микросистемная техника", 2015

INTERDISCIPLINARY, SCIENTIFIC, TECHNIQUE AND PRODUCTION JOURNAL

Journal of NANOand MICROSYSTEM TECHNIQUE NANO- I MIKROSISTEMNAYA TEHNIKA

ISSN 1813-8586

Maltsev P. P., Dr. Sci. (Tech.), Prof. – EDITOR IN CHIEF Luchinin V. V., Dr. Sci. (Tech.), Prof. DEPUTY OF EDITOR IN CHIEF Shur M. S., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof. (USA) – DEPUTY OF EDITOR IN CHIEF

Editorial council:

Aristov V. V., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof., Cor.-Mem. RAS Aseev A. L., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof., Acad. RAS Chaplygin Ju. A., Dr. Sci. (Tech.), Prof., Cor.-Mem. RAS Gaponov S. V., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof., Cor.-Mem. RAS Kaljaev I. A., Dr. Sci. (Tech.), Prof., Cor.-Mem. RAS Klimov D. M., Dr. Sci. (Tech.), Prof., Acad. RAS Kovalchuk M. V., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof., Cor.-Mem. RAS Kvardakov V. V., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof., Cor.-Mem. RAS Narajkin O. S., Dr. Sci. (Tech.), Prof., Cor.-Mem. RAS Nikitov S. A., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof., Cor.-Mem. RAS Ryzhii V. I. (Japan), Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof., Cor.-Mem. RAS Saurov A. N., Dr. Sci. (Tech.), Prof., Cor.-Mem. RAS Shevchenko V. Ya., Dr. Sci. (Chem.), Prof., Acad. RAS Sigov A. S., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof., Acad. RAS **Editorial board:** Abramov I. I. (Belorussia), Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof. Ageev O. A., Dr. Sci. (Tech.), Prof. Andreev A. (UK), Cand. Sci. (Phys.-Math.), Prof. Andrievskii R. A., Dr. Sci. (Chem.), Prof. Antonov B. I. Astahov M. V., Dr. Sci. (Chem.), Prof. Bykov V. A., Dr. Sci. (Tech.), Prof. Gornev E. S., Dr. Sci. (Tech.), Prof. Gradetskiy V. G., Dr. Sci. (Tech.), Prof. Kalnov V. A., Cand. Sci. (Tech.) Karjakin A. A., Dr. Sci. (Chem.), Prof. Kolobov Ju. R., Dr. Sci. (Tech.), Prof. Kuzin A. U., Dr. Sci. (Tech.), Prof. Panich A. E., Dr. Sci. (Tech.), Prof. Petrosjants C. O., Dr. Sci. (Tech.), Prof. Petrunin V. F., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof. Pozhela K.(Lithuania), Dr. Sci. (Phys.-Math.) Putilov A. V., Dr. Sci. (Tech.), Prof. Shubarev V. A., Dr. Sci. (Tech.), Prof. Telets V. A., Dr. Sci. (Tech.), Prof. Timoshenkov S. P., Dr. Sci. (Tech.), Prof. Todua P. A., Dr. Sci. (Tech.), Prof.

Executive secretary:

Lysenko A. V.

Editorial staff:

Chugunova A. V. Grigorin-Ryabova E. V.

Our:

Web: www.microsistems.ru/eng; e-mail: nmst@novtex.ru

To subscribe, please contact with:

JSC "MK-Periodica": Tel: +7 (495) 672-7012 Fax: +7 (495) 306-3757 E-mail: import@periodicals.ru The Journal is included in the list of the Higher Attestation Commission of the Russian Federation, in the Russian system of science citation index and INSPEC data base

Published since November 1999

CONTENTS

Nº 2

(175)

2015

SCIENCE OF MATERIALS AND TECHNOLOGICAL BASICS OF MNST

Vasil'evskii I. S., Vinichenko A. N., Grekhov M. M., Kar-	
gin N. I. Growth and Properties of High-Quality $n+InAs(Si)$	
Epitaxial Layers with High Doping Level for Nonalloyed Ohm-	
ic Contacts	3

MICRO- AND NANOSYSTEM TECHNIQUE ELEMENTS

Akopyan V. A., Parinov I. A., Zakharov E. V., Rozhkov Yu. N., Chebanenko V. A. Influence of the Type of Mechanical Loading on the Energy Efficiency of the Piezoelectric Generators. . 33

Материаловедческие и технологические основы MHCT Science of materials and technological basics of MNST

УДК 538.91

И. С. Васильевский, канд. физ.-мат. наук, доц., e-mail: ivasilevskii@inail.ru, **А. Н. Виниченко**, инженер, **М. М. Грехов**, канд. физ.-мат. наук, начальник науч.-техн. отд. УРПИ, **Н. И. Каргин**, д-р техн. наук, проф. Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Москва

РОСТ И СВОЙСТВА ВЫСОКОКАЧЕСТВЕННЫХ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ $n + \ln As(Si)$ С СИЛЬНЫМ ЛЕГИРОВАНИЕМ ДЛЯ СОЗДАНИЯ НЕВПЛАВНЫХ ОМИЧЕСКИХ КОНТАКТОВ

Поступила в редакцию 06.11.2014

Разработаны методы эпитаксиального роста сильнолегированных слоев n+InAs(Si) на подложке GaAs для создания омического контакта с металлизацией, не требующего вплавления. Предложены различные конструкции переходных слоев и методики роста, позволяющие достичь высокой подвижности электронов при низкой шероховатости поверхности слоев InAs.

Ключевые слова: молекулярно-лучевая эпитаксия, гетероструктуры, легирование, InAs, GaAs, омические контакты

Введение

Арсенид индия InAs является привлекательным полупроводниковым материалом для электронных и оптоэлектронных приборов — он обладает малой энергией запрещенной зоны и высокой подвижностью электронов. Поскольку InAs имеет наибольшую среди других А^{III}В^V полупроводников энергию сродства к электрону, в контакте с металлом формирует зонный профиль с обогащением электронами приконтактной области [1]. Легированный донорами InAs с концентрацией примеси $1...5 \cdot 10^{18}$ см⁻³ (*n*+InAs) может быть использован в качестве контактного слоя, который позволяет получить омический контакт с металлизацией истока и стока, не требующий вплавления, при этом достигается сопротивление контакта порядка 10^{-6} Ом · см² [2]. В других гетероструктурных технологиях, например, P-HEMT AlGaAs/InGaAs/GaAs c легированным контактным слоем n+GaAs(Si), для достижения столь низких значений контактного сопротивления применяется диффузионное вплавление, при котором происходит легирование приконтактной области полупроводника и формирование "шунтов" с металлической проводимостью, что обеспечивает разрушение барьера Шоттки с металлом омических контактов. Этап высокотемпературной обработки омических контактов предшествует формированию затворной металлизации, в противном случае нагрев приводил бы к диффузионному размыванию металлизации затвора и снижению барьера Шоттки на затворе, что является нежелательным. Однако использование приконтакных слоев n+InAs или n+InGaAs снимает это ограничение.

В таком случае металлизация омических контактов может следовать после формирования Т-образного затвора транзистора и ее можно выполнить по самосовмещенной технологии. Верхняя часть затвора является маской, формирующей края стока и истока строго по границе шляпки затвора. При этом реализуется минимальный зазор между стоком и истоком транзистора, причем его легко задать длиной шляпки затвора. Такая топология транзистора позволяет снизить время пролета электронами активной области и увеличить граничную частоту его работы. Такой подход особенно важен в технологии КВЧ транзисторов и цифровых схем, базирующихся на гетероструктурах с высоким содержанием InAs, где максимально используются преимущества высокой дрейфовой скорости электронов [3].

Для использования преимуществ InAs при создании омических контактов рассматриваются подходы по его выращиванию в качестве верхнего легированного слоя в гетероструктурах, в том числе через маску [4]. Однако механические деформации, вызванные несоответствием постоянных решетки, затрудняют получение высококачественных слоев InAs при эпитаксиальном росте. Рост псевдоморфно напряженного слоя InAs уже при весьма малой толщине пленки (свыше 4...5 нм для соединений, решеточно-согласованных с InP, и свыше 2...3 нм для GaAs-совмещенных слоев) приводит к началу неупругой релаксации пленки и образованию дислокаций. Высокая плотность дислокаций в слое InAs может вызвать их распространение в нижележащие активные слои гетеростурктуры, значительно усилив рассеяние электронов, что приведет к снижению тока, частотных параметров транзистора и увеличению шумов. Одним из решений является рост поликристаллического InAs [5].

При прямом эпитаксиальном росте релаксированных пленок InAs без использования переходных слоев плотность дислокаций снижается недостаточно быстро с увеличением толщины пленки, улучшение качества наблюдается при толщине слоя >1,5...4 мкм [6, 7], и такой подход неприменим для гетероструктурных НЕМТ-технологий. При стандартных скоростях и температурах роста более 500 °C рост InAs на GaAs приводит к шероховатой поверхности и развитию дефектов упаковки. При этом подвижность µ электронов в пленках толщиной менее 100 нм составляет всего 400...1000 см²/(B·с), что значительно ниже подвижности бездефектного InAs. Кроме того, морфология и структурное качество пленок InAs на подложках GaAs сильно чувствительны к температуре роста и соотношению давлений потоков мышьяка и индия [7].

Целью настоящей работы являлось развитие методов эпитаксиального выращивания сильно легированных донорами кремния тонких пленок n+InAs(Si) при сохранении максимального структурного качества слоев. Критерием является сохранение монокристаллической структуры слоев, низкой шероховатости поверхности и достижение максимальной подвижности электронов, в этом случае контактные слои n+InAs(Si) могут применяться в гетероструктурных НЕМТ-транзисторах для создания невплавных омических контактов.

Экспериментальные образцы и результаты измерений

Для исследования и оптимизации процессов эпитаксиального роста легированных пленок n+InAsбыли выбраны три структуры переходных слоев (образцы 1-го, 2-го и 3-го типа), расположенных между слоем GaAs и легированным слоем 100 нм n+InAs(Si). После буфера GaAs и тонкой сверхрешетки AlAs/GaAs следовал слой AlGaAs, затем в образцах 1-го типа — релаксационные слои InAs, 2-го типа — подслой $\ln_x Al_{1-x}As$ с содержанием InAs 75...90 %, 3-го типа — метаморфный переходный буфер $\ln_x Al_{1-x}As$ с изменением состава от 20 до 90 % на толщине 1,1...1,2 мкм.

Поскольку плавное повышение мольной доли InAs до 100 % технически реализовать затруднительно в связи с инерционностью эффузионных ячеек, финальная часть переходного буфера была реализована в виде сверхрешетки $InAs/In_rAl_{1-r}As$. При такой структуре слоев наиболее резкий перепад состава In и максимальные напряжения при начале роста пленки InAs реализовывались в структурах 1-го типа, тогда как 2-й тип обеспечивал более плавный переход от решетки GaAs к решетке InAs, а образцы 3-го типа обеспечивали максимально плавное распределение возникающих дислокаций несоответствия при релаксации слоя $In_xAl_{1-x}As$. Параметры выращенных образцов (подвижность μ и концентрация n_{ρ} электронов, а также среднеквадратичная шероховатость поверхности RMS) приведены в таблице.

На рис. 1 приведены рентгеновские дифрактограммы отражения (004) от образцов 2-го типа. На образцах высокого качества слои InAs показывают малое уширение линии дифракции, что свидетельствует о хорошей монокристаллической структуре и низкой плотности дислокаций в толщине основного слоя InAs. Наличие подслоя In_xAl_{1-x}As проявляется в виде дополнительного пика, расположенного справа от пика InAs. Таким образом, основная релаксация напряжений происходит при формировании слоя $In_xAl_{1-x}As$ и начальных слоев InAs. Плотность дислокаций и дефектов упаковки в слое InAs напрямую влияет на электронные транспортные свойства. Для их анализа измерялась холловская концентрация и подвижность электронов при комнатной температуре (300 К) и тем-

Условия роста и параметры изготовленных образцов n+InAs/AlGaAs

Growth	conditions	and	the	parameters	of	manufactured	samples
		0	f n	+InAs/AlGa	ıÅs		

№ образна	Тип образиа	Троста	$P_{\rm As},$	$P_{\text{As}}, \mu, \text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$		n _e ,	RMS.
Sample number	Sample type	(T _{growth}), °C	10 ⁻⁶ Torr	300 K	77 K	10^{18} cm ⁻³	nm
61	1	470	2,9	5450	6000	1,41	1,6
66	1	460	2,3	6610	7390	0,47	_
87	2	460	5,5	7020	7800	0,45	2,3
119	2	450	2,4	1860	1880	23,7	2,0
120	3	460	5,3	8340	9580	1,40	1,3
122	2	460	4,0	726	780	58,2	—
123	3	430	4,0	10 800	12 450	0,62	2,0
1							

Примечание: $T_{\rm pocta}$ — температура подложки при росте активного слоя InAs; $P_{\rm As}$ — давление мышьяка. Note: $T_{\rm growth}$ — the substrate temperature during the growth of the InAs active layer; $P_{\rm As}$ — pressure of arsenic пературе кипения жидкого азота (77 К). Образцы с низким легированием кремнием были исследованы для оценки вклада рассеяния на дефектах. В случае слабого рассеяния на дефектах и ионизированных донорах подвижность электронов ограничивается фононным рассеянием и наблюдается ее увеличение при температуре 77 К.

Образцы 1-го типа имеют достаточно низкую подвижность электронов при низкой шероховатости поверхности. Введение тонкого подслоя In_xAl_{1-x}As толщиной 25...30 нм в образцах 2-го типа увеличивает подвижность электронов на 5...15 %. В образцах 3-го типа с метаморфным буфером толщиной 1,7...2,0 мкм наблюдались наиболее высокие значения подвижности электронов, а также наибольший прирост подвижности при азотной температуре. Зависимости подвижности электронов от их концентрации в исследованных образцах при T = 300 К приведены на рис. 2. Горизонтальными линиями показаны значения подвижности, получаемые на пленках InAs толщиной 100...150 нм при прямом росте на GaAs (bulk) [6], и с использованием толстого переходного буфера (*metamorphic*).

Морфология поверхности пленок сильно связана с условиями роста, температурой роста и давлением мышьяка. При повышении температуры роста наблюдались крупные дефекты, связанные, вероятно, с кластеризацией металлического In. Избыток Аз приводит к формированию дефектов упаковки и появлению шероховатой поверхности. Наиболее оптимальные с точки зрения морфологии пленок условия наблюдались при T ~ 460 °C и давлении мышьяка 4... 5 · 10⁻⁶ Торр (рис. 3). В образцах 3-го типа с толстым метаморфным буфером не наблюдалась морфология поперечно-полосатого рельефа. Вероятно, это связано с увеличением истинной температуры подложки в процессе роста из-за увеличения поглощения ИК нагрева при росте слоев с высоким содержанием InAs.

Сильнолегированные пленки

Для исследования тонких сильнолегированных слоев n+ InAs, применимых для создания невплавных контактов, была выращена серия образцов с объемной концентрацией доноров кремния $N_d = 1...6 \cdot 10^{19}$ см⁻³. Толщина слоя n+ InAs составляла ~100 нм. При наибольшем легировании увеличение концентрации доноров осуществлялось за счет снижения скорости роста до 3,5 нм/мин и максимальной температуры кремниевой ячейки ~1250 °C.

Вплоть до максимальной концентрации доноров ($6 \cdot 10^{19}$ см⁻³) не наблюдалось эффектов амфотерности примеси Si и отклонения от линейной зависимости линии легирования — концентрации электронов от плотности введенного кремния. Как видно на рис. 2, для сильнолегированных пленок



Рис. 1. Рентгенодифракционное отражение (004) от образцов n+InAs/AIGaAs 2-го типа № 82, 87 с подслоем InAIAs (М. М. Грехов)

Fig. 1. X-ray diffraction pattern reflection (004) of the n+InAs/AlGaAs samples of the 2^{nd} type 2 No 82, 87 with InAlAs sublayer (M. M. Grekhov)



Рис. 2. Зависимость подвижности электронов от их концентрации в образцах *n*-InAs/AlGaAs высокого (HQ) и низкого (LQ) качества (И. С. Васильевский)

Fig. 2. Dependence of the electron mobility on their concentration in InAs/AlGaAs samples of a high (HQ) and low (LQ) quality (I. S. Vasil'evskii)



Рис. 3. Морфология поверхности образцов (микрография в режиме фазового интерференционного контраста, увеличение ×100), выращенных при температуре:

a — неоптимальной (480 °C) и b — оптимальной (460 °C) (А. Н. Виниченко)

Fig. 3: The surface morphology of the samples (micrograph in the mode of phase interference contrast, $\times 100$ zooming at the temperatures: a - sub-optimal (480 °C) and b - optimal (460 °C) (A. N. Vinichenko)

n+InAs подвижность электронов уменьшается с возрастанием уровня легирования. Кроме того, снижается прирост подвижности электронов при температуре 77 К относительно величины подвижности, измеренной при 300 К. Это обусловлено возрастающим вкладом рассеяния на ионизированных донорах кремния в снижение подвижности электронов. Однако проводимость пленок InAs, характеризуемая произведением подвижности и концентрации электронов, изменяется в этом интервале незначительно (их сопротивление составляет 25...40 Ом/□). Отметим, что подвижность электронов в монокристаллических пленках n+InAs, полученных в данной работе, более чем в 5 раз превышает данные работы [5], полученные на поликристаллических пленках InAs при аналогичном уровне легирования. Таким образом, выращивание сильнолегированных n+InAs слоев, в отличие от легированных n+GaAs или n+InGaAs контактных слоев в Р-НЕМТ- и НЕМТ-транзисторных структурах, позволяет обеспечить очень высокую концентрацию электронов при отсутствии барьера Шоттки для создания невплавных омических контактов транзисторов.

Заключение

Реализованы подходы, позволяющие выращивать методом молекулярно-лучевой эпитаксии монокристаллические пленки n + InAs высокой степени кристаллического совершенства с зеркальной поверхностью. Сильное легирование кремнием позволяет достичь концентрации электронов в диапазоне 1...6 · 10¹⁹ см⁻³ при достаточно высокой их подвижности. Разработанная технология позволяет изготавливать высококачественные эпитаксиальные слои InAs поверх GaAs-совместимых гетероструктур (AlGaAs/InGaAs/GaAs), что может быть использовано для создания невплавных омических контактов в HEMT-транзисторах.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации с использованием оборудования ЦКП "Гетероструктурная СВЧ-электроника и физика широкозонных полупроводников" НИЯУ МИФИ в рамках комплексного проекта по созданию высокотехнологичного производства "Разработка перспективных СВЧ компонентов для высокоплотных радиоэлектронных модулей нового поколения", шифр "2013-218-04-050", Постановление Правительства Российской Федерации от 9 апреля 2010 г. № 218.

Список литературы

1. Бланк Т. В., Гольдберг Ю. А. Механизмы протекания тока в омических контактах металл—полупроводник // ФТП. 2007. Т. 41, № 11. С. 1281—1308. 2. Lee C. T., Jaw K. L., Tsai C.-D. Thermal stability of

2. Lee C. T., Jaw K. L., Tsai C.-D. Thermal stability of Ti/Pt/Au ohmic contacts on InAs/graded InGaAs layers // Solid-State Electronics. 1998. V. 42, N 6. P. 871–875. 3. Akazaki T., Takayanagi H., Nitta J. Enoki T. InAs-inser-

Akazaki T., Takayanagi H., Nitta J. Enoki T. InAs-inserted-channel InAlAs/InGaAs inverted HEMTs with direct ohmic contacts // Physica E. 1998. V. 2, N 1–4. P. 458–462.
 Karter A. D., Law J. J. M., Lobisser E. et al. 60 nm gate

4. Karter A. D., Law J. J. M., Lobisser E. et al. 60 nm gate length Al_2O_3 / $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ gate-first MOSFETs using InAs raised source-drain regrowth // Device Research Conference (DLC), 69th Annual. Santa Barbara, 2011. P. 19–20.

5. Scott D. W., Kadow C., Dong Y. et al. Low-resistance *n*-type polycrystalline InAs grown by molecular beam epitaxy // J. Cryst. Growth. 2004. V. 267, N 1–2. P. 35–41.

J. Cryst. Growth. 2004. V. 267, N 1–2. P. 35–41. 6. **Wang P. D., Holmes S. N., Le T.** et al. Electrical and magneto-optical of MBE InAs on GaAs // Semicond. Sci. Technol. 1992. V. 7, N 6. P. 767–786.

7. Nee T. E., Lin R. M., Hsieh R. Z., Chang L. B. Growth and coalescence evolution of InAs on GaAs by molecular beam epitaxy // J. Vac. Sci. Technol. A. 2002. V. 20, N 3. P. 1128–1131.

I. S. Vasil'evskii, PhD., Associate Professor, e-mail: ivasilevskii@mail.ru, A. N. Vinichenko, Engineer, M. M. Grekhov, PhD., Chief of Science and Engineering Division of Department of Advanced Research, N. I. Kargin, D. Sc., Professor

National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute)

Growth and Properties of High-Quality *n*+InAs(Si) Epitaxial Layers with High Doping Level for Nonalloyed Ohmic Contacts

Methods of epitaxial growth of highly-doped n + InAs(Si) layers on GaAs substrate for nonalloyed ohmic contacts were developed. Different structures of transition layers and various growth procedures were proposed to obtain high electron mobility and low surface roughness of InAs layers.

Keywords: molecular beam epitaxy, heterostructures, doping, InAs, GaAs, ohmic contacts

Introduction

Indium arsenide InAs is a semiconductor material for electronic and optoelectronic devices. It has a small energy bandgap and high electron mobility. Since InAs has the greatest electron affinity energy among the $A^{III}B^V$ semiconductors, in contact with the metal it forms a band profile with the electron-rich area near the contact [1]. InAs doped with donors with the concentration of 1...5 \cdot 10¹⁸ cm⁻³ (*n*+InAs) can be used as a contact layer, which allows to obtain an ohmic contact with the source and drain metallization, which does not require fusing.

The contact's resistance is about 10^{-6} ohm \cdot cm² [2]. In other heterostructure technology, for example, P-HEMT AlGaAs/InGaAs/GaAs with the doped contact layer n+GaAs(Si), the diffusion alloying is used to achieve such low contact resistances, in which the doping of the contact area of the semiconductor and formation of a "shunt" with metallic conductivity occurs, that enables destruction of the Schottky barrier with the metal of ohmic contacts. The gate metallization precedes their high-temperature treatment, otherwise the heating would lead to the diffusion erosion of the gate's metallization and would reduce the Schottky barrier on the gate, which is undesirable. However, the near-contact layers n+InAs or n+InGaAs remove this restriction.

The metallization of the ohmic contacts may be made after formation of T-type gates of the transistor, and it can be performed by the combined technologies. The upper part of the gate is a mask, which forming the edges of the drain and source strictly on the edge of the gate's cap. At this, a minimum gap between the drain and source of the transistor can be realized, and it is easy to set by the length of the gate's cap. This topology allows to reduce the transit time of the electrons in the active region and to increase the border frequency of the transistor. This approach is essential in the technology of short-wave transistors and digital circuits on the heterostructures with high concentration of InAs, which uses the advantages of high drift velocity of the electron [3].

To use advantages of InAs for manufacturing of ohmic contacts, its growing regarded as an upper doped layer of the heterostructures, including through the mask [4], is observed. However, the mechanical deformations due to the mismatch of the lattice constants make difficult obtaining of the high-quality InAs layers during epitaxial growth. Growth of the pseudomorphically strained InAs layer with a film thickness of more than 4...5 nm for lattice-matched compounds with InP and more than 2...3 nm for GaAs-aligned layers leads o its inelastic relaxation and formation of the dislocations. High density of InAs can cause propagation of the dislocations into the underlying active layers of the heterostructure, enhancing the scattering of electrons, thus reducing the current, the frequency characteristics of a transistor, an increase of noise. One of the solutions is the growth of polycrystalline InAs [5].

In direct epitaxial growth of the relaxed InAs films, the dislocations' density decreases quickly with increase of film thickness, and the quality improvement is observed with a layer thickness of >1,5...4 microns [6, 7].

This approach is not applicable for heterostructure HEMT technology. At the standard speeds and temperatures above 500 °C, the growth of InAs on GaAs leads to formation of a rough surface and stacking

faults. The electron mobility in the films with the thickness less than 100 nm is about 400... 1000 cm²/(V \cdot s), that is below the mobility of the defect-free InAs. In addition, the morphology and the structure of InAs films on GaAs substrates are sensitive to the growth temperature and ratio of the pressures of the flow of arsenic and indium [7].

The purpose of work is development of epitaxial growth of the thin films n+InAs(Si) heavily doped with silicon at maintaining of the maximum quality of the structural layers. The criterion is to maintain a single-crystal structure of the layers, low surface roughness and the maximum electron mobility. In this case, the contact layers n+InAs(Si) may be used in the hetero-structure HEMT transistors for creation of unfused ohmic contacts.

The experimental samples and the results of measurements

The structures of transition layers (samples of the 1st, 2nd and 3rd type) located between GaAs and the doped layer of 100 nm *n*+InAs(Si) are chosen to optimize the epitaxial film growth of *n*+InAs films. The GaAs buffer and superlattice AlAs/GaAs were followed by the AlGaAs layer, then, in the samples of 1st type – InAs relaxation layers, for the 2nd type – In_xAl_{1-x}As sublayer with InAs content of 75...90 %, for the 3rd type – the metamorphic transition In_xAl_{1-x}As buffer with the change of the composition from 20 to 90 % at a thickness of 1,1...1,2 µm.

Since the gradual increase of InAs mole fraction up to 100 % is difficult to implement due to the inertia of the cells' effusion, the final part of the transition buffer is implemented as a superlattice $InAs/In_xAl_{1-x}As$. In such a structure, the sharpest drop of In composition and the maximum strain at the beginning of the InAs film growth were implemented in the structures of the 1st type. The 2nd type provided more seamless transition from GaAs to InAs lattice.

The samples of the 3rd type provided the most smooth distribution of misfit dislocations at relaxation of $In_xAl_{1-x}As$ layer. The parameters of the samples (mobility μ and concentration of electrons n_e , the mean-root-square surface roughness RMS) are given in the following table.

Fig. 1 shows the X-ray diffraction patterns of the reflection (004) from the samples of the 2nd type. On the high quality samples, the InAs layers show small broadening of diffraction, that testifies a good monocrystal-line structure and low density of dislocations in the thickness of InAs layer. Availability of $In_xAl_{1-x}As$ sub-layer appears as a peak to the right of the InAs peak. Then the main stress relaxation occurs during formation of the $In_xAl_{1-x}As$ layer and initial InAs layers. The density of dislocations and stacking faults in the InAs layer affect the electron transport properties. To ana-

lyze them, the Hall concentration and the electrons' mobility at 300 K and boiling point of liquid nitrogen (77 K) were measured. The samples with low doping by silicon were investigated to assess the contribution of scattering on the defects. In the case of weak scattering on the defects and ionized donors, the electron mobility is limited by phonon scattering; its increase is observed at 77 K.

The samples of the first type have low electron mobility at low surface roughness. Introduction of the $In_xAl_{1-x}As$ sublayer with the thickness of 25...30 nm in the samples of the 2nd type increases the mobility of electrons by 5...15%. The highest electron mobility was observed in the samples of the 3rd type with the metamorphic buffer with the thickness of 1,7...2,0 µm, as well as the largest increase in mobility at the nitrogen temperature. Dependences of electron mobility from their concentration in the samples at 300 K are shown in fig. 2. The horizontal lines show the mobility on the InAs films with the thickness of 100...150 nm in direct growth on GaAs (*bulk*) [6] and with the use of thick transitional buffer (*metamorphic*).

The surface morphology of the films is associated with the growth conditions, temperature and pressure of arsenic. If the temperature was increased, the large defects were observed, probably due to the clusterization of the metallic In. Excess of As leads to formation of the stacking faults and appearance of the rough surface. The optimal conditions were observed at *T* of about 460 °C and the pressure of arsenic of $4...5 \cdot 10^{-6}$ Torr (fig. 3). The morphology of striated relief was not observed in the samples of the 3^{rd} type with a thick metamorphic buffer. This is probably caused by the increase of the true temperature of the substrate due to increase of absorption of infrared heating at the growth of layers with a high content of InAs.

Highly-doped films

The samples with the silicon's donor concentrations of $N_d = 1...6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ were grown for studies of thin highly doped n+InAs layers, applicable for creating of non-alloying contacts. The thickness of the n+InAs layer was about 100 nm. At the highest doping, the increase in concentration of the donors was carried out by reducing of the growth rate to 3,5 nm/min and the temperature of the silicon cell to 1250 °C.

The amphoteric of the Si impurity and deviations from the linearity of the doping line (concentration of the electrons injected from the silicon density) were not observed up to a maximum concentration of donors $(6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3})$. For heavily doped n+InAs films, the electron mobility decreases with increase of the doping level (fig. 2). In addition, the growth of the electron mobility at 77 K with respect to mobility at 300 K is also reduced. This is caused by increasing contribution of scattering on the ionized donors of silicon into reduction of electron mobility. However, the conductivity of InAs films, which is characterized by a multiplication of mobility and concentration of the electrons, varies insignificant within this range (their resistance is 25...40 Ω/\Box). It must be noted, that the electron mobility in the obtained *n*+InAs monocrystalline films more than 5 times exceeds the data [5] for InAs polycrystalline films at the similar level of doping. Thus, cultivation of heavily doped *n*+InAs layers unlike to *n*+GaAs or *n*+InGaAs doped contact layers in P-HEMT- and HEMT-structures enables to obtain high concentration of electrons at the absence of the Schottky barrier in creation of the non-alloying ohmic contacts of transistors.

Conclusion

The approaches were implemented, which allow to grow n+InAs monocrystalline films with the high grade of crystalline perfection with a smooth surface by molecular beam epitaxy. The heavy doping by silicon allows to reach the concentration of electrons in the range of $1...6 \cdot 10^{19}$ cm⁻³ with high mobility. This allows to produce high-quality InAs epitaxial layers on top of GaAscompatible heterostructures (AlGaAs/InGaAs/GaAs), which can be used to create non-alloying ohmic contacts in HEMT-transistors.

This work was made with support of the Ministry of Education and Science of the Russian Federation with the use of the equipment of CUC "Hetero structure microwave electronics and physics of wideband semiconductors" of the National Nuclear Research University Moscow Engineering and Physics Institute in the framework of the project on creation of high-quality production "Development of advanced microwave components for high-density radio-electronic modules of the new generation", code "2013-218-04-050", decree of the Government of the Russian Federation of April 9, 2010 No 218.

References

1. Blank T. V., Gol'dberg Yu. A. Mechanisms of current flow in metal-semiconductor ohmic contacts. *Semiconductors*. 2007. V. 41, N. 11. P. 1263–1292.

2. Lee C. T., Jaw K. L., Tsai C.-D. Thermal stability of Ti/Pt/Au ohmic contacts on InAs/graded InGaAs layers. *Solid-State Electronics*. 1998. V. 42, N. 6. P. 871–875.

3. Akazaki T., Takayanagi H., Nitta J., Enoki T. InAs-inserted-channel InAlAs/InGaAs inverted HEMTs with direct ohmic contacts. *Physica E*. 1998. V. 2, N. 1–4. P. 458–462.

4. Karter A. D., Law J. J. M., Lobisser E. et al. 60 nm gate length Al_2O_3 / In0,53Ga0,47As gate-first MOSFETs using InAs raised source-drain regrowth. *Device Research Conference (DLC)*, 69th Annual. Santa Barbara, 2011. P. 19–20.

5. Scott D. W., Kadow C., Dong Y. et al. Low-resistance n-type polycrystalline InAs grown by molecular beam epitaxy. *J. Cryst. Growth.* 2004. V. 267, N. 1–2. P. 35–41.

6. Wang P. D., Holmes S. N., Le T. et al. Electrical and magneto-optical of MBE InAs on GaAs. *Semicond. Sci. Technol.* 1992. V. 7, N 6. P. 767–786.

7. Nee T. E., Lin R. M., Hsieh R. Z., Chang L. B. Growth and coalescence evolution of InAs on GaAs by molecular beam epitaxy. *J. Vac. Sci. Technol.* A. 2002. V. 20, N. 3. P. 1128–1131.

УДК 621.315; 535.215

А. В. Войцеховский¹, д-р физ.-мат. наук, проф., зав. каф., e-mail: vav@elefot.tsu.ru,

Н. А. Кульчицкий², д-р техн. наук, проф., e-mail: n.kulchitsky@gmail.com,

А. А. Мельников², д-р техн. наук, проф., С. Н. Несмелов¹, канд. техн. наук, ст. науч. сотр.,

А. П. Коханенко¹, д-р физ.-мат. наук, проф., **К. А. Лозовой¹**, аспирант, **В. Г. Сатдаров¹**, студент

¹ Томский государственный университет, (г. Томск), e-mail: vav43@mail.tsu.ru,

² Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики

(Технический университет, г. Москва)

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАНОГЕТЕРОСТРУКТУР Si/Ge С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ Ge

Поступила в редакцию 25.11.2014

Дается анализ литературных данных по электрическим свойствам наногетероструктур Ge/Si. Описаны особенности полупроводниковых структур с квантовыми точками и их электрофизические свойства. Проведен обзор методов измерения электрофизических параметров полупроводниковых Ge/Si-наногетероструктур с квантовыми точками Ge: вольтфарадных характеристик, вольт-амперных характеристик, DLTS-спектров, температурных спектров проводимости.

Ключевые слова: наногетероструктуры, квантовые точки, кремний, германий, солнечные элементы, фотопреобразователи, электрофизические характеристики, спектроскопия полной проводимости, адмиттанс, вольт-амперные характеристики

Введение

Электрофизические и фотоэлектрические свойства полупроводниковых наногетероструктур на основе системы германий/кремний с квантовыми точками германия привлекают сегодня особенное внимание исследователей в связи с наличием в подобных структурах уникальных физических свойств, весьма перспективных для создания оптоэлектронных приборов с улучшенными характеристиками [1—6].

Для измерения электрофизических свойств существует ряд методов электрической спектроскопии, в которых основную роль играют процессы захвата и эмиссии носителей заряда. К ним относятся: метод вольт-амперных, вольт-фарадных характеристик, спектроскопия полной проводимости (адмиттанса) (*admittance spectroscopy*), нестационарная емкостная спектроскопия глубоких уровней (*deep level transient spectroscopy*, DLTS).

В настоящем обзоре рассмотрены электрофизические свойства гетероструктур Ge/Si с квантовыми точками, а также методики их измерения.

Вольт-фарадные характеристики наногетероструктур Si/Ge

Метод вольт-фарадных характеристик заключается в следующем. Прикладывая переменное напряжение к структуре, содержащей квантовые точки, можно добиться того, что в течение одного полупериода захват носителей точками преобладает над эмиссией, а в другом полупериоде, наоборот, преобладает эмиссия. В результате массив квантовых точек будет перезаряжаться на частоте приложенного переменного напряжения, т. е. вести себя подобно конденсатору. Измеряя емкость при разных напряжениях смещения, можно получить информацию о концентрации носителей в образце, о заряде, накопленном квантовыми точками, и о плотности состояний. (Способ определения плотности состояний в квантовых ямах и ансамблях квантовых точек по вольт-фарадным характеристикам был развит в работе [7].)

В основе емкостной спектроскопии квантовых точек лежит тот факт, что заряд в нуль-мерных системах может изменяться только дискретным образом на величину

$$\delta Q = eN,$$

где *е* — заряд электрона, *N* — число точек в образце.

Внешнее напряжение Vg на управляющем электроде, смещая потенциал в островках по отношению к уровню Ферми в контакте, отделенным от островкового слоя туннельно-прозрачным барьером, стимулирует либо захват носителей из контакта на уровни квантовых точек, либо опустошение этих уровней в зависимости от полярности V_g . При совпадении уровня Ферми в контакте с энергией связанного состояния в квантовых точках дифференциальная емкость $C(V_g) = dQ/dV_g$ должна иметь пик, свидетельствующий о наличии дискретного уровня энергии. Полная емкость структуры представляет собой сумму двух вкладов: первый обусловлен наличием области пространственного заряда в окружающем островки материале (в данном случае это кремний), второй вклад связан с перезарядкой квантовых точек [6, 8].



Рис. 1. Вольт-фарадная характеристика гетероструктуры с множественными квантовыми ямами [9]

Fig. 1. Capacity-voltage characteristic of the heterostructure with plural quantum holes [9]



Рис. 2. Профиль концентрации носителей заряда в структуре с самоорганизующимися квантовыми точками InAs/GaAs (1) в сравнении с квантовой ямой InGaAs/GaAs (2) [10]

Fig. 2. Profile of concentration of the charge carriers in the structure with InAs/GaAs self-organizing quantum dots (1) in comparison with InGaAs/GaAs quantum well (2) [10]

Типичная вольт-фарадная (C-V) характеристика гетероструктуры, содержащей несколько квантовых ям, приведена на рис. 1. Каждое горизонтальное плато на ней соответствует наличию, в общем случае, гетероперехода, квантовой ямы или квантовой точки. Причина появления плато на C-V зависимости объясняется тем, что область объемного заряда, расширяясь с увеличением приложенного смещения, пересекает своей границей участки обогащения основными носителями заряда, которые возникают вблизи гетероперехода, квантовой ямы или квантовой точки [9].

Дифференцирование *С-V* зависимости позволяет получить профиль концентрации основных носителей заряда по глубине гетероструктуры.

P-n-гетеропереходы, содержащие слои квантовых точек InAs, выращивались на сильнолегированных подложках n^+ -GaAs методом молекулярнопучковой эпитаксии или MOCVD-методом. Активная зона размещалась в середине толстого однородно легированного слоя *n*-GaAs и представляла собой один слой квантовых точек или три слоя вертикально связанных квантовых точек, разделенных туннельно-прозрачными барьерами GaAs [10]. Для создания *p*-*n*-перехода сверху наносился слой GaAs *p*-типа. На рис. 2 приведен типичный профиль концентрации носителей заряда в структуре с самоорганизующимися квантовыми точками InAs/GaAs.

Интегрируя площадь под концентрационной кривой, можно точно рассчитать заряд в квантовой точке. Для представленной гетероструктуры заряд q_{QD} , аккумулированный в массиве квантовых точек, равен $q_{QD}/q = 5 \cdot 10^{10}$ см⁻² при T = 200 К. Сравнивая с данными микроскопии по латеральной плотности квантовых точек, можно определить число электронов в одной квантовой точке.

В работе [6] исследовались вольт-фарадные характеристики структур Si/Ge с квантовыми точками. В исследованных структурах с барьером Шоттки изменялась эффективная толщина d_{eff} слоя Ge квантовой точки. Структуры представляли следующее расположение слоев, начиная от подложки:

- *p*⁺-подложка Si(100), служащая нижним электрическим контактом;
- слой Si_{0,5}Ge_{0,2} толщиной L = 10 нм, обеспечивающий резкую гетерограницу последующего туннельного барьера Si;
- туннельно прозрачный барьер Si, концентрация дырок $p = 7 \cdot 10^{16}$ см⁻³;
- слой нанокристаллов Ge;
- блокирующий слой Si, $p = 7 \cdot 10^{16}$ см⁻³; L = 50 нм;
- управляющий заполнением островков электрод из Al, формирующий на границе с Si барьер Шоттки, площадь алюминиевой площадки ~8 · 10⁻³ см².

Вольт-фарадные (*C*-*V*) характеристики структур без слоя Ge имели обычный вид для обедненного слоя Si *p*-типа (рис. 3). В случае эффективной толщины слоя Ge $d_{eff} = 2$ монослоя (MC) на характеристиках появляется плато, характерное для двумерного газа носителей. В области эффективных толщин Ge $8 \le d_{eff} \le 13$ ML (ML — монослой) на *C*-*V* кривых появляются пики, расстояние между которыми, их ширина и положение на шкале напряжения (энергетической шкале) зависит от d_{eff} . С ростом d_{eff} пики становятся у́же и уменьшается энергетический зазор между ними.

В работе [11] исследовались электрические свойства многослойных массивов германиевых нанокластеров, выращенных на поверхности Si(001) при низких температурах. Рассматривались температурные зависимости *C-V* характеристик. На рис. 4 изображены *C-V* характеристики образцов, измеренные при комнатной температуре. Толщи-



Рис. 3. Вольт-фарадные характеристики гетероструктур Ge-Si(001) с различной эффективной толщиной монослоя (ML) Ge. Температура измерения 300 К [6]

Fig. 3. Capacity-voltage characteristic of Ge-Si(001) heterostructures with various effective thickness of the Ge layer. The temperature of measurement was 300 K [6]

на напыленного слоя Ge для образца 1 составила 0,6 нм, для образца 2 — 1 нм, для образца 3 — 1,4 нм. Поверхностная плотность наноостровков для образца 1 составила $3 \cdot 10^{11}$ см⁻², для образца 2 — $6 \cdot 10^{11}$ см⁻², для образца $3 - 2 \cdot 10^{11}$ см⁻².

Во всех структурах емкость не подчиняется закону $1/V^{1/2}$ и для всех кривых наблюдаются пологие участки. На рис. 4 видно, что пологие участки кривых для каждого образца различны. Из ширины ΔU и значения C_p (емкость на пологом уастке) можно оценить концентрацию дырок в квантовых точках:

$$p = \Delta UC_p / (Sq),$$

где *S* — площадь диода Шоттки, а *q* — элементарный заряд. Получены следующие значения концентраций: $p = 3,4 \cdot 10^{11}$ см⁻² для образца *I*, $p = 7 \cdot 10^{11}$ см⁻² для образца *2*, $p = 1,7 \cdot 10^{11}$ см⁻² для образца *3*. Эти значения согласуются со значениями поверхностной плотности квантовых точек для каждого из образцов, число дырок, аккумулированных в квантовых точек.

C-V характеристики, записанные при разных температурах от 77 до 300 К, не показывают определенных особенностей для образцов 1 и 2, тогда как для образца 3 в пределах температур от 77 до 200 К наблюдался гистерезис *C-V* характеристики. На вставке к рис. 4 видно, что пологий участок кривой при сканировании от обратного к прямому смещению (процесс захвата) имеет два плеча, которые могут ассоциироваться с захватом носителей двумя типами квантовых точек с двумя различными энергетическими уровнями. При сканировании в режиме обратного хода эмиссия происходит с од-

ного уровня, и на *C*-*V* характеристике наблюдается только одно плечо. Это можно объяснить тем, что скорость эмиссии с одного уровня (с более глубокого) становится меньше, и носители "замораживаются" на этом уровне в квантовой точке.

Используя соотношения $p = (q \varepsilon_{Si} \varepsilon_0)^{-1} C^3 / (dC/dV)$ и $W = \varepsilon_{Si} \varepsilon_0 SC^{-1}$, где p — концентрация дырок в квантовых точках, q — заряд электрона, ε_{Si} — диэлектрическая проницаемость кремния, ε_0 — диэлектрическая постоянная, W — ширина зоны обеднения, а также из *C*-*V* характеристик можно получить концентрационные профили заряда (рис. 5).

Из рис. 5 видно, что для образца 1 положение концентрационного пика, вызванного аккумуляцией дырок, близко к предполагаемому геометрическому положению слоя с квантовыми точками



Puc. 4. *C-V* характеристики трех структур (1, 2 и 3), измеренные при комнатной температуре (на вставке — *C-V* характеристика образца 3, измеренная при 77 К в режиме обратного хода) [11] *Fig. 4. C-V* characteristics of structures (1, 2 and 3) at a room temperature (in the insert is the C-V characteristics of sample 3 at 77 K in a reverse motion mode) [11]



Рис. 5. Концентрационные профили образцов 1, 2 и 3, полученные из C-V характеристик [11]

Fig. 5. Concentration profiles of samples 1, 2 and 3 of the C-V characteristics [11]

(320 нм). Близкое значение получено также для образца 2 (290 нм). Для образца 3 полученная глубина концентрационного пика не соответствует ожидаемому геометрическому положению слоя с квантовыми точками и составляет 520 нм [11].

В работе [12] исследовались вольт-фарадные характеристики диодов Шоттки на основе гетероструктур Ge/Si с квантовыми точками Ge. Были получены С-V характеристики образцов с различной толщиной d_{eff} осажденного слоя Ge. Измерения проводили при комнатной температуре на частоте $f = 100 \ \kappa \Gamma \mu$. Зависимость емкости от обратного смещения для образца, не содержащего Ge, не обладает никакими особенностями и имеет вид обычной С-И характеристики для контакта Шоттки с полупроводником р-типа. В образцах с квантовыми точками Ge на вольт-фарадных кривых появляются характерные ступени, связанные с включением дополнительной емкости, которая обусловлена изменением заряда в слое квантовых точек. При нулевом смещении квантовые точки аккумулируют дырки и они имеют положительный заряд. При напряжении смещения $U_b > 4$ В для $d_{eff} = 6$ MC, $U_b > 5$ В для $d_{eff} = 8$ MC и $U_b' > 6$ В для $d_{eff} = 10$ MC квантовые точки освобождаются от дырок и становятся нейтральными.

Нестационарная емкостная спектроскопия глубоких уровней и температурная спектроскопия проводимости

В работе [11] исследовались DLTS-спектры многослойных массивов германиевых нанокластеров, выращенных на поверхности Si(001) при низких температурах. Во всех исследованных структурах найдены максимумы DLTS-спектров при определенных обратных смещениях (рис. 6). Авторы работы предполагают, что пики, наблюдаемые в спектрах, вероятнее всего вызваны присутствием нанокластеров Ge.

На рис. 6 (кривые 1 и 2) видно, что спектры для образцов 1 и 2 имеют сложную форму и максимумы неразличимы. По этой причине не могут быть верно определены энергии активации центров с глубокими уровнями. И только для образца 3 определена энергия активации 260 мэВ, соответствующая максимуму при 235 К. Для всех структур также имеется максимум при 168 К, который наблюдался при разнообразных условиях измерений и вызван, вероятнее всего, присутствием объемных дефектов в образцах [11].

В методе температурной спектроскопии проводимости регистрируется активная часть адмиттанса (проводимость) как функция температуры. Температурное сканирование проводимости образца осуществляется при различных частотах о тестового сигнала, обеспечивая тем самым разные



Рис. 6. DLTS-спектры образцов 1, 2 и 3 наногетероструктур Si/Ge с квантовыми точками Ge [11] Fig. 6. DLTS-spectra of samples 1, 2 and 3 of Si/Ge nanoheterostructures with Ge quantum dots [11]

динамические условия эмиссии носителей с глубокого уровня или массива квантовых точек. Далее, построением графика Аррениуса в координатах $\omega = f(1/T)$ для положений температурных максимумов спектров проводимости определяется энергия активации, характеризующая положение уровней квантования в квантовых точках. Совместный анализ этих двух методик может дать полную информацию о поведении носителей заряда в самоорганизующихся квантовых точках.

В спектрах проводимости *p*-*n*-гетеропереходов с InAs/GaAs квантовыми точками при больших обратных смещениях (U_{обр} > 3 В) в спектрах проводимости наблюдался один широкий пик. С понижением обратного смещения амплитуда сигнала проходила через максимум, и после этого на низкотемпературной стороне спектров появлялся второй пик. Обнаруженные пики связываются с эмиссией электронов с основного и возбужденного энергетических уровней в квантовых точках. Появление и модификация пиков объясняется тем, что с увеличением обратного смещения электрическое поле, проникая в слой квантовых точек, выталкивает энергетические уровни квантования вверх, и уровень электрохимического потенциала пересекает их один за другим, создавая условия для появления резонанса в эквивалентной измерительной цепи [13]. Обработка температурных спектров приводит к типичному семейству графиков Аррениуса для нахождения энергии активации эмиссионного процесса из массива квантовых точек.

По аналогии с глубокими уровнями в полупроводниках принцип спектроскопии адмиттанса структур с квантовыми точками основан на измерении комплексной проводимости системы, возникающей при перезарядке квантовых точек вследствие эмиссии носителей заряда из квантовых точек в разрешенные зоны и их захвате на локализованные состояния в квантовых точках.

В работах [12, 14] исследовались кремниевые диоды Шоттки со встроенным в базу слоем квантовых точек Ge. На рис. 7 показаны зависимости проводимости G, нормированной на частоту $\omega = 2\pi f$, от температуры в различных образцах. Кривые были измерены при $U_b = 2$ B и f = 50 кГц. Как и в случае C-V характеристик, проводимость образца без квантовых точек Ge не имеет никаких особенностей. Для диодов Шоттки с квантовыми точками на зависимостях G(T) появляются максимумы, которые смещаются в сторону больших температур при увеличении размеров квантовых точек Ge.

Рост температуры T_{max}, при которой проводимость имеет максимум, можно объяснить либо заглублением дырочных уровней в квантовых точках при увеличении размера точек (увеличении $d_{\rho ff}$), либо уменьшением сечения захвата. На рис. 8 показаны температурные зависимости проводимости образца с $d_{eff} = 6$ ML. Похожие кривые были получены и для образцов с другой толщйной слоя Ge. Качественно объяснить поведение G(T) можно следующим образом. При фиксированном смещении U_h происходит перезарядка уровня дырки в квантовых точках, совпадающего с уровнем Ферми в подложке *p*+-Si. Темп эмиссии дырок с данного уровня уменьшается при понижении температуры, поэтому с уменьшением частоты зондирующего напряжения условие максимума проводимости достигается при меньших температурах (рис. 8, *a*).

При увеличении обратного смещения в процессах проводимости начинают принимать участие дырки, локализованные на все более глубоких уровнях в квантовых точках. По этой причине с ростом U_b максимум проводимости на рис. 8, δ сдвигается в сторону больших температур. При $U_b > 4$ В квантовые точки Ge полностью опустошаются и максимум G(T), связанный с перезарядкой квантовых точек, исчезает.

В работе [15] методом спектроскопии полной проводимости исследовалась электронная структура кремниевого диода с барьером Шоттки с четырьмя слоями Ge квантовых точек, внедренными в матрицу Si. В системе Ge/Si квантовых точек дырки локализуются в Ge, а электроны свободны в зоне проводимости Si. В многослойных структурах с квантовыми точками эластичные напряжения приводят к изгибу зон на границе с квантовыми точками. Таким образом, возможно наблюдать локализацию электронов в кремнии на границе с квантовыми точками.

Авторы [15] ожидают, что с увеличением числа слоев квантовых точек увеличится эластичное напряжение, что приведет к увеличению глубины потенциальной ямы и изменению энергии локализации электрона. Исследованный ими образец был



Рис. 7. Зависимости активной части адмиттанса от температуры в образцах с различной толщиной осажденного слоя Ge, измеренные при $U_b = 2$ B на частоте f = 50 кГц [12]

Fig. 7. Dependences of the active part of admittance on temperature in the samples with various thickness of the deposited layer of Ge at $U_b = 2 V$ on frequency f = 50 kHz [12]



Рис. 8. Температурные зависимости проводимости образца с толщиной осажденного слоя Ge $d_{eff} = 6$ ML при:

a — фиксированном обратном смещении $U_b = 1$ В и разных частотах зондирующего напряжения и b — фиксированной частоте f = 50 кГц и различном смещении [12]

Fig. 8. The temperature dependences of conductivity of the sample with thickness of the deposited layer of Ge $d_{eff} = 6$ ML at: a - fixed reverse shift $U_b = 1$ V and different frequencies of the probing voltage; b - fixed frequency of f = 50 kHz and various shifts [12]

выращен методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке n^+ -Si(001), легированной сурьмой до концентрации ~ 10^{19} см⁻³. Первый и второй слой Ge, а также третий и четвертый слои разделены 3 нм Si, в то время как второй и третий слои Ge разделены 5 нм Si. Для сравнения был выращен образец при таких же условиях, но не содержащий Ge. При измерении температурных спектров проводимости образцов было обнаружено, что для обоих образцов наблюдаются максимумы в области 20 К, а для образца с квантовыми точками Ge еще один максимум в области 30...40 К. Положение первого пика, в отличие от второго, не меняется с изменением приложенного напряжения. Авторы [15] связывают первый пик с уровнем примеси, а другой пик — с уровнем электронов в зоне проводимости Si на границе с квантовыми точками.

Вольт-амперные характеристики

Развитие волоконно-оптических сетей связи стимулировало разработки эффективных оптоэлектронных компонентов, таких как фотодетекторы и светоизлучающие структуры, действующих в ближней ИК области спектра. В работах [18—23] исследовались p-i-n-фотодиоды на основе многослойных структур Ge/Si с квантовыми точками Ge. В работах было получены темновые вольт-амперные характеристики структур. На рис. 9 изображены вольт-амперные характеристики (BAX) типичного диода.

На рис. 10 изображены полученные в работе [23] вольт-амперные характеристики для трех образцов: А, В, и С при 77 К. Толщины спейсерных слоев составляли 20, 20 и 50 нм, уровни легирования Ge — $6 \cdot 10^{18}$; $0,6 \cdot 10^{18}$ и $6 \cdot 10^{18}$ см⁻³ соответственно для образцов А, В, и С.



Рис. 9. Вольт-амперные характеристики *p-i-n-*диода с квантовыми точками Ge при 77 и 300 K [22] *Fig. 9. VAC of a p-i-n-diode with Ge quantum dots at 77 K and 300 K* [22]



Рис. 10. Темновые вольт-амперные характеристики, измеренные при 77 К, для образцов А, В и С с различными уровнями легирования Ge и различными толщинами спейсерных слоев [23] Fig. 10. Dark VAC measured at 77 K for samples A, B and C with various levels of Ge doping and various thicknesses of the space layers [23]



Рис. 11. Темновые вольт-амперные характеристики кремниевого торцевого фотоэлектрического преобразователя [24] *Fig. 11. Dark VAC of the silicon butt photo-electric converter [24]*

Сравнивая результаты для образцов А и С, можно заметить, что с увеличением толщины спейсерного слоя темновой ток уменьшается. Это происходит в основном из-за ослабления электрического поля. Сравнивая результаты для образцов А и В, можно увидеть, что с увеличением уровня легирования в 10 раз темновой ток увеличивается на 4...5 порядков по величине. Это происходит отчасти из-за большей плотности носителей заряда. К тому же энергия уровня Ферми увеличивается при легировании [22].

Для сравнения со структурами, содержащими квантовые точки, на рис. 11 представлены темновые вольт-амперные характеристики кремниевых фотоэлектрических преобразователей на основе *p-i-n*-структур, исследованных в работе [24], измеренные в диапазоне температур 0...100 °C.

Анализ прямых ветвей темновых ВАХ показывает, что напряжение отсечки с повышением температуры уменьшается от значения порядка 1,9 В при 0 °С до 0,4 В при 100 °С [24].

Таким образом, на основе проведенного обзора можно сделать вывод о том, что энергии активации эмиссии дырок из квантовых точек в исследованных структурах Si/Ge с одним слоем квантовых точек (диоды Шоттки), полученные в различных работах методами нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней и температурной спектроскопии проводимости, лежат в пределах 200...700 мэВ.

Для исследования солнечных элементов наиболее важным с практической точки зрения является исследование ВАХ, так как на ее основе может быть определена эффективность преобразования элемента, степень влияния паразитных сопротивлений.

Заключение

В настоящей работе проведен обзор электронной структуры и электрофизических свойств материалов на основе наногетероструктур Ge/Si с квантовыми точками Ge, обзор методов измерения электрофизических параметров полупроводниковых наногетероструктур с квантовыми точками. Существует ряд методов электрической спектроскопии, в которых основную роль играют процессы захвата и эмиссии носителей заряда. К ним относятся: метод вольт-фарадных характеристик, спектроскопия полной проводимости (адмиттанca) (admittance spectroscopy), нестационарная емкостная спектроскопия глубоких уровней (deep level transient spectroscopy, DLTS). Измеряя емкость при разных напряжениях смещения, можно получить информацию о концентрации носителей в образце, о заряде, накопленном квантовыми точками, и о плотности состояний. Измерения комплексной проводимости (адмиттанса) кремниевых барьеров Шоттки с захороненным слоем квантовых точек Ge позволяют получить дополнительную информацию о структуре энергетического спектра квантовых точек и параметрах дырочных состояний. В методе температурной спектроскопии проводимости регистрируется активная часть адмиттанса (проводимость) как функция температуры. Температурное сканирование проводимости образца осуществляется при различных частотах ю тестового сигнала, обеспечивая тем самым разные динамические условия эмиссии носителей с глубокого уровня или массива квантовых точек. Далее, построением графика Аррениуса в координатах $\omega = f(1/T)$ для положений температурных максимумов спектров проводимости определяется энергия активации, характеризующая положение уровней квантования в квантовых точках. Измерения темновых вольт-амперных характеристик позволяют оценить уровень темнового тока в полупроводниковых *p-i-n*-фотодиодах со встроенными слоями квантовых точек.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта р_Сибирь_а № 13-07-98023.

Список литературы

1. Шкляев А. А., Ичикава М. Предельно плотные массивы наноструктур германия и кремния // Успехи физических наук. 2008. Т. 178. № 2. С. 139—169.

2. Войцеховский А. В., Кульчицкий Н. А., Мельников А. А., Несмелов С. Н., Коханенко А. П., Лозовой К. А. Особенности создания кремний-германиевых наноструктур с квантовыми точками для перспективных приборов микро- и оптоэлектроники // Наноинженерия. 2014. № 6. С. 3–20.

3. Войцеховский А. В., Кульчицкий Н. А., Мельников А. А., Несмелов С. Н., Коханенко А. П., Лозовой К. А. Технология создания структур с квантовыми точками Ge/Si молекулярно-лучевой эпитаксией // Нано- и микросистемная техника. 2014. № 9. С. 20–31.

4. Егоров В. А., Цырлин Г. Э., Тонких А. А. и др. Si/Ge наноструктуры для применений в оптоэлектронике // ФТТ. 2004. Т. 46. № 1. С. 53—59.

5. Войцеховский А. В., Коханенко А. П., Лозовой К. А., Турапин А. М., Романов И. С. Фоточувствительные структуры на основе наногетероструктур Si/Ge для оптических систем передачи информации // Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. № 3. С. 338—343.

6. Пчеляков О. П., Болховитянов Ю. Б., Двуреченский А. В., Соколов Л. В., Никифоров А. И., Якимов А. И., Фойхтлендер Б. Кремний-германиевые наноструктуры с квантовыми точками: механизмы образования и электрические свойства // ФТП. 2000. Т. 34. № 11. С. 1281—1299.

7. Алешкин В. Я., Бекин Н. А., Буянова М. Н. и др. Определение плотности состояний в квантовых ямах и ансамблях квантовых точек вольт-фарадным методом // ФТП. 1999. Т. 33. № 10. С. 1246—1252.

8. Якимов А. И., Двуреченский А. В., Никифоров А. И., Пчеляков О. П. Формирование нуль-мерных дырочных состояний при молекулярно-лучевой эпитаксии Ge на Si(100) // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 68. № 2. С. 125—130.

9. Зубков В. И. Спектроскопия адмиттанса — эффективный метод диагностики полупроводниковых структур // Приложение к журналу "Вестник РГРТУ". 2009. № 4.

10. **Зубков В. И.** Диагностика полупроводниковых наногетероструктур методами спектроскопии адмиттанса. СПб.: Изд-во "Элмор", 2007. 220 с.

11. Feklisova O. V., Yakimov E. B., Arapkina L. V. et al. Capacitance investigation of Ge nanoclusters on a silicon (001) surface grown by MBE at low temperatures // Physica B: Condensed matter. Proceedings of the 25th International Conference on Defects in Semiconductors ICDS-24. 2009. V. 404. № 23–24. P. 4705–4707.

12. **Якимов А. И., Двуреченский А. В., Никифоров А. И.** и др. Правило Мейера-Нельделя в процессах термоэмиссии и захвата дырок в квантовых точках Ge/Si // Письма в ЖЭТФ. 2004. Т. 80. № 5. С. 367—371. 13. **Zubkov V. I., Kapteyn C. M. A., Solomonov A. V.** et al. Voltage-capacitance and admittance investigations of electron states in self-organized InAs/GaAs quantum dots // J. of Physics: Condens. Matter. 2005. V. 17. P. 2435.

14. Володин В. А., Якимов А. И., Двуреченский А. В. и др. Модификация квантовых точек в наноструктурах Ge/Si импульсным лазерным облучением // ФТП. 2006. Т. 40. № 2. С. 207—214.

15. Yakimov A. I., Dvurechenskii A. V., Nikiforov A. I. et al. Electronic states in Ge/Si quantum dots with type-II bang alignment initiated by space-charge spectroscopy // Physical Review B. 2006. V. 73. P. 115333.

16. **Asperger T., Miesner C., Brunner K.** et al. Admittance spectroscopy of Ge quantum dots in Si // Thin Solid Films. 2000. V. 380. P. 227–229.

17. **Miesner C., Asperger T., Brunner K.** et al. Capacitancevoltage and admittance spectroscopy of self-assembled Ge islands in Si // Applied Physics Letters. 2000. V. 77. № 17. P. 2704–2706.

18. Yakimov A. I., Dvurechenskii A. V., Nikiforov A. I. et al. Interlevel Ge/Si quantum dot infrared photodetector // Journal of applied physics. 2001. V. 29. \mathbb{N} 10. P. 5676–5681.

19. Якимов А. И., Двуреченский А. В., Никифоров А. И. и др. Фотодиоды Ge/Si со встроенными слоями квантовых точек Ge для ближней инфракрасной области (1,3—1,5 мкм) // ФТП. 2003. Т. 37. № 11. С. 1383—1388.

20. Colase L., Assanto G. Ge-on-Si photodetectors for optical receivers // International journal of microwave and optical technology. 2008. V. 3. N_{2} 3. P. 404–411.

21. Hsu B. C., Lin C. H., Kuo P. S. et al. Novel MIS Ge—Si quantum-dot infrared photodetectors // IEEE electron device letters. 2004. V. 25. № 8. P. 544—546.

22. Tong S., Liu J. L., Wan J. et al. Normal-incidence Ge quantum-dot photodetectors at 1,5 μ m based on Si substrate // Applied physics letters. 2002. V. 80. No 7. P. 1189–1191.

23. Wang K. L., Cha D., Liu J. et al. Ge/Si self-assembled quantum dots and their optoelectronic device applications // Proceedings of the IEEE. 2007. V. 95. \mathbb{N} 9. P. 1866–1883.

24. **Курак В. В., Цыбуленко В. В., Агбомассу В. Л.** Технологический аспект повышения эффективности полупроводниковых фотоэлектрических преобразователей // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. 2002. № 6. С. 26—29.

A. V. Voitsekhovsky¹, D. Sc., Head of Chair, e-mail: vav@elefot.tsu.ru,

N. A. Kulchitsky², D. Sc., Prof., A. A. Melnikov², D. Sc. (Tech.), Prof.,

S. N. Nesmelov¹, PhD., Senior Researcher, A. P. Kokhanenko¹, D. Sc., Prof.,

K. A. Lozovoy¹, Graduate Student, **V. G. Satdarov**¹, Student

¹ Tomsk State University (Tomsk), e-mail vav43@mail.tsu.ru

² Moscow State Institute of Radio Engineering, Electronics and Automation (Technical University, Moscow), e-mail: n.kulchitsky@gmail.com

Electrophysical Properties of Ge/Si Heterostructures with Ge Quantum Dots

This paper presents an analysis of the literature data on the electric properties of nanoheterostructures of Ge/Si. It describes specific features of the semiconductor structures with quantum dots and their electrophysical properties. A review was done of the methods for measurement of the electrical parameters of the semiconductor Ge/Si nanoheterostructures with Ge quantum dots: capacityvoltage characteristics, voltage-current characteristics, DLTS-spectra, thermal conductivity spectra.

Keywords: nanoheterostructures, quantum dots, silicon, germanium, solar cells, photodetectors, electrophysical properties, admittance spectroscopy, admittance, voltage-current characteristics

Introduction

Electrophysical and photo-electric properties the semiconductor nanoheterostructures on the basis of germanium/silicon with quantum dots of germanium attract attention in connection with the presence in them of unique properties, perspective for development of optoelectronic devices with improved characteristics [1-6].

For measurement of the electrophysical properties there are used methods of electric spectroscopy, in which the basic role is played by capture and emission of the charge carriers. Among them are the volt-ampere method, capacity-voltage characteristics, admittance spectroscopy and deep level transient spectroscopy (DLTS).

In the present review the electrophysical properties of Ge/Si heterostructures with quantum dots and also techniques of their measurement are discussed.

Capacity-voltage characteristics of Si/Ge nanoheterostructures

The method boils down to the following. By applying an alternating voltage to the structure containing the quantum dots we can achieve the following — during one half-cycle the capture of the carriers by the dots prevails over the emission, and in the other half-cycle, on the contrary, the emission prevails.

As a result the mass of the quantum dots is recharged on the frequency of the applied alternating voltage, i.e. it works like a capacitor. By measuring the capacity at different shift voltages it is possible to obtain information on the concentration of the carriers in a sample, about the charge accumulated by the quantum dots, and about the density of the states. (The method of determination of the density of states in the quantum holes and ensembles of the quantum dots by the capacity-voltage characteristics is developed in [7].)

At the heart of the capacity spectroscopy of the quantum dots lays the fact, that a charge in zero-dimensional systems can change in a discrete way the value of $\delta Q = eN$, where e — is an electron charge, N — is a number of dots in a sample. The external voltage of V_g on the control electrode, displacing the potential in the islets in relation to Fermi level in the contact, separated from the islet layer by a tunnel-transparent barrier, stimulates the capture of the carriers from the contact on the levels of the quantum dots or a devastation of these levels, depending on the polarity of V_g . If Fermi level coincides in a contact with the energy of the bound state in the quantum dots, the differential capacity

$$C(V_g) = dQ/dV_g$$

should have a peak, testifying to the presence of a discrete level of energy. The full capacity of the structure represents the sum of two contributions: the first is due to the presence of the area of a spatial charge in the material surrounding the islets (in this case it is silicon), the second ($C_{\rm QD}$) is connected with a recharge of the quantum dots [6, 8].

Typical capacity-voltage (*C*-*V*) characteristic of a heterostructure containing several quantum holes is presented in fig. 1. Each horizontal plateau in it corresponds to the presence of a heterojunction, quantum holes or dots. Its appearance in *C*-*V* dependences is explained by the fact that the area of a volume charge, extending with an increase of the applied shift, crosses the sites of enrichment with the basic charge carriers, which arise near the heterojunction, quantum holes or dots [9].

C-V differentiation allows us to obtain a profile of concentration of the basic charge carriers on the depth of a heterostructure. *P-n*-heterojunctions containing layers of InAs quantum dots were grown on highly doped n+-GaAs substrates by the method of moleculebeam epitaxy or MOCVD-method. The active zone was in the middle of a thick homogeneously alloyed layer of *n*-GaAs and represented one layer of the quantum dots divided by GaAs tunnel-transparent barriers [10]. For creation of a *p-n* junction a GaAs layer of *p*-type was deposited from above. Fig. 2 presents the profile of the concentration of the charge carriers in the structure with InAs/GaAs self-organizing quantum dots.

By integrating the area under the concentration curve, it is possible to calculate a charge in QD. For the presented heterostructure the charge accumulated in the mass of the quantum dots is equal to $5 \cdot 10^{10}$ cm⁻² at 200 K. By comparing the microscopy data on the lateral density of QD, it is possible to determine the quantity of electrons in one quantum point.

In [6] the capacity-voltage characteristics of Si/Ge structures with quantum points were investigated. In them the effective thickness of d_{eff} layer of Ge quantum points changed together with Schottky barrier. The structures represented a number of layers beginning from a substrate:

- p^+ -substrate of Si(100), which served as the lower electric contact;
- $Si_{0,5}Ge_{0,2}$ layer with thickness of L = 10 nm, which ensured the heteroborder of the next tunnel barrier of Si;
- tunnel transparent barrier of Si, $p = 7 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$;
- layer of nanochrystals of Ge;
- blocking layer of Si, $p = 7 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$; L = 50 nm;
- electrode of Al controlling filling of the islets and forming a Schottky barrier on the border with Si, the area of the aluminum plot was $\sim 8 \cdot 10^{-3}$ cm².

The capacity-voltage (*C*-*V*) characteristics of the structures without a Ge layer had a usual appearance for the impoverished layer of Si (fig. 3). In case of an effective thickness of Ge $d_{eff} = 2$ of a monolayer (ML), a plateau appears on the characteristics, typical for the two-dimensional carrier gas. In the range of the effective thicknesses of Ge $8 \le d_{eff} \le 3$ ML on *C*-*V*-curves, peaks appear, the distance between which, their width and position on a voltage scale (energy scale) depends on d_{eff} with the growth of d_{eff} peaks become narrower and the energy gap between them also decreases.

In [11] the electric properties of the multilayer mass of the germanium nanoclusters, grown on the surface of Si(001) were investigated at low temperatures. Temperature dependences of *C*-*V*-characteristics were considered. Fig. 4 presents *C*-*V*-characteristics of the sample at a room temperature. The thickness of the deposited layer of Ge for sample 1-0,6 nm, for 2-1,0 nm, for 3-1,4 nm. The surface density of the nano-islets for sample $1-3 \cdot 10^{11}$ cm⁻², for $2-6 \cdot 10^{11}$ cm⁻², for $3-2 \cdot 10^{11}$ cm⁻².

In all structures the capacity did not obey the law of $1/V^{1/2}$ and for all the curved lines gently sloping sites were observed. Fig. 4 demonstrates that they are different for each sample.

From width ΔU and C_p it is possible to estimate the concentration of holes in the quantum dots:

$$p = \Delta U \cdot C_p / (S \cdot q),$$

where *S* — is Shottky diode area, and *q* — is an elementary charge. The following concentrations were obtained: $p = 3.4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ for sample *1*, $p = 7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ for 2, $p = 1.7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ for *3*. They agree with the surface density of the quantum dots for each sample. The number of the holes accumulated in the quantum dots is proportional to their density.

The C-V-characteristics, which were recorded at temperatures from 77 up to 300 K do not show any spe-

cific features of samples 1 and 2, while for sample 3 within temperatures from 77 up to 200 K a hysteresis of the *C*-*V*-characteristics was observed. The insert to fig. 4 demonstrates that the flat site of the curve at scanning from the reverse to direct shift (capture) has two shoulders, which can associate with the capture of the carriers by two types of the quantum dots with two various energy levels. During scanning in the mode of a reverse motion an emission occurs from one level, and on *C*-*V*-characteristics only one shoulder is observed. This can be explained by the fact that the speed of emission from one deeper level becomes less, and the carriers "are frozen" at that level in a quantum dot.

By using the correlations $p = (q \varepsilon_{Si} \varepsilon_0)^{-1} C^3 / (dC/dV)$ and $W = \varepsilon_{Si} \varepsilon_0 SC^{-1}$, from *C*-*V*-characteristics it is possible to obtain the concentration profiles of a charge (fig. 5).

It is visible that for sample 1 the position of the concentration peak caused by accumulation of holes is close to the prospective geometrical position of the layer with the quantum dots (320 nm). A close value was also received for sample 2 (290 nm). For sample 3 the received depth of the concentration peak did not correspond to the expected geometrical position of the layer with the quantum dots and equaled to 520 nm [11].

In [12] the capacity-voltage characteristics of Shottky diodes on the basis of Ge/Si heterostructures with Ge quantum dots were investigated. The capacityvoltage (C-V) characteristics of the samples were obtained with various thickness of the deposited Ge d_{eff} layer. Measurements were done at a room temperature on the frequency of f = 100 kHz. The dependence of the capacity on the reverse shift for the sample, which did not contain Ge, had no specific features and looked like a regular C-V characteristic for a Shottky contact with a *p*-type semiconductor. In the samples with Ge quantum dots on the capacity-voltage curves the steps appeared connected with the inclusion of an additional capacity, which was due to a change of a charge in the layer of the quantum dots. At a zero shift the quantum dots accumulated holes and were charged positively. At $U_b > 4$ V for $d_{eff} = 6$ ML, $U_b > 5$ V for $d_{eff} = 8$ ML and $U_b > 6$ V for $d_{eff} = 10$ ML they were released from the holes and became neutral.

Deep level transient spectroscopy and temperature spectroscopy of conductivity

In [11] DLTS-spectra of the multilayered mass of germanium nanoclusters, grown on the surface of Si(001) at low temperatures, were investigated. In all the structures the maxima of DLTS spectra were found at certain reverse shifts (fig. 6). The authors believe that the peaks in the spectra were probably due to the presence of Ge nanoclusters.

In fig. 6 (curved lines 1 and 2) it is visible, that the spectra for them has a complex form, and the maxima are unsolvable. Therefore, it is impossible to determine reliably the energy of activation of the centers with deep levels. Only for sample 3 the energy of activation was determined as 260 meV, corresponding to the maximum at 235 K. For all structures there was also a maximum at 168 K, observed at different conditions of measurements and caused, possibly, by the presence of volume defects in the samples [11].

The method of the temperature spectroscopy of conductivity records the active part of admittance (conductivity) as a temperature function. Temperature scanning of conductivity of a sample is carried out at various frequencies ω of the test signal, ensuring different dynamic conditions for emission of carriers from a deep level or a mass of the quantum dots (QD). Further, by construction of Arrhenius plot in coordinates $\omega = f(1/T)$ for the temperature maxima of the spectra of conductivity, the energy of activation is determined characterizing the position of the levels of quantization in the quantum dots. A joint analysis of these techniques can provide complete information on the behavior of the charge carriers in the self-organizing quantum dots.

In the spectra of conductivity of *p*-*n*-junctions with InAs/GaAs QD in case of big reverse shifts ($U_b > 3$ V) one wide peak was observed. With a decline of the reverse shift the amplitude of the signal passed through the maximum, and after that, on the low-temperature side of the spectra a second peak appeared. The discovered peaks were bound with the emission of electrons from the basic and excited energy levels in QD. The appearance and modification of the peaks are explained by the fact that with an increase of the reverse shift the electric field, penetrating into the layer of QD, pushes the energy levels of the quantization up and the level of the electrochemical potential crosses them one by one, creating conditions for appearance of a resonance in the equivalent measuring chain [13]. Processing of the temperature spectra leads to typical Arrhenius plots for discovery of the energy of activation of the emission process from the mass of QD.

By analogy with the deep levels in semiconductors, the spectroscopy principle of admittance of the structures with QD is based on measurement of a complex conductivity of the system arising during their recharge owing to emission of the charge carriers from QD in the permitted bands and their capture on the localized states in QD.

In [12, 14] the silicon Shottky diodes with QD layer of Ge embedded in the base were investigated. Fig. 7 demonstrates the frequency normalized dependences of conductivity, on the temperature in various samples. The curves were measured at $U_b = 2$ V and f = 50 kHz. Just like in case of *C*-*V*-characteristics, the conductivity of the sample without Ge QD had no specific features. For Shottky diodes with QD on dependences of G(T) the maxima appear, which are shifted towards the big temperatures during increase of Ge QD in sizes.

The growth of T_m at which conductivity has its maximum, can be explained by embedding of the hole levels in QD in case of an increase of the size of the dots (d_{eff}) or reduction of the section of a capture. Fig. 8 demonstrates the temperature dependencies of a sample's conductivity $d_{eff} = 6$ ML. Similar curves were received for the samples with other thicknesses of Ge. Qualitatively, it is possible to explain the behavior of G(T) in the following way. In case of a fixed shift of U_b a recharge of the level of a hole in QD appears, coinciding with the level of Fermi in the substrate of p+-Si. The rate of emission of the holes from the given level decreases with the fall of temperature, therefore with a reduction of the frequency of the probing voltage the conductivity maximum is reached at lower temperatures (fig. 8, a).

With an increase of the reverse shift in conductivity the holes, localized at the deeper and deeper levels of QD, begin to take part in conductivity. For this reason with the growth of U_b the conductivity maximum (fig. 8, b) shifts towards higher temperatures. At $U_b > 4$ V Ge QD are completely devastated and the maximum G(T), connected with their recharge, disappears.

In [15] by the method of spectroscopy of full conductivity the electronic structure of the silicon diode with Schottky barrier with four Ge layers of the quantum dots introduced in Si matrix was investigated. In Ge/Si QD system the holes are localized in Ge, while the electrons are free in the zone of conductivity of Si. In the multilayer structures with QD the elastic strains lead to a bend of the border zones. So, it is possible to observe a localization of the electrons in silicon on the border with QD. It is expected, that with an increase of the number of QD layers the elastic strain will also increase, which will result in a bigger depth of a potential hole and change of energy of the electron localization. The investigated sample was grown by MBE on a substrate of n^+ -Si(001), by alloyed antimony up to the concentration of ~10¹⁹ cm⁻³. The first and the second lavers of Ge, and also the third and the fourth lavers are divided by 3 nm Si, while the second and the third layers of Ge are divided by 5 nm of Si. For comparison a sample not containing Ge was grown in the same conditions. During changes in the temperature spectra it was discovered that for both samples the maxima were observed in the range of 20 K, while for Ge QD there was one more maximum within the range of 30...40 K. The position of the first peak, unlike that of the second one, did not change with varying of applied voltage. The first peak is bound with the impurity level, and other peak – with the level of electrons in the zone of Si conductivity on the border with QD.

Volt-ampere characteristics

Development of fiber-optical communication networks encouraged development of effective optoelectronic components (photodetectors and light-emitting structures of the near-field IR-area of the spectrum). In [18–23] p-*i*-n-photodiodes on the basis of multilayer structures of Ge/Si with Ge QD were investigated. The dark volt-ampere characteristics of the structures (VAC) were obtained. Fig. 9 presents VAC of a typical diode.

Fig. 10 presents VAC obtained in [23] for three samples: A, B, and C, at 77 K. The thicknesses of the space layers were 20, 20 and 50 nm, the doping levels of Ge $- 6 \cdot 10^{18}$, $0.6 \cdot 10^{18}$ and $6 \cdot 10^{18}$ cm⁻³ for samples A, B, and C, accordingly.

Comparing the results for samples A and C one can notice that with an increase in the thickness of a spacer layer the dark current decreases. This is mainly due to lessening of the electric field. Comparing the results for samples A and B, it is possible to see, that with a 10-times increase of the doping level the value of the dark current increases by 4...5 orders. This is partly due to a bigger density of the charge carriers. Besides, the energy of Fermi level increases because of doping [22].

For comparison with the structures containing the quantum dots, fig. 11 presents the dark VAC of the silicon photo-electric converters on the basis of the *p*-*i*-*n*-structures investigated in [24], measured within the range of temperatures from 0...100 °C.

Analysis of the direct branches of dark VAC shows that with the rise of the temperature the voltage of a cutoff decreases from about 1,9 V at 0 $^{\circ}$ C down to 0,4 V at 100 $^{\circ}$ C [24].

Thus, the review suggests a conclusion that the energy of activation of the emission of holes from QD in the investigated one-layer Si/Ge structures (Schottky diodes) obtained by the methods of deep level transient spectroscopy and temperature spectroscopy of conductivity is within the limits of 200–700 meV.

From a practical point of view, for the solar elements most important is research of VAC, because on its basis the efficiency of transformation of an element, and degree of the influence of a parasitic resistance can be defined.

Conclusion

The work contains a review of the electronic structure and eletrophysical properties of the materials based on Ge/Si nanoheterostructures with Ge QD, and a review of the methods for measurement of the eletrophysical parameters of the semiconductor nanoheterostructures with QD. There are several methods of electric spectroscopy, the main role in which is played by the capture and emission of the charge carriers. Among them are the method of capacity-voltage characteris-

tics, spectroscopy of full conductivity (admittance) (admittance spectroscopy), and deep level transient spectroscopy (DLTS). By measuring the capacity at different shift voltages it is possible to receive information about the concentration of carriers in a sample, about the charge accumulated in QD, and about the density of states. Measurements of a complex conductivity (admittance) of the silicon Schottky barriers with a buried Ge QD layer allow us to receive additional information on the structure of the energy spectrum of the quantum dots and the parameters of the hole states. The method of the temperature spectroscopy of conductivity records the active part of admittance (conductivity) as a temperature function. The temperature scanning of conductivity of a sample is carried out at various frequencies of ω test signal, which ensures different dynamic states of the emission of carriers from a deep level or mass of QD. Further, by construction of Arrhenius plot in coordinates $\omega = f(1/T)$ for positions of the temperature maxima of the spectra of conductivity we define the energy of activation characterizing the position of the quantization levels in QD. Measurements of dark VAC allow us to estimate the level of a dark current in the semi-conductor *p-i-n*-photodiodes with embedded QD layers.

The research was implemented with the financial support of RFFI within the framework of the scientific project Sibir N_{0} 13-07-98023.

References

1. Shklyaev A. A., Ichikava M. Predelno plotnyie massivyi nanostruktur germaniya i kremniya. *Uspehi fizicheskih nauk*. 2008. V. 178, N. 2. P. 139–169.

2. Voytsehovskiy A. V., Kulchitskiy N. A., Melnikov A. A., Nesmelov S. N., Kohanenko A. P., Lozovoy K. A. Osobennosti sozdaniya kremniy-germanievyih nanostruktur s kvantovyimi tochkami dlya perspektivnyih priborov mikro- i optoelektroniki. *Nanoinzheneriya*. 2014. N. 6. P. 3–20.

3. Voytsehovskiy A. V., Kulchitskiy N. A., Melnikov A. A., Nesmelov S. N., Kohanenko A. P., Lozovoy K. A. Tehnologiya sozdaniya struktur s kvantovyimi tochkami Ge/Si molekulyarnoluchevoy epitaksiey. *Nano- i mikrosistemnaya tehnika*. 2014. N. 9. P. 20–31.

4. Egorov V. A., Tsyirlm G. R., Tonkih A. A., Talalaev V. G., Makarov A. G., Ledentsov N. N., Ustinov V. M., Zakharov N. D., Werner P. Si/Ge nanostrukturyi dlya primeneniy v optoelektronike. *FTT*. 2004. V. 46, N. 1. P. 53–59.

5. Voytsehovskiy A. V., Kohanenko A. P., Lozovoy K. A., Turapin A. M., Romanov I. S. Fotochuvstvitelnyie strukturyi na osnove nanogeterostruktur Si/Ge dlya opticheskih sistem peredachi informatsii. *Uspehi prikladnoy fiziki*. 2013. V. 1, N. 3. P. 338–343.

6. Pchelyakov O. P., Bolhovityanov Yu. B., Dvurechenskiy A. V., Sokolov L. V., Nikiforov A. L, Yakimov A. I., Foyhtlender B. Kremniy-germanievyie nanostrukturyi s kvantovyimi tochkami: mehanizmyi obrazovaniya i elektricheskie svoystva. *FTP*. 2000. V. 34, N. 11. P. 1281–1299.

7. Aleshkin V. Ya., Bekin N. A., Buyanova M. N., Zvonkov B. N., Murel A. V. Opredelenie plotnosti sostoyaniy v kvantovyih yamah i ansamblyah kvantovyih tochek volt-faradnyim metodom. *FTP*. 1999. V. 33, N. 10. P. 1246–1252.

8. Yakimov A. I., Dvurechenskiy A. V., Nikiforov A. I., Pchelyakov O. P. Formirovanie nul-mernyih dyirochnyih sostoyaniy pri molekulyarno-luchevoy epitaksii Ge na Si(100). *Pisma v ZhETF*. 1998. V. 68, N. 2. P. 125–130.

9. **Zubkov V. I.** Spektroskopiya admittansa — effektivnyiy metod diagnostiki poluprovodnikovyih struktur. *Prilozhenie k zhurnalu "Vestnik RGRTU"*. 2009. N. 4.

10. **Zubkov V. I.** *Diagnostika poluprovodnikovyih nanogeterostruktur metodami spektroskopii admittansa*. SPb.: OOO "Tehnomedia". Izd-vo "Elmor", 2007. 220 p.

11. Feklisova O. V., Yakimov E. B., Arapkina L. V., Chapnin V. A., Chizh K. V., Kalinushkin V. P., Yuryev V. A. Capacitance investrgation of Ge nanoclusters on a silicon (001) surface grown by MBE at low temperatures. *Phyaica B: Condensed matter. Proceedings of the 25th International Conference on Defects in Semiconductors ICDS-24.* 2009. V. 404, N. 23–24. P. 4705–4707.

12. Yakimov A. I., Dvurechenskiy A. V., Nikiforov A. I., Mikhalev G. Yu. Pravilo Meyera-Neldelya v protsessah termoemissii i zahvata dyirok v kvantovyih tochkah Ge/Si. *Pisma v ZhETF*. 2004. V. 80, N. 5. P. 367–371.

13. Zubkov V. I., Kapteyn C. M. A., Solomonov A. V., Bimberg D. Voltage-capacitance and admittance investigations of electron states in self-organized InAs/GaAs quantum dots. *J. of Physics: Condens. Matter.* 2005. V. 17. P. 2435.

14. Volodin V. A., Yakimov A. I., Dvurechenskiy A. V., Efremov M. D., Nikiforov A. I., Gatskevich E. I., Ivlev G. D., Mikhalev G. Yu. Modifikatsiva kvantovyih tochek v nanostrukturah Cie/Si impulsnyim lazernyim oblucheniem. *FTP*. 2006. V. 40, N. 2. P. 207–214.

15. Yakimov A. I., Dvurechenskii A. V., Nikiforov A. I., Bloshkin A. A., Nenashev A. V., Volodin V. A. Electronic states in Ge/Si quantum dots with type-II bang alignment initiated by space-charge spectroscopy. *Physical Review B.* 2006. V. 73. P. 115333.

16. Asperger T., Miesner C., Brunner K., Abstreiter G. Admittance spectroscopy of Ge quantum dots in Si. *Thin Solid Films*. 2000. V. 380. P. 227–229.

17. **Miesner C., Asperger T., Brunner K., Abstreiter G.** Capacitance-voltage and admittance spectrpscopy of self-assembled Ge islands in Si. *Applied Physics Letters.* 2000. V. 77, N. 17. P. 2704–2706.

18. Yakimov A. I., Dvurechenskii A. V., Nikiforov A. I., Proskuryakov Yu. Yu. Interlevel Ge/Si quantum dot infrared photodetector. *Journal of Applied Physics*. 2001. V. 89, N. 10. P. 5676–5681.

19. Yakimov A. I., Dvurechenskiy A. V., Nikiforov A. I., Chaikovskii S. V., Teys S. A. Fotodiodyi Ge/Si so vstroennvimi sloyami kvantovyih tochek Ge dlya blizhney infrakrasnoy oblasti (1,3–1,5 mkm). *FTP*. 2003. V. 37, N. 11. P. 1383–1388.

20. Colase L., Assanto G. Ge-on-Si photodetectors for optical receivers. *International journal of microwave and optical technology*. 2008. V. 3, N. 3. P. 404–411.

21. Hsu B. C., Lin C. H., Kuo P. S., Chang S. T., Chen P. S., Liu C. W., Lu J.-H., Kuan C. H. Novel MIS Ge-Si quantumdot infrared photodetectors. *IEEE electron device letters*. 2004. V. 25, N. 8. P. 544–546.

22. Tong S., Liu J. L., Wan J., Wang K. L. Normal-incidence Ge quantum-dot photodetectors at 1,5 μm based on Si substrate. *Applied physics letters*. 2002. V. 80, N. 7. P. 1189–1191.

23. Wang K. L., Cha D., Liu J., Chen C. Ge/Si self-assembled quantum dots and their optoelectronic device applications. *Proceedings of the IEEE*. 2007. V. 95, N. 9. P. 1866–1883.

24. Kurak V. V., Tsyibulenko V. V., Agbomassu V. L. Tehnologicheskiy aspekt povyisheniya effektivnosti poluprovodnikovyih fotoelektricheskih preobrazovateley. *Tehnologiya i konstruirovanie v elektronnoy apparature*. 2002. N. 6. P. 26–29.

УДК 661.8'041:621.3.049.77

Р. Р. Галиев, науч. сотр., Д. Л. Гнатюк, канд. техн. наук, зав. лаб., А. В. Зуев, мл. науч. сотр.,

Д. В. Крапухин, инж.-исслед., М. В. Майтама, мл. науч. сотр.,

О. С. Матвеенко, канд. техн. наук, ст. науч. сотр., С. В. Михайлович, мл. науч. сотр.,

Ю. В. Фёдоров, гл. констр. — зам. директора, М. Ю. Щербакова, науч. сотр.

iuhfseras2010@vandex.ru

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук

НИТРИДНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ ДЛЯ ОСВОЕНИЯ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН

Поступила в редакцию 30.09.2014

Приведены результаты анализа современного состояния и основных направлений развития технологии создания миллиметровых СВЧ приборов на широкозонных гетероструктурах (Al, Ga, In)N/GaN за последние 8 лет за рубежом и в России. Показано, что достигнутый технологический уровень разработки и изготовления монолитных интегральных схем (МИС) миллиметрового диапазона на нитридных гетероструктурах в ИСВЧПЭ РАН находится в хорошем соответствии с общемировыми тенденциями и достижениями, что создает предпосылки для создания и освоения промышленного производства в России комплектов МИС для приемо-передающих систем Ка-, V- и W-диапазонов частот, превосходящих по своим параметрам СВЧ приборы на арсенидных гетероструктурах.

Ключевые слова: AlGaN/GaN HEMT, широкозонные гетероструктуры, нитридные гетероструктуры, предельная частота усиления по току, монолитные интегральные схемы (МИС), миллиметровый диапазон длин волн, приемопередающие модули

Введение

НЕМТ на основе широкозонных гетероструктур AlGaN/GaN чрезвычайно привлекательны для применения в мощных передающих CBЧ устройствах радиолокационных и телекоммуникационных системах ввиду их очевидных преимуществ перед транзисторами на узкозонных полупроводниках на основе (In, Al, Ga)As. В последние годы появилась насущная необходимость в освоении более высокочастотных *K*-, *W*- и *Q*-диапазонов частот в связи с развитием сверхширокополосных телекоммуникационных систем нового поколения, высокоточных систем вооружений, систем межспутниковой связи, автомобильных радаров, антитеррористических систем и др.

Совершенствование гетероструктур

В течение 3—4 лет в ИСВЧПЭ РАН было исследовано большое количество нитридных гетероструктур AlGaN/GaN с толщинами барьерного слоя AlGaN $t_B = 28...33$ нм (1-го типа), а также специально выращенных для анализа гетероструктур AlGaN/AlN/GaN с толщинами барьерного слоя $t_B = 7...28$ нм (2-го типа) на подложках из сапфира и карбида кремния (SiC) (табл. 1 и 2). Результатом исследований является определение критериев выбора оптимальных параметров гетероструктур для различных частотных диапазонов.

В частности установлено, что для *Ка*-диапазона частот (26,5...40 ГГц) оптимальными являются ге-

тероструктуры 2-го типа с $t_B = 15$ нм, из которых на сегодняшний день наилучшие параметры имеет гетероструктура V-1400 (ЗАО "Элма-Малахит") на подложке SiC, обеспечивающая создание транзисторов с начальным током $I_{dsc0} \le 1,1$ А/мм при максимальной крутизне ≤380 мА/мм и напряжении отсечки минус 4 В. При этом полевые транзисторы с длиной затвора $L_G = 180$ нм ($L_G/t_B = 12$) имеют $f_T = 62$ ГГц и $f_{max} = 130$ ГГц при отсутствии короткоканальных эффектов, что оптимально для усилителей мощности Ка-диапазона. В то же время транзисторы с $L_G = 100$ нм ($L_G/t_B = 8$) на этой же гетероструктуре имеют более высокие частоты $f_T = 77 \ \Gamma \Gamma \mu \ u \ f_{max} = 161 \ \Gamma \Gamma \mu$, т. е. могут быть использованы в более высокочастотных *V*- и Е-диапазонах частот (от 50 до 75 ГГц и от 60 до 90 ГГц соответственно), но вследствие короткоканальных эффектов не являются оптимальными для этих частот [1, 2].

Потенциально более высокочастотные гетероструктуры с меньшими толщинами $t_B = 13$ и 11 нм производства ЗАО "Светлана-Рост" пока имеют значительно меньшие начальные токи транзисторов (500 мА/мм и 300 мА/мм соответственно). Более успешными оказались работы по созданию тонких гетероструктур AlGaN/AlN/GaN (11 нм) и AIN/GaN (3,5 нм) на подложках из сапфира, выполняемые совместно с НИЦ "Курчатовский институт". Впервые в России получены транзисторы с начальными токами более 1 А/мм на гетероструктурах AlN/GaN/сапфир, что открывает

Таблица 1 *Table 1*

Table

Параметры отечественных широкозонных нитридных наногетероструктур и транзисторов с оптимальной длиной затворов на их основе (расчет), использованных ИСВЧПЭ РАН при разработке МИС миллиметрового диапазона

Parameters of domestic wide-band nitride nanoheterostructures and transistors with the optimal gate length based on them (calculation), used by IMSE RAS in development of the SSI of millimeter wave-range

Номер гетеро- структуры Number	t_B , nm (AlGaN + AlN)	I _{dss0} , mA/mm	f_T (max), GHz ($L_G/t_B = 15$)	L_G (opt), nm ($L_G/t_B = 15$)				
ЗАО «Светлана-Рост», способ роста MBI подложки: сапфир, карбид кремния <i>CJSC "Svetlana-Rost", method of MBI substrate growth: sapphire, silicon carbide</i>								
№ 992	27	10001200	36,5	405				
№ 1120	13	500	76	195				
№ 1124	11	300	90	165				
ЗАО «Элма-Малахит», способ роста MOCVD подложки: карбид кремния, кремний JSC "Elma-Malachite", method of MOCVD substrate growth: silicon carbide. silicon								
V-1285	25	13001450	40	375				
V-1267, V-1269	19,5	12501350	50	292				
V-1305, V1317	16	10001100	60	240				
V-1400	15,3	10001100	65	230				
V-1723 (Si)	25,7	В стадии ис- следований	38	385				
НИЦ «Кур SIC "Ки	НИЦ «Курчатовский институт», способ роста MBI подложки: сапфир SIC "Kurchatov Institute", method of MVI substrate growth: sapphire							
26_4, 27_3	11 nm (AlGaN/AlN) + + 30 nm SiN	> 1200	90	165				
026_3, 027_4	3,5 nm AlN + + 30 nm SiN	> 1000	300	48				

перспективы освоения *W*-диапазона частот (от 75 до 110 ГГц).

Начаты работы по созданию СВЧ приборов на базе нитридных гетероструктур на кремниевых подложках (ЗАО "Элма-Малахит"), что открывает пути к их удешевлению и массовому выпуску.

Общая идеология развития нитридных приборов за рубежом для миллиметрового диапазона в последние годы показана на рис. 1.

Совершенствование нитридных гетероструктур для повышения рабочих частот приборов в основном заключалось в уменьшении толщины верхнего барьерного слоя t_B в целях сохранения значения аспектного отношения $L_G/t_B > 15$ [15] для предотвращения развития короткоканальных эффектов при уменьшении длины затвора L_G, что необходимо для повышения рабочих частот транзисторов. Поддержание значения аспектного отношения на как можно более высоком уровне крайне важно также и для сохранения высоких пробивных напряжений, которые, как оказалось [3], определяются не тол-

> Таблица 2 *Table 2*

Развитие широкозонных наногетероструктур (Al,Ga)N/AlN для миллиметрового диапазона (на конец 2013 г.) по оценке ИСВЧПЭ РАН Development of wide-band nanoheterostructures (Al, Ga)N/AlN for mm-range at the end of 2013 (estimation by IMSE RAS)

Nº	Номер гетеро- структуры Heterostructure	Толщина барьера AlGaN/AlN AlGaN/AlN barrier thickness, nm (X _{Al})	Подвижность электронов в канале Mobility of electrons in the channel,	Концентрация электронов в канале Concentration of electrons in the channel,	Слоевое сопротив- ление, Ом/кв <i>Layer</i> <i>resistance</i> , Ω/sq.	Ток насыще- ния (расчет) Saturation cur- rent (estimate), A/mm	Начальный ток транзистора Initial current of the transistor (Ug = 0), A/mm	Рекомен- дованный диапазон <i>Recommen- ded band</i>		
			$cm^2/V \cdot s$	cm^{-2}	, 1	,				
	ЗАО «Элма-Малахит», способ роста - MOCVD, подложка - SiC (*) — 2012 г. JSC "Elma-Malachite", method of growth - MOCVD, substrate - SiC (*) — 2012 г.									
1 2	V-1909 V-1915	26,7 (29 %) 25,7 (28 %)	2055 2100	$1,11 \cdot 10^{13}$ $1,17 \cdot 10^{13}$	274 254	1,77 1,87	1,0 1,1	До (under) 10 GHz		
3 4	V-1910 V-1440*	15,7 (31 %) 15,3 (32 %)	1880 1880	$1,28 \cdot 10^{13}$ $1,3 \cdot 10^{13}$	259 260	2,05 2,08	1,2 1,2	До (under) 40 GHz		
5 6 7	V-1911 V-1966 V-1990	13,7 (31 %) 13,2 (38.7 %) 13,2 (39 %)	2300 1944 2000	$1,28 \cdot 10^{13} \\ 1,34 \cdot 10^{13} \\ 1,32 \cdot 10^{13}$	212 240 237	2,05 2,14 2,11	1,1 1,3 1,2	До (under) 60 GHz		
8 9	V-1991 V-1912	11,7 (39 %) 11,2 (31 %)	1720 2040	$1,43 \cdot 10^{13}$ $1,16 \cdot 10^{13}$	254 264	2,29 1,86	0,85			
НИЦ «Курчатовский институт», способ роста — МВЕ, подложка — сапфир SIC "Kurchatov Institute", method of growth — MBE, substrate — sapphireДо (under 100 GH										
10	26_4	10 (40 %)	1462	$1,55 \cdot 10^{13}$	237	2,48	1,35			
11	27_3	3,5 (100 %)	1220	$1,8 \cdot 10^{13}$	284	2,88	1,6	До (under) 150 GHz		

НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 2, 2015 -



Рис. 1. Основные направления развития работ по нитридной тематике за рубежом в течение 2005-2012 гг. и планы на перспективу Fig. 1. The main directions of work on nitride theme abroad in the 2005-2012 and plans for the future

щиной гетероструктуры, а аспектным соотношением L_G/t_B. Осознание данного факта, который был установлен эмпирически на основе обработки экспериментальных результатов многочисленных работ, привело к разработке новых типов более тонких и эффективных широкозонных гетероструктур: от AlGaN/AlN/GaN (t_B до 7 нм) к AlN/GaN (*t_B* до 3,5 нм) [4] и InAlN/(AlN)/GaN (*t_B* до 4,7 нм), которые потенциально могут иметь более высокие параметры двумерного электронного газа [5, 6]. Проблемы создания таких гетероструктур и полученные результаты отражены в многочисленных публикациях, частично упомянутых в обзорах [7, 8]. Важно отметить, что для сохранения высокой концентрации электронов двумерного газа n_e при уменьшении толщины барьерного слоя гетероструктур t_B пришлось увеличить в нем содержание Al: до 60 % в гетероструктуре AlGaN/AlN/GaN, до 100 % в гетероструктуре AlN/GaN и до 83 % в гетероструктуре InGaN/(AlN)/GaN.

Высокое содержание A1 в барьерном слое первоначально вызвало серьезные проблемы с изготовлением омических контактов к таким гетероструктурам [9], для решения которых были предложены обращенные (N-*face*) гетероструктуры [10], в настоящее время активно развиваемые Калифорнийским университетом, на которых было получено удельное сопротивление вжигаемых омических контактов до 0,1 Ом · мм [11]. Однако и для обычных (Ga-*face*) гетероструктур AlGaN/GaN также было найдено решение [12], заключающееся в частичном вытравливании барьерного слоя A1N в

плазме ВС1з для улучшения омического сопротивления вжигаемых контактов до 0,59 Ом • мм, характерных для традиционных "толстых" НЕМТ-гетероструктур с содержанием Al в барьерном слое около 27-31 %. В дальнейшем развитие этой идеи быстро привело к созданию технологии невжигаемых омических контактов для всех типов гетероструктур, заключающееся в полном вытравливании Al-содержащего барьерного слоя до канала GaN для Ga-face гетероструктур или верхнего нелегированного GaN до барьера AlGaN для N-face гетероструктур, с последующим выращиванием через маску SiO₂ сильно легированного контактного слоя n^+ GaN с концентрацией кремния (6...8) · 10²⁰ см⁻³, "взрывным" удалением SiO₂ в растворе HF в ультразвуковой ванне и напылением металла омических контактов состава Cr/Pt/Au [13] или Ti/Pt/Au [14], оказавшимися наиболее термически стабильными для всех типов гетероструктур до T = 450 °C. Полученные результаты для различных гетероструктур суммированы в презентации университета Notre Dame. Были получены удельные сопротивления невжигаемых омических контактов 0,27 Ом · мм для Ga-face HEMT [15] и до 0,09 Ом · мм для N-face НЕМТ [16]. Следует подчеркнуть, что создание технологии невжигаемых омических контактов создало условия для изготовления НЕМТ по самосовмещенной технологии, минимизирующей сопротивление канала транзистора. Так, в работе [17], являющейся квинтэссенцией всех перечисленных выше технологических достижений, получено рекордно малое сопротивление транзистора

в открытом состоянии — 0,29 Ом · мм, сопротивление омических контактов — 0,025 Ом · мм, крутизна характеристики $G_m = 1105$ мСм/мм, начальный ток $I_{dss0} = 2,77$ А/мм, частота отсечки тока $f_T = 155$ ГГц.

В последние годы решались вопросы совершенствования технологии пассивации нитридных приборов, направленные на устранение ловушек на гетерограницах, в частности, пассивация "*in-situ*" в камере роста стала уже промышленной технологией при производстве гетероструктур.

В результате технологического прорыва последних лет зарубежными исследователями достигнуты частотные параметры нитридных НЕМТ, приближающиеся к рекордным параметрам арсенидных рНЕМТ и mHEMT на подложках GaAs и InP. Так, в 2008 г. было получено значение $f_T = 190$ ГГц [18], затем в 2010 г. при длине затвора $L_G = 40$ нм получены значения $f_T = 220$ ГГц и $f_{max} = 400$ ГГц [19], которые были перекрыты значением $f_T = 343$ ГГц [20] уже в 2011 г.

Нитридные наногетероструктуры явились основой для разработки и создания высокоэффективных радиационно-стойких монолитных интегральных схем (МИС) усилителей мощности (УМ) *Ка*-диапазона, в 10—15 раз превосходящих МИС на основе pHEMT GaAs по массогабаритным параметрам (UMS, 2012 г). Разрабатываются также приемопередающие модули AФAP для радиолокаторов диапазона 94 ГГц (*QuinStar Technology* совместно с *HRL*) с выходной мощностью до 5 Вт (удельной выходной мощностью более 2 Вт/мм).



Рис. 2. Повышение предельных частот (a) и усиления (b) транзисторов на широкозонных наногетероструктурах AlGaN/AlN/GaN/SiC в диапазоне частот 85...95 ГГц

Fig. 2. Improving of Cut-off frequencies (a) and Gain (b) of transistors fabricated on wide-gap AlGaN/AlN/GaN/SiC nanoheterostructures for 85–95 GHz band



Рис. 3. Улучшение статических параметров транзисторов на гетероструктурах V-1440 (*a*) и г/с V-1912 (б)

Fig. 3. Improvement of I-V characteristics of transistors on wafers V-1440 (a) and V-1912 (b)

Ведущие зарубежные производители (*Northrop Grumman*, *Cree*, *TriQuint*, *Fujitsu* и др.) в последние годы высокими темпами совершенствуют технологию и осваивают выпуск широкой номенклатуры МИС на нитридных гетероструктурах с рабочими частотами до 100 ГГц и выше, причем не только усилителей мощности. Например, разработана МИС МШУ диапазона 75...82 ГГц с коэффициентом шума $K_{\rm III} = 3,8$ дБ на частоте 80 ГГц при коэффициенте усиления $K_p > 20$ дБ [21], что превосходит параметры лучших МИС на GaAs и InP.

Освоение промышленного производства нитридных гетероструктур на кремниевых подложках диаметром до 8" (NITRONEX Corp., США [22]), создало условия для массового производства дешевых МИС, которые могут полностью вытеснить ВЧ и СВЧ приборы на традиционных арсенидных гетероструктурах и кремнии.

Основные направления совершенствования технологии:

— использование более тонких гетероструктур в целях повышения отношения $L_G/t_{AlGaN} > 10$;

— оптимизация системы электронных резистов и процесса электронно-лучевой литографии для уменьшения длины затвора до $L_G < 90$ нм и снижения паразитной емкости C_{gd} ;

— создание технологии невжигаемых омических контактов с $R_{\rm K} \leq 0,11$ Ом · мм;

— совершенствование технологии пассивации гетероструктур, в частности нанесение Si_3N_4 в ростовой камере МЛЭ установки "in-situ".

Следует отметить (рис. 2, 3), что чем тоньше барьер гетероструктуры AlGaN/AlN, тем выше:

— крутизна транзистора G_m ;

— рабочая частота f_T и f_{max} ;

- коэффициент усиления K_p ;
- удельная выходная мощность *P*_{max}.

На основании проведенного анализа современного состояния разработок в области применения широкозонных наногетероструктур AlGaN/AlN/GaN в СВЧ и КВЧ диапазонах за рубежом и опыта работ ИСВЧПЭ РАН с гетероструктурами AlGaN/GaN, полученном в ходе выполнения ряда НИОКР в предыдущие годы [1, 2], был сделан вывод о возможности и необходимости перенесения ак-

цента исследований на создание технологии проектирования и изготовления широкой номенклатуры радиационно-стойких МИС для приемопередающих модулей миллиметрового диапазона на базе широкозонных НЕМТ гетероструктур отечественных производителей (ЗАО "Элма-Малахит", ЗАО "Светлана-Рост", НИЦ "Курчатовский институт").

Разработка комплектов МИС

Созданная технология являлась основой для разработки комплектов МИС на нитридных гетероструктурах для приемопередающих СВЧ устройств взамен традиционно используемых МИС на арсенидных гетероструктурах. Состояние работ в ИСВЧПЭ РАН в данной области проиллюстрировано на рис. 4, где показаны уже законченные (сплошные линии) или находящиеся в различных



Рис. 4. Состояние разработок МИС на широкозонных нитридных гетероструктурах различного назначения ИСВЧПЭ РАН в 2011–2013 гг.

Fig. 4. Development of IUHFSE RAS in 2011–2013 of SSI on wide-band nitride heterostructures for different purposes





Fig. 6. S-parameters of the samples of MIC PA (heterostructure V-1920, measurements – November 15, 2013)

стадиях разработки (пунктирные линии) монолитные интегральные схемы на нитридных гетероструктурах. На рис. 5 (см. третью сторону обложки) показана МИС УМ для диапазона частот 30...40 ГГц, созданная на нитридной гетероструктуре. Измеренные СВЧ и выходные параметры трех образцов показаны на рис. 6, 7.

В качестве иллюстрации к уровню технологических достижений ИСВЧПЭ РАН в освоении миллиметрового диапазона на нитридных гетеро-

структурах можно привести СВЧ параметры разработанных впервые в России МИС УМ диапазона частот 85...95 ГГц (рис. 8, см. третью сторону обложки). Измерения проведены на оборудовании ФГУП "НПП "Исток", результаты показаны на рис. 9. Следует отметить хорошее "попадание" в заданный диапазон частот, что свидетельствует о соответствующем уровне проектирования МИС. В настоящее время продолжаются работы в данном направлении на более тонких гетероструктурах производства НИЦ "Курчатовский институт".

Важнейшей задачей по созданию МИС миллиметрового диапазона является формирование наноразмерных НЕМТ.

Затворы с малой длиной механически неустойчивы и склонны

к "заваливанию". Существует ряд подходов к решению данной проблемы: в частности, создание субножки, опирающейся на подслой диэлектрика; формирование массива микроколон, поддерживающих "шляпу" грибообразного затвора. При формировании такого затвора с помощью трехслойной системы резистов ПММА950К / ПМГИ / ПММА950К за счет профилирования центральной дозы (экспонирования краев ножки с меньшей дозой, чем центр), можно достигнуть $L_g \approx 50$ нм. Такая сис-



Puc. 7. Выходные параметры опытного образца МИС УМ Ка-диапазона на частотах 30 ГГц (a) и 40 ГГц (b) Fig. 7. Output parameters of the sample of MIC PA for Ka-band on 30 GHz (a) and 40 GHz (b)



Рис. 9. Результаты измерений СВЧ параметров тестовых HEMT AlGaN/AlN/GaN/SiC (a) и опытного образца МИС УМ (b) (reтероструктура V-1911, измерения 25.12.2013 г. в ОАО "НПП "Исток" им. Шокина) Fig. 9. Measured S-parameters of test AlGaN/AlN/GaN/SiC HEMTs (a) and prototype of PA (b). The measurements on 25.12.2013 in JSC "SPE ISTOK" named after Shokin

тема электронных резистов чувствительна к внешним факторам: рельефу поверхности наногетероструктур; размеру и геометрии периферийных контактных площадок; условиям проявления; толщине металла. Ввиду невозможности устойчивого воспроизведения заданного L_g эти факторы

ограничивают практическое использование трехслойной системы резистов. Таким образом, для создания затворов с длиной менее 50 нм необходимы более сложные системы резистов с продуманной формой "ножки" затвора.

Разработана пятислойная система электронных резистов ПММА950К / ПМГИ / ПММА950К / ПМГИ / ПММА950К для обеспечения высокой механической устойчивости затвора. Сами затворы формировались электронно-лучевой литографией на нанолитографе RAITH 150-ТWО (рис. 10, см. третью сторону обложки). Для контроля размеров и формы "ножки" затвора область ее формирования была разбита на ряд подслоев системы резистов ПММА950К / ПМГИ / ПММА950К, которые независимо проявлялись в проявителе МИБК:ИПС (1:1). Это дало возможность увеличить высоту "ножки", что должно приводить к уменьшению паразитных емкостей. Такая ножка имеет форму зигзага, поэтому механическая жесткость затвора увеличивается. Это достигается за счет увеличения эффективной площади, поддерживающей широкую "шляпу", что дополнительно приводит к уменьшению коэффициента шума. Сам зигзаг имел размах 200 нм с периодом 4000 нм. Суммарная толщина "шляпы" составила 800 нм (рис. 11). На рис. 12 показаны созданные затворы, они имеют длину 75 и 37 нм.



Рис. 11. Топология (а) и микрофотография (b) разработанного и изготовленного зигзагообразного затвора

Fig. 11. Topology (a) and micrograph (b) of fabricated zigzag gate



Рис. 12. Грибообразные затворы с длиной 75 нм (a) и 37 нм (b), полученные с помощью электронно-лучевого литографа Raith 150TWO в ИСВЧПЭ РАН Fig. 12. T-gates with $L_g = 75$ nm (a) and $L_g = 37$ nm (b) made utilizing Electron Beam Lithographer Raith 150TWO in IUHFSE RAS

НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 2, 2015

Основные параметры установок электронно-лучевой
литографии, имеющихся в ИСВЧПЭ РАН

Main parameters of installations of electron-beam lithography, available in IMSE RAS

Основные параметры Main parameters	RAITH150- TWO	VOYAGER
Ускоряющее напряжение Accelerating voltage	30 kV	50 kV
Минимальная ширина линии Minimum line width	Meнee (<i>less than</i>) 20 nm	Менее (<i>less than</i>) 10 nm
Число экспонирований (проходов луча по фоторезисту), необходи- мых для формирования Т-образ- ного затвора The number of exposures (passes of the beam over photoresist) needed to form the T-gate	2	1
Дрейф луча во времени Beam drift over time	3 nm/min, 200 nm/h	50 nm/ for 8 h
Точность совмещения полей Alignment accuracy of the fields	He более (not more than) 40 nm	He более (not more than) 25 nm
Частота генератора развертки, час- тота перехода к новому дискрету электронным лучом (определяет общую длительность экспониро- вания монолитной интегральной схемы) The frequency of the sweeper generator and the frequency of the transition to a new discrete by electron beam (deter- mines the overall duration of exposure of a monolithic integrated circuit)	20 MHz	50 MHz
Длина пятки T-образного затвора The length of the heel of T-shaped gate	130, 9080, 3745 nm	2225 nm

Дальнейшие работы по созданию нанотранзисторов с длиной затвора 22...25 нм на пластинах диаметром 50 мм планируется проводить на электронно-лучевом литографе VOYAGER (табл. 3).

Заключение

Результаты исследований по созданию технологии проектирования и изготовления МИС миллиметрового диапазона длин волн на нитридных гетероструктурах в ИСВЧПЭ РАН показывают возможность создания в России комплектов МИС для приемопередающих модулей, превосходящих по своим параметрам соответствующие приборы на арсенидных гетероструктурах, что находится в хорошем соответствии с мировым уровнем развития данного направления.

Для успешного промышленного освоения и массового производства МИС для приемопередающих модулей различных диапазонов частот необходимо совершенствование каждого этапа технологической цепочки: монокристаллы — подложки — гетероструктуры — изготовление МИС — сборка СВЧ модулей — измерение параметров.

Только при таком подходе можно ожидать быстрого налаживания массового производства дешевых радиационно-стойких приемопередающих модулей различного назначения, так необходимых Российской Федерации.

Основной проблемой создания мощных МИС миллиметрового диапазона является импортозамещение подложек карбида кремния и их серийное освоение в России (например, ЗАО "Светлана-Электронприбор") и на их основе серийный выпуск нитридных наногетероструктур как по технологии молекулярно-лучевой, так и газофазной эпитаксии для различных диапазонов длин волн в ведущих организациях Санкт-Петербурга, Новосибирска, Томска, Москвы.

При этом необходимо обеспечить импортозамещение научного и технологического оборудования для нитридной технологии, а также измерительных комплексов для миллиметрового диапазона длин волн.

Работа выполнена в рамках Государственного контракта № 14.427.12.0001 от 30.09.2013 по заказу Министерства образования и науки Российской Федерации.

Список литературы

1. Мальцев П. П., Фёдоров Ю. В. Современное состояние и перспективы развития нитридных СВЧ приборов миллиметрового диапазона за рубежом и в России // Интеграл. 2013. № 3. С. 25—29. 2. Мальцев П. П., Фёдоров Ю. В., Галиев Р. Р., Михай-

2. Мальцев П. П., Фёдоров Ю. В., Галиев Р. Р., Михайлович С. В., Гнатюк Д. Л. Нитридные приборы миллиметрового диапазона // Наноиндустрия. 2014. № 3. С. 40-51. 3. Jessen G. H., Fitch Jr. R. C, Gillespie J. K., Via G.,

3. Jessen G. H., Fitch Jr. R. C, Gillespie J. K., Via G., Crespo A., Langley D., Denninghoff D. J., Trejo Jr. M., Heller E. R. Short-Channel Effect Limitations on High Frequency Operation of AlGaN/GaN HEMTs for T-Gate Devices // IEEE Transactions on Electron Devices. 2007. V. 54, N. 10. P. 2589-2597.

4. Smorchkova I. P., Chen L., Mate T., Shen L., Heikman S., Moran B., Keller S., DenBaars S. P., Speck J. S., Mishra U. K. AIN/GaN and (Al,Ga)N/AIN/GaN two-dimensional electron gas structures grown by plasma-assisted molecular-beam epitaxy // Journal of Applied Physics. 2001. V. 90. N. 10. P. 5196–5201.

Journal of Applied Physics. 2001. V. 90. N. 10. P. 5196–5201. 5. **Kuzmik J.** Power electronics on InAlN/(In)GaN: prospect for a record performance // IEEE Electron Devices Letters. 2001. V. 22. P. 510–512.

6. Gillespie J. K., Jessen G. H., Via G. D., Crespo A., Langley D., Aumer M. E., Henry H. G., Thomson D. B., Partlow D. P. Realization of InAlN/GaN Unstrained HEMTs on SiC Substrates with a 75 Å Barrier Layer // CS MANTECH Conference. USA. Austin. 14–17 May 2007. P. 73–74.

7. Федоров Ю. В. Анализ развития широкозонных гетероструктур (Al, Ga, In)N и приборов на их основе для миллиметрового диапазона длин волн // Электроника НТБ. 2011. № 2. С. 92–108.

8. **Майская В.** Освоение терагерцовой щели — полупроводниковые приборы вторгаются в субмиллиметровый диапазон // Электроника НТБ. 2011. № 8. С. 74—87.

9. Zimmermann T., Deen D., Cao Yu., Jena D., Xing H. G. Formation of ohmic contacts to ultra-thin channel AlN/GaN HEMTs // Physica status solidi. 2008. V. 5, N. 6. P. 2030–2032. 10. **Chung J. W., Piner E. L., Palacios T.** N-Face GaN/AlGaN HEMTs Fabricated Through Layer Transfer Technology // IEEE Electron Pevice Letters. 2009. V. 30. N. 2.

11. Nidhi D. F., Brown S. K., Mishra U. K. Very Low Ohmic Contact Resistance through an AlGaN Etch-Stop in Nitrogen-Polar GaN-Based High Electron Mobility Transistors // Japanese Journal of Applied Physics. 2010. V. 49.

12. Chabak K., Crespo A., Tomich D., Langley D., Miller V., Trejo M., Gillespie J. K., Via G. D. Processing Methods for Low Ohmic Contact Resistance in AIN/GaN MOSHEMTs // CS MANTECH Conference. USA. Tampa. 18–21 May 2009.

13. Lee M. L., Sheu J. K., Hu C. C. Nonalloyed Cr/Au-based Ohmic contacts to *n*-GaN // Applied Physics Letters. 2007. V. 91. N. 18.

14. Chang Z., Shu-Ming Z., Hui W., Jian-Ping L., Huai-Bing W., Zeng-Cheng L., Mei-Xin F., De-Chang Z., Zong-Shun L., De-Sheng J., Hui Y. Formation of Low-Resistant and Thermally Stable Nonalloyed Ohmic Contact to N-Face *n*-GaN // Chinese Physics Letters. 2012. V. 29. N. 1.

15. Xing H., Zimmermann T., Deen D., Wang K., Yu C., Kosel T., Fay P., Jena D. Ultrathin all-binary AlN/GaN based high-performance RF HEMT Technology. Department of Electrical Engineering. 2011.

16. Denninghoff D. J., Dasgupta S., Lu J., Keller S., Mishra U. K. Pesign of High-Aspect-Ratio T-Gates on N-Polar

GaN/AlGaN MIS-HEMTs for High f_{max} // IEEE Electron Device Letters. 2012. V. 33. N. 6.

17. **Record** transconductance of 1105 mS/mm for GaN/InAlN MIS-HFET // Semiconductor Today. 2012. V. 7. N. 5.

18. Masataka H., Takashi M., Toshiaki M. AlGaN/GaN heterostructure field-effect transistors on 4H-SiC substrates with current-gain cutoff frequency of 190 GHz // Applied Physics Express. 2008. V. 1. N. 2. 19. Shinohara K., Corrion A., Regan D., Milosavljevic I.,

19. Shinohara K., Corrion A., Regan D., Milosavljevic I., Brown D., Burnham S., Willadsen P. J., Butler C., Schmitz A., Wheeler D., Fung A., Micovic M. 220 GHz fT and 400 GHz fmax in 40-nm GaN PH-HEMTs with regrown ohmic // Electron Devices Meeting (IEDM). 2010. P. 30.1.1–30.1.4.

20. Shinohara K., Regan D., Corrion A., Brown D., Burnham S., Willadsen P. J., Alvarado-Rodriguez I., Cunningham M., Butler C., Schmitz A., Kim S., Holden B., Chang D., Lee V., Ohoka A., Asbeck D. M., Micovic M. Peeply-scaled Selfaligned-gate GaN PH-HEMTs with ultrahigh cutoff frequency // Electron Pevices Meeting (IEPM). 2011. P. 19.1.1-19.1.4.

Electron Pevices Meeting (IEPM). 2011. P. 19.1.1–19.1.4. 21. Okamoto N., Ohki T., Makiyama K., Yamada A., Masuda S., Kanamura M., Kamada Y., Imanishi K., Shigematsu H., Kikkawa T., Joshin K., Hara N. Backside Process Considerations for Fabricating Millimeter-WaveGaN HEMT MMICs // Proc. of CS MANTECH Conference. 2010.

22. **GaN Essentials:** Substrates for GaN RF Devices // Application note AN-011, Nitronex Corporation. 2008.

R. R. Galiev, Researcher, D. L. Gnatyuk, PhD., Head of Laboratory, A. V. Zuev, Junior Researcher, D. V. Krapukhin, Engineer-researcher, M. V. Maytama, Junior Researcher,

O. S. Matveenko, PhD., Senior Researcher, S. V. Mikhaylovich, Junior Researcher,

Yu. V. Fedorov, Chief Designer, Deputy Director in Charge of R & D, **M. Yu. Sherbakova**, Researcher Institute of Ultra High Frequency Semiconductor Electronics of RAS, Iuhfseras2010@yandex.ru

GaN Technology for Millimeter wawe Application

The work presents a review of the modern state and evolution of the technology for the millimeter wave devices utilizing (Al, Ga, In)N/GaN wide-gap heterostructures in Russia and abroad in the past 8 years. This paper demonstrates that the actual technological level in the development of the millimeter wave MMICs using the nitride heterostructures in IUHFSE RAS corresponds to the world technological level, which proves feasibility of a mass production of GaN MMIC devices for Ka-, V-, W-band transceivers, surpassing the GaAs devices.

Keywords: AlGaN/GaN HEMT, wide-gap heterostuctures, nitride heterostructures, cut-off frequency, Monolithic Microwave Integrated Circuit (MMIC), millimeter wave, RF module.

Introduction

Wide-gap AlGaN/GaN HEMTs are very attractive for utilizing in high-power microwave transceivers in radar and telecommunication systems, since their apparent advantages over transistors on narrow-bandgap semiconductors based on (In, Al, Ga)As. In recent years importance of application of higher frequencies, such as K-, W- and Q-bands, has arisen due to development of new generation of ultra-wideband telecommunication systems, high-accuracy weapons, systems of inter-satellite communication, radar speed guns, counterterrorist systems, etc.

Improvement of heterostructures

Institute of Ultra High Frequency Semiconductor Electronics of RAS (IUHFSE RAS) has studied a large number of nitride AlGaN/GaN heterostructures with AlGaN barrier thicknesses t_B from 28 to 33 nm (1st type), as well as AlGaN/AlN/GaN heterostructures specially grown for analysis of the barrier layer with a thickness t_B of the barrier layer from 28 to 7 nm (2nd type) on sapphire and silicon carbide (SiC) substrates (tables 1 and 2). The result is the definition of criteria for selection of the optimal parameters of heterostructures for different frequency ranges.

It was found that the heterostructure of the 2nd type with $t_B = 15$ nm are optimal for Ka-band frequencies. The heterostructure V-1400 (CJSC "Elma-Malachite") of such type on the SiC substrate has the best parameters, which provides creation of transistors with an initial current of 1,1 A/mm at the maximum gridanode transconductance of up to 380 mA/mm and the cut-off voltage of 4 V. At this, the field transistors with a gate length $L_G = 180$ nm ($L_G/t_B = 12$) have $f_T/f_{max} = 62/130$ without the short-channel effect that is optimal for the power amplifier of Ka-band. At the same time, the transistors with $L_G = 100$ nm $(L_G/t_B = 8)$ on the same heterostructure have higher frequency $f_T/f_{\text{max}} = 77/161$, i.e. can be used in the high frequency *E*- and *V*- bands, but due to the short-channel effects they are not optimal for those frequencies [1, 2].

Potentially high-frequency heterostructure with the less thickness t_B of 13 nm and 11 nm by CJSC "Svetlana-Rost" while have much lower initial currents of transistors (500 and 300 mA/mm, respectively). The works are more successful on creation of the thin AlGaN/AlN/GaN heterostructures (11 nm) and AlN/GaN (3,5 nm) heterostructure on sapphire substrates, which are being performed jointly SIC "Kurchatov Institute". The transistors with initial currents greater than 1 A/mm on heterostructures AlN/GaN/sapphire were produced for the first time in Russia, which opens up prospects for development of the *W*-band frequencies.

The creation of microwave devices based on nitride heterostructures on silicon substrates (JSC "Elma-Malachite") were initiated, which opens the way to their cheapening and mass production.

The ideology of abroad development of the nitride devices for millimeter-wave band is shown in fig. 1.

Improvement of nitride heterostructures for increasing of the operating frequencies of devices generally consisted in reduction of the thickness of the upper barrier layer t_{R} for preserving of the aspect ratio $L_G/t_B > 15$ [15] to prevent the development of shortchannel effects with decreasing gate length L_G . It is necessary to increase the operating frequencies of transistors. Maintaining of the aspect ratio at a higher level is also extremely important for maintaining of the high breakdown voltages, which, as it turned out [3], determined by the aspect ratio L_G/t_B but not by heterostructure thickness. Awareness of this fact, which was empirically established on the base of processing of the experimental results of numerous works, led to development of new, more thin and efficient wide-band heterostructures: from AlGaN/AlN/GaN (t_B up to 7 nm) to AlN/GaN (t_B up to 3,5 nm) [4] and InAlN/(AlN)/ GaN (t_B up to 4,7 nm). These heterostructures potentially have the highest parameters of two-dimensional electron gas [5, 6]. The problems of their creation and the received results are reflected in the publications, partially referred in [7, 8]. It is important to note that it had to increase the contents of Al to maintain a high concentration of electrons of two-dimensional gas n_{ρ} at reduction of the thickness of the barrier layer t_B of the heterostructures: up to 60 % in the heterostructure AlGaN/AlN/GaN, up to 100 % in the heterostructure AlN/GaN and up to 83 % in the heterostructure InGaN/(AlN)/GaN.

The high Al content in the barrier layer caused serious problems in manufacture of ohmic contacts to such heterostructures [9], for which faced "N-face" heterostructures [10] were proposed. These heterostruc-

tures are actively developed in the University of California, where the resistance of the burning ohmic contacts were received up to $0,1 \Omega \cdot mm$ [11]. However, the solution was found for the ordinary "Ga-face" heterostructures AlGaN/GaN [12], which consists in partial etching of the AlN barrier layer in BCl₂ plasma to improve the ohmic resistance of the burning contacts to 0,59 $\Omega \cdot$ mm, typical for "thick" HEMT heterostructures with Al content in the barrier layer of about 27-31 %. The development of this idea led to creation of the technology of non-burning ohmic contacts for all heterostructures. The technology consists in complete etching of Al-containing barrier layer until the GaN channel for the "Ga-face" heterostructures or top undoped GaN until the AlGaN barrier for the "N-face" heterostructures, followed by growing of a heavily doped contact layer of n+GaN with the silicon concentration of $(6-8) \cdot 10^{20}$ cm⁻³ thought the SiO₂ mask, the "explosive" removing of the SiO_2 in the HF solution in an ultrasonic bath and deposition of a metal composition of Cr/Pt/Au [13] or Ti/Pt/Au [14] of the ohmic contacts, which became the most thermally stable for all heterostructures up to 400-450 °C. The results for different heterostructures are summarized in the presentation of the University of Notre Dame. The obtained resistances of non-burning ohmic contacts are $0,27 \Omega \cdot \text{mm}$ for "Ga-face" HEMT [15] and up to 0.09 Ω · mm for the "N-face" HEMT [16]. It should be emphasized that creation of the technology of nonburning ohmic contacts created conditions for manufacturing of HEMT according to the self-aligned technology that minimizes the channel resistance of the transistor. Thus, in [17], which is the quintessence of all these achievements, the following characteristics were obtained: a record low resistance of the transistor in the open position $-0.29 \,\Omega \cdot mm$, resistance of ohmic contacts $-0.025 \Omega \cdot \text{mm}$, slope of $G_m = 1105 \text{ mCm/mm}$, the initial current $I_{dss0} = 2.77 \text{ A/mm}$, the current cut-off frequency $f_T = 155 \text{ GHz}$.

In recent years, the issues of perfection of the nitride devices passivation to eliminate traps at heterojunctions, in particular, passivation "in-situ" in a growth chamber has already become the industrial technology in production of the heterostructures.

As a result of a breakthrough, the foreign researchers achieved a frequency parameters of the nitride HEMT, approaching to the record parameters of arsenide mNEMT and rNEMT on GaAs and InP substrates. So in 2008, the value $f_T = 190$ GHz [18] was obtained, then in 2010 $f_T = 220$ GHz and 400 GHz $f_{max} = [19]$ were obtained with a gate length of $L_G = 40$ nm, which were overrided by $f_T = 343$ GHz [20] in early 2011.

Nitride heterostructure are the basis for development of the highly-efficient radiation resistant power MIC amplifiers of Ka-band, which in 10–15 times greater than the MIC circuits based on GaAs rNEMT by mass and size characteristics (UMS, 2012). The ac-

tive phased array antenna transceiver modules for radars of the range of 94 GHz (QuinStar Technology and HRL) with output power of up to 5 W (specific output power >2 W/mm) are being developed.

Leading foreign manufacturers (Northrop Grumman, Cree, TriQuint, Fujitsu) rapidly master production of a wide range of MIC on nitride heterostructures with operating frequencies up to 100 GHz and above, and not only of power amplifiers. For example, the developed MIC LNA has the range of 75–82 GHz with $K_w = 3.8$ dB at 80 GHz with $K_r > 20$ dB [21], which surpasses the best MIC on GaAs and InP.

Mastering of production of the nitride heterostructures on silicon substrates with a diameter of up to 8" [22] created the conditions for the mass production of cheap MIC that can completely replace the RF and microwave devices on the traditional arsenide heterostructures and silicon.

The main directions of improvement of the technology:

— the use of a thin heterostructures to improve relations $L_G/t_{AlGaN} > 10$;

— optimization of electronic resists system and electron-beam lithography to reduce the $L_G < 90$ nm and reduce the parasitic capacitance C_{gd} ;

- creation of technology of non-burning ohmic contacts with R_k up to 0,11 $\Omega \cdot$ mm;

— improving of technology of heterostructures passivation, in particular application of the Si_3N_4 in a growth chamber of MBE installation "*in-situ*".

The thinner barrier of AlGaN/AlN heterostructure, the following is higher (Fig. 2, 3): — the slope of the transistor G_m ;

- operating frequency, f_T and f_{max} ;

- gain K_p ;

- specific output power P_{max} .

The conclusion about the need to shift the emphasis of the research on the development on creation of technology of designing and manufacturing of a wide range of radiation-resistant MIC for transceiver modules of mm-range on the base of wide-band HEMT heterostructures of domestic manufacturers (CJSC "Elma-Malachite", CJSC "Svetlana-Rost" and SIC "Kurchatov Institute") was made on the base of the analysis of the works in the field of wide-band nanoheterostructures AlGaN/AlN/GaN in the SHF and EHF bands abroad and experience of IUHFSE RAS in work with heterostructures AlGaN/GaN obtained in the course of a number of R & D [1, 2].

Development of MMIC sets

The created technology became the basis for development of a set of MIC on nitride heterostructures for receiving and transmitting microwave devices instead of traditionally used MIC on arsenide heterostructures. State of the works in IUHFSE RAS in this area is illustrated in fig. 4, which shows the already finished (solid lines) or under development (dotted lines) monolithic integrated circuits on nitride heterostructures. MIC on nitride heterostructures in the frequency range of 30-40 GHz are shown in fig. 5. Output parameters and *S*-parameters of the samples are shown in fig. 6, 7.

The microwave parameters of MIC power amplifiers with the frequency range of 85—95 GHz (fig. 8) for the first time developed in Russia can be shown as an illustration of the level of achievement of IUHFSE RAS in the development of millimeter-wave range in nitride heterostructures. The measurements were made on the equipment of FSUE "SPE "Istok" (fig. 9). It should be noted, that the characteristics have a good "hit" in a given frequency range, indicating the high design level of MIC. Work continues in this direction on a thinner heterostructures of production of SIC "Kurchatov Institute".

The most important task for creating of MIC of millimeter range is formation of the nanoscale HEMT transistors.

The gates with small length are mechanically unstable and prone to "heaping". The existing approaches to this problem as the following: in particular, creation of the sub-legs, basing on the dielectric underlayer; forming of an array of micropillars supporting the "hat" of mushroom type gate. It is possible to achieve $L_g \approx 50$ nm during its formation with a three-layer resist system PMMA950K/PMGI/PMMA950K through profiling of central dose (exposure of leg edges with a smaller dose than the center). Such system of electronic resists is sensitive to the external factors: surface topography of nanoheterostructures, size and geometry of the peripheral pads, development conditions, the thickness of the metal. Due to inability to sustainable reproduce the desired L_g , these factors limit the use of a three-layer resist system. In this case, more-complicated resists system with elaborated form of "legs" of the shutter are needed to create a gate length of less than 50 nm.

A five-layer system of electronic resists PMMA950K/ PMGI/PMMA950K/PMGI/PMMA950K for high mechanical stability of the shutter was developed. The gates were formed by electron-beam lithography on nanolithography installation Raith 150 TWO (fig. 10). To control the size and shape of the "legs" of the gate its formation area is divided into a number of sub-layers of the resists system PMMA950K/PMGI/PMMA950K that independently were appeared in MIBK:IRS (1:1). This made it possible to increase the height of the "leg" that should lead to a reduction in parasitic capacitances. This leg has a zigzag shape, so the mechanical rigidity of the gate increases. This is achieved by increasing of the effective area, which supporting a wide "hat" and reduces the noise factor. The zigzag had a swing of 200 nm with a period of 4000 nm. The thickness of the "hat" was 800 nm (fig. 11).

Further work on creation the nanotransistors with a gate length of 22–25 nm on the plates with the diameter

of 50 mm is scheduled to make on electron beam lithography installation VOYAGER (fig. 10, tab. 3). T-gates with $L_g = 75$ nm and $L_g = 37$ are shown in fig. 12.

Conclusion

The studies on development of technology of the designing and manufacturing of MIC of millimeter-wave range on nitride heterostructures show the possibility of creation of the MIC sets in Russia, superior the corresponding devices on arsenide heterostructures in its parameters, which is in good agreement with the global level of direction development.

For successful development and mass production of MIC for the transceiver modules of different frequency bands is necessary to solve the problem in a single complex:

- Single crystals;
- Substrates;
- Heterostructures;
- Production of MIC;
- Building of microwave modules;
- Measurement of parameters.

Only in this case we can expect a rapid establishment of mass production of cheap radiation-resistant transceiver modules needed in the Russian Federation.

The main issue of creating of powerful MIC of millimeter range is import substitution of silicon carbide substrates and their serial production in Russia (for example, "Svetlana-Electronpribor") and, serial production on them of nitride nanoheterostructures by molecularbeam and gas phase epitaxy for different wavelength ranges in leading organizations St. Petersburg, Novosibirsk, Tomsk, Moscow based. It is necessary to provide import substitution of scientific and technological equipment, as well as measuring systems for the millimeter-wave band.

The work was performed in the framework of the State Contract N_{0} 14.427.12.0001 from 30.09.2013 by the order of the Ministry of Education and Science of the RF.

References

1. **Maltsev P. P., Fedorov Yu. V.** Sovremennoe sostoyanie i perspektivy razvitiya nitridnykh SVCh priborov millimetrovogo diapazona za rubezhom i v Rossii. *Integral.* 2013. V. 3. P. 25–29.

2. Maltsev P. P., Fedorov Yu. V., Galiev R. R., Mikhailovich S. V., Gnatyuk D. L. Nitridnye pribory millimetrovogo diapazona. *Nanoindustriya*. 2014. V. 3. P. 40–51.

3. Jessen G. H., Fitch Jr. R. C., Gillespie J. K., Via G., Crespo A., Langley D., Denninghoff D. J., Trejo Jr. M., Heller E. R. Short-Channel Effect Limitations on High Frequency Operation of AlGaN/GaN HEMTs for T-Gate Devices. *IEEE Transactions on Electron Devices*. 2007. V. 54. N. 10. P. 2589–2597.

4. Smorchkoya I. P., Chen L., Mate T., Sten L., Heikman S., Moran B., Keller S., DenBaars S. P., Speck J. S., Mishra U. K. AlN/GaN and (Al,Ga)N/AlN/GaN two-dimensional electron gas structures grown by plasma-assisted molecular-beam epitaxy. *Journal of Aplied Physics*. 2001. V. 90. N. 10. P. 5196–5201. 5. **Kuzmik J.** Power electronics on InAlN/(In)GaN: prospect for a record performance. *IEEE Electron Devices Letters*. 2001. V. 22. P. 510–512.

6. Gillespie J. K., Jessen G. H., Via G. P., Crespo A., Langley D., Aumer M. E., Henry H. G., Thomson D. B., Partlow D. P. Realization of InAlN/GaN Unstrained HEMTs on SiC Substrates with a 75 A Barrier Layer. *CS MANTECH Conference, USA, Austin, 14–17 May 2007.* P. 73–74.

7. **Fedorov Yu. V.** Analiz razvitiya shirokozonnykh geterostruktur (Al, Ga, In)N i priborov na ikh osnove dlya millimetrovogo diapazona dlin voln. *Elektronika NTB*. 2011. V. 2. P. 92–108.

8. **Maiskaya V.** Osvoenie teragertsovoi shcheli — poluprovodnikovye pribory vtorgayutsya v submillimetrovyi diapason. *Elektronika NTB.* 2011. V. 8. P. 74–87.

9. Zimmermann T., Deen D., Cao Yu., Jena D., Xing H. G. Formation of ohmic contacts to ultra-thin channel AIN/GaN HEMTs. *Physica status solidi*. 2008. V. 5, N. 6. P. 2030–2032.

10. **Chung J. W., Piner E. L., Palacios T.** N-Face GaN/AlGaN HEMTs Fabricated Through Layer Transfer Technology. *IEEE Electron Device Letters*. 2009. V. 30, N. 2.

11. Nidhi D. F., Brown S. K., Mishra U. K. Very Low Ohmic Contact Resistance through an AlGaN Etch-Stop in Nitrogen-Polar GaN-Based High Electron Mobility Transistors. *Japanese Journal of Applied Physics*. 2010. V. 49.

12. Chabak K., Crespo A., Tomich D., Langley D., Miller V., Trejo M., Gillespie J. K., Via G. D. Processing Methods for Low Ohmic Contact Resistance in AIN/GaN MOSHEMTs. CS MANTECH Conference, USA, Tampa, 18–21 May 2009.

13. Lee M. L., Sheu J. K., Hu C. C. Nonalloyed Cr/Aubased Ohmic contacts to *n*-GaN. *Applied Physics Letters*. 2001. V. 91, N. 18.

14. Chang Z., Shu-Ming Z., Hui W., Jian-Ping L., Huai-Bing W., Zeng-Cheng L., Mei-Xin F., De-Chang Z., Zong-Shun L., De-Sheng J., Hui Y. Formation of Low-Resistant and Thermally Stable Nonalloyed Ohmic Contact to N-Face *n*-GaN. *Chinese Physics Letters.* 2012. V. 29, N. 1.

15. Xing H., Zimmermann T., Deen P., Wang K., Yu C., Kosel T., Fay P., Jena D. Ultrathin all-binary AlN/GaN based high-performance RF HEMT Technology. *Department of Electrical Engineering*, 2011.

16. Denninghoff D. J., Dasgupta S., Lu J., Keller S., Mishra U. K. Design of High-Aspect-Ratio T-Gates on N-Polar GaN/AlGaN MIS-HEMTs for High $f_{\rm max}$. *IEEE Electron Device Letters*. 2012. V. 33, N. 6.

17. **Record** transconductance of 1105 raS/mm for GaN/InAlN MIS-HFET. *SemiconductorTODAY, Compounds & Advanced Silicon.* 2012. V. 7, N. 5.

18. Masataka H., Takashi M., Toshiaki M. AlGaN/GaN heterostructure field-effect transistors on 4H-SiC substrates with current-gain cutoff frequency of 190 GHz. *Applied Physics Express.* 2008. V. 1, N. 2.

19. Shinohara K., Corrion A., Regan D., Milosavljevic I., Brown D., Burnham S., Willadsen P. J., Butler C., Schmitz A., Wheeler D., Fung A., Micovic M. 220 GHz fT and 400 GUz f_{max} in 40-nm GaN DH-HEMTs with re-grown ohmic. *Proc. of Electron Devices Meeting (IEDM)*. 2010. P. 30.1.1–30.1.4.

20. Shinohara K., Regan D., Corrion A., Brown D., Burnham S., Willadsen P. J., Alvarado-Rodriguez I., Cunningham M., Butler C., Schmitz A., Kim S., Holden B., Chang D., Lee V., Ohoka A., Asbeck D. M., Micovic M. Peeply-scaled Selfaligned-gate GaN PH-HEMTs with ultrahigh cutoff frequency. *Electron Devices Meeting (IEDM)*. 2011. P. 19.1.1–19.1.4.

21. Okamoto N., Ohki T., Makiyama K., Yamada A., Masuda S., Kanamura M., Kamada Y., Imanishi K., Shigematsu H., Kikkawa T., Joshin K., Hara N. Backside Process Considerations for Fabricating Millimeter-WaveGaN HEMT MMICs. *Proc. of CS MANTECH Confenince, USA, Portland, 17–20 May* 2010.

22. **GaN Essentials:** Substrates for GaN RF Pevices. APPLI-CATION NOTE AN-011, Nitronex Corporation, 2008, available at: http://nitronex.com.previewyoursite.com/pdfs/AN-011 %20GaN %20Substrates.pdf (accessed 15.12.2014).

Элементы МНСТ MICRO-AND NANOSYSTEM TECHNIQUE ELEMENTS

УДК 537.2.228: 537.22.

В. А. Акопьян¹, канд. техн. наук, вед. науч. сотр., **И. А. Паринов**¹, д-р техн. наук, гл. науч. сотр., зав. лаб., Е. В. Захаров², канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр., Ю. Н. Рожков¹, ст. науч. сотр., **В. А. Чебаненко**¹, аспирант

¹ Институт математики, механики и компьютерных наук им. И. И. Воровича

Южного федерального университета, Ростов-на-Дону, akop@math.rsu.ru

² НИИ физики Южного федерального университета, г. Ростов-на-Дону, delta-46@mail.ru

ВЛИЯНИЕ ВИДА МЕХАНИЧЕСКОГО НАГРУЖЕНИЯ НА ЭНЕРГОЭФФЕКТИВНОСТЬ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ГЕНЕРАТОРОВ

Поступила в редакцию 31.10.2014

Приведены результаты исследований многослойного пьезоэлектрического генератора (ПЭГ) осевого типа в режимах его импульсного, квазистатического и гармонического нагружения. Показано, что мощность ПЭГ существенно зависит от сопротивления электрической нагрузки и емкости его чувствительного элемента. Установлены диапазоны значений, в пределах которых выходная мощность ПЭГ при гармоническом режиме нагружения превышает или равна его мощности при импульсном режиме. Разработанный ПЭГ применим для электропитания автономных систем сигнализации и контроля различных энергосберегающих устройств.

Ключевые слова: пьезоэлектрический генератор, импульсный, квазистатический, гармонический режимы нагружения, сопротивление электрической нагрузки, энергоэффективность

Введение

Проблема повышения энергоэффективности пьезоэлектрических генераторов (ПЭГ) как автономных источников электрической энергии связана напрямую, с одной стороны, с выбором оптимальной конфигурации ПЭГ и пьезокерамики высокой пьезочувствительности, а с другой стороны, с действующим на него видом внешней механической нагрузки. Наиболее известны пьезоэлектрические преобразователи (пьезогенераторы, ПЭГ) энергии двух конфигураций: осевого (stack configuration PEG) и кантилеверного типа, которые имеют неограниченный срок эксплуатации, если внешние механические и температурные воздействия не приводят к необратимому уменьшению остаточной поляризации и/или деградации прочности их чувствительных элементов (ЧЭ). Как было установлено ранее, выходная мощность пьезоэлектрических генераторов осевого типа (при прочих равных условиях) более чем на порядок превышает мощность ПЭГ кантилеверного типа. Это обусловлено тем, что в ЧЭ пьезогенераторов первого типа можно создать более высокие уровни сжимающих напряжений и, следовательно, получить большие

значения генерируемого электрического заряда и мощности, а также и повышенную энергоэффективность ПЭГ [1].

Степень энергоэффективности пьезоэлектрических накопителей энергии (ПЭН) различных типов зависит не только от указанных выше факторов, но и от схем накопления и обработки электрических сигналов, генерируемых ЧЭ генератора. Критерии оценки энергоэффективности ПЭГ кантилеверного типа были подробно описаны в трудах E. Lefeuvre, A. Badel, C. Richard et al., краткий анализ которых приведен в работах [1, 2].

Анализу пьезочувствительности различных составов пьезокерамик посвящены исследования, результаты которых изложены в работах [3, 4]. В частности, было установлено, что из стандартных составов пьезокерамик наибольшую пьезочувствительность имеют пьезокерамики PZT-5H $(d_{33} = 593 \cdot 10^{-12}$ Кл/Н (www.noliac.com)) и ЦТС-19 $(d_{33} = 360 \cdot 10^{-12}$ Кл/Н) [4]. Понятно, что у ПЭГ, в которых использована пьезокерамика с более высоким уровнем пьезочувствительности, при прочих равных условиях, может быть получена большая выходная мощность.

Необходимо добавить, что в известных работах, посвященных исследованию характеристик ПЭГ осевого типа, описаны только устройства для их нагружения в режимах гармонических, квазистатических и одиночных ударных нагрузок [5, 7, 11]. Устройства для нагружения ПЭГ в импульсном режиме в этих, в том числе обзорных, работах не упомянуты. В связи с этим, учитывая перспективность ПЭГ осевого типа с точки зрения их высокой энергоэффективности, нами ранее был разработан испытательный стенд, с помощью которого осуществлялось импульсное низкочастотное нагружение с большим уровнем механических напряжений.

Режим осевого механического воздействия хорошо известен и теоретически рассмотрен для процесса нагружения на низких частотах при больших уровнях механического напряжения [8]. Выбор такого режима для исследования характеристик пьезогенераторов обусловлен областью применения ПЭГ осевого типа в качестве перспективных автономных источников энергии, преобразующих механическую энергию колебаний из внешней среды в электрическую. При этом ни в одной из известных работ [2, 3, 5, 7], посвященных исследованию характеристик ПЭГ осевого типа не была в целом рассмотрена задача влияния вида и скорости нагружения на выходную мощность ПЭГ. Решение задачи было затронуто в некоторой степени при исследовании степени влияния скорости нагружения на нелинейность выходных характеристик многослойного ПЭГ [4].

Актуальность решения задачи увеличения энергоэффективности ПЭГ осевого типа следует также из того, что они могут быть использованы в условиях внешних механических нагрузок различного вида, воздействия которых приводят к получению выходной мощности ПЭГ, существенно отличающейся по своему уровню.

В настоящей статье приведены результаты исследований характеристик ПЭГ осевого типа в режимах его низкочастотного импульсного, квазистатического и гармонического нагружения, изложена краткая методика и результаты испытаний ПЭГ различной конфигурации при этих режимах нагружения. Показано, что при нагружении ПЭГ в импульсном режиме его выходная мощность существенно больше, чем при квазистатическом режиме. Исследовано влияние скорости механического нагружения на выходные характеристики различных моделей ПЭГ. Результаты измерений и расчетов выходной мощности ПЭГ при импульсном возбуждении колебаний сопоставлены с мощностью ПЭГ осевого типа при гармоническом возбуждении. Установлено, что значение мощности существенно зависит от сопротивления электрической нагрузки и электрической емкости ЧЭ ПЭГ. Выявлен диапазон значений сопротивления нагрузки, в пределах которого при гармоническом возбуждении можно получить существенно бо́льшую, чем при импульсном возбуждении, выходную мощность ПЭГ.

Физическое моделирование пьезоэлектрических генераторов

Объекты исследований. Были исследованы многослойные пьезоэлектрические генераторы осевого типа двух конфигураций: призматической геометрии с размерами поперечного сечения 26×16 мм и высотой 36 мм (модель 1) и кольцевой геометрии с наружным и внутренним диаметрами Ø18 и 8 мм с высотой 26 и 38 мм (модель 2). Многослойные ПЭГ первой модели выполнены из пьезоэлементов (ПЭ) на основе пьезокерамики ЦТС-19М толщиной 0,5 мм. Электроды ПЭ выведены на внешние поверхности ПЭГ и соединены параллельно. Спеченные в пакете по традиционной керамической технологии ПЭ были поляризованы по высоте ($d_{33} = 360$ пКл/Н). Общий вид испытанных образцов ПЭГ приведен на рис. 1.

Пьезогенератор (модель 2) состоит из 16 дисковых пьезоэлементов толщиной 2 мм, с общей высотой многослойного ПЭГ 38 мм и общей электрической емкостью 21 300 пФ. Каждый из пьезоэлементов поляризован по толщине (пьезомодуль $d_{33} = 360$ пКл/Н).

Исследования выходных характеристик обеих моделей ПЭГ были проведены в двух режимах: при квазистатическом механическом нагружении ПЭГ и при низкочастотном импульсном механическом нагружении.

Методика эксперимента 1. На первом этапе с помощью приборов, не входивших в состав испытательного стенда, определяли параметры ЧЭ: линейные размеры (с помощью стандартных измерителей линейных величин); электрическую емкость C_x (измерителем иммитанса МНИПИ Е7-20); значение пьезомодуля d_{33} , измеряемое в квазистатиче-



Рис. 1. Экспериментальные образцы ПЭГ двух конфигураций: a — призматической — модель 1; b — кольцевой — модель 2 *Fig. 1. The samples of PEG of two configurations:* a — prismatic — model 1; b — ring — model 2



Рис. 2. Структурная измерительная схема:

1 — динамометр; 2 — металлическая накладка; 3 — пьезоэлемент; 4 — модуль АЦП; 5 — компьютер; $R_{\rm H}$ — сопротивление нагрузки; h_1 — высота пьезоэлемента; $h_{\rm H}$ — высота пакета пьезоэлементов генератора

Fig. 2. Structure of measuring circuit: $1 - dynamometer; 2 - metal pad; 3 - piezoelectric element; 4 - ADC module; 5 - computer; <math>R_L$ - load resistance; h_1 - height of the piezoelectric element; h_n - height of the packet of generator's piezoelectric elements

ском режиме на частоте 110 Гц (с помощью измерителя пьезомодуля YE 2730A).

Далее измерения характеристик ПЭГ в квазистатическом режиме проводили на стандартной испытательной машине МИ-40КУ при различных скоростях нагружения от 0,9 до 4,3 кН/с. Регистрацию и обработку экспериментальных данных проводили с помощью АЦП Е-14-140М. Значение нагружающего усилия, действующего на ЧЭ ПЭГ, регистрировали с помощью динамометра, встроенного в испытательную машину, а значения электрического напряжения измеряли на сопротивлении нагрузки, подключенном параллельно испытываемому генератору (рис. 2).

В соответствии с программой эксперимента при

различных значениях сопротивления нагрузки R_н и скоростях механического нагружения, равных 0,9; 1,9, 3,47, 4,3 кН/с были зарегистрированы значения выходного напряжения ПЭГ. Для регистрации значения выходного напряжения ПЭГ и обработки информации было использовано ПО PowerGraph. По значениям выходного напряжения при скорости нагружения 1,9 кН/с был построен график зависимости $U_{\rm вых}(R_{\rm H})$ (рис. 3, см. в левом верхнем углу). Зависимости для других скоростей имеют аналогичный вид.

Как следует из графика этой зависимости, выходное напряжение ПЭГ монотонно растет при увеличении сопротивления нагрузки от 0,8 до 2,5 МОм и достигает своего максимума, равного 95 В.

Поведение пьезопреобразователей при одноосном сжатии, параллельном вектору поляризации, при различных скоростях нагружения квазистатического механического нагружении пока еще мало изучено. Известна только ссылка в ГОСТ 12370—66, где указан верхний предел скорости нагружения при испытаниях на изгиб, равный 4 Н/с. В то же время известна зависимость выходного напряжения ПЭГ от генерируемого заряда Q в виде [4, 5]:

$$U_{\rm Bbix} = \frac{dQ_i}{dt} R_{\rm H},\tag{1}$$

где *R*_н — электрическое сопротивление нагрузки.

Из выражения (1) следует, что выходное напряжение зависит от скорости роста генерируемого электрического заряда и в конечном счете от скорости механического нагружения. Этот фактор ранее был описан в работах [9, 10] для зависимостей плотностей заряда и пьезомодуля d_{33} (в образце из пьезокерамики PZT-5) от медленно нарастающего сжимающего усилия до 350 МПа. К сожалению, в этих работах скорость увеличения механической нагрузки не была указана. Тем не менее, в работе [9] было показано, что плотность заряда почти линейно растет с увеличением сжимающего напряжения до 100 МПа. Далее, при увеличении напряжения график этой зависимости становится нелинейным. Известна также другая зависимость скорости нарастания заряда от скорости нагружения вида [9]

$$\frac{dQ_i}{dt} = d_{33}S\frac{d\sigma_{33}}{dt},\tag{2}$$

где *S* — площадь поперечного сечения чувствительного элемента ПЭГ.



Рис. 3. Зависимость выходного напряжения (сплошная линия) и мощности (штриховая линия) генераторов $26 \times 16 \times 36$ мм емкостью $1328 \text{ н}\Phi$, $24 \times 16 \times 21$ мм емкостью $502 \text{ н}\Phi$ и $24 \times 16 \times 10$ мм емкостью $183 \text{ н}\Phi$ от скорости механического нагружения при различной емкости ПЭГ. (В левом верхнем углу представлена зависимость максимального значения выходного напряжения от электрического сопротивления нагрузки многослойного ПЭГ $26 \times 16 \times 36$ мм, максимальное значение механической нагрузки 15,5 кH, скорость нагружения 1,9 кH/с)

Fig. 3. The dependence of the output voltage (solid line) and power (dashed line) of the generators with the overall sizes of $26 \times 16 \times 36$ mm with the capacity of 1328 nF, the overall sizes of $24 \times 16 \times 21$ mm and the capacity of 502 nF and the overall sizes of $24 \times 16 \times 10$ mm and the capacity of 502 nF and the overall sizes of $24 \times 16 \times 10$ mm and the capacity of 133 nF on the speed of mechanical loading at different capacity of PEG. (Upper left corner — the dependence of the maximum output voltage on the electrical load resistance of the multilayer PEG with the overall sizes of $26 \times 16 \times 36$ mm; the maximum value of the mechanical load is 15,5 kN, the rate of loading is 1,9 kN/s)



Рис. 4. Структурная схема испытательного стенда:

1 -блок устройства, задающего частоту циклической нагрузки; 2 - нагружающий модуль; 3 - испытуемый образец пьезогенератора; 4 - тензометрический динамометр; 5 - тензоусилитель; 6 - АЦП/ЦАП; 7 - ПК; 8 - делитель напряжения Fig. 4. Block diagram of the test bench: 1 - module specifying the frequency of cyclic oading; 2 - loading unit; 3 - test sample of piezoelectric generator; 4 - strain gauge dynamometer; 5 - strain amplifier; 6 -ADC/DAC; 7 - PC; 8 - voltage divider

Очевидно, что при постоянных значениях d_{33} и *S* зависимость заряда и выходного напряжения ПЭГ от скорости нагружения должна иметь почти линейный характер в условиях квазистатического нагружения. На графике $U_{\text{вых}}(v)$ (рис. 3), полученном для ПЭГ с ЧЭ из пьезокерамики ЦТС-19М ($d_{33} = 360 \text{ пКл/H}$), зависимость $U_{\text{вых}}(v)$ имеет почти линейный характер. Небольшая степень ее нелинейности наблюдается для многослойного ПЭГ с емкостью C = 1328 нФ.

Кроме параметров ПЭГ, входящих в соотношения (1), (2), важным фактором, влияющим на уровень выходного напряжения, является также электрическая емкость ПЭГ. Это следует из известного соотношения, полученного из уравнения баланса энергии механоэлектрических преобразователей [3]:

$$W_{\rm PM} = \frac{1}{2} C \cdot U^2, \qquad (3)$$

где $W_{\rm ЭМ}$ — электрическая энергия, преобразованная из механической, после воздействия механического усилия сжатия σ_{33} и запасенная пьезопреобразователем; C — электрическая емкость ПЭГ; U — разность потенциалов на обкладках ПЭГ.

В связи с этим описанные выше измерения выходного напряжения были проведены также для двух моделей ПЭГ с различными значениями емкости их чувствительных элементов.

На основе обработки результатов этих измерений, проведенных при различных значениях скорости нагружения, были построены графики зависимостей $U_{\rm Bbix}(v)$, где v — скорость механического нагружения для всех трех моделей ПЭГ различной емкости (рис. 3, кривые в нижней части рисунка). Как следует из рис. 3, максимальное значение выходного напряжения, равное 220 В, достигается при скорости нагружения v = 4,4 кH/с для модели ПЭГ с емкостью ЧЭ, равной 428 нФ. Кроме того, из графиков этих зависимостей однозначно можно сделать вывод, что при квазистатическом режиме нагружения, чем больше электрическая емкость ПЭГ, тем больше его выходное напряжение. Этот вывод согласуется с известным соотношением (2).

Далее по результатам измеренных пиковых значений выходного напряжения ПЭГ и соответствующих значений сопротивления нагрузки $R_{\rm H}$ по формуле [1, 13]

$$W_{\rm Bbix} = \frac{\left(U_{\rm Bbix}^{\rm IIVK}\right)^2}{R_{\rm H}}$$
(4)

были рассчитаны значения $W_{\rm BMX}^{\rm пик}$ и построен график зависимости выходной мощности от скорости нагружения (рис. 3, в нижней части графика штриховыми линиями).

На втором этапе были проведены измерения выходного напряжения ПЭГ кольцевого типа (модель 2) при другом виде механической нагрузки низкочастотном импульсном нагружении. Эксперимент проводили на разработанном ранее лабораторном испытательном стенде [10]. Структурная схема для низкочастотного импульсного нагружения ПЭГ приведена на рис. 4.

Лабораторный испытательный стенд обеспечивает механическое низкочастотное импульсное нагружение ПЭГ в режимах программного и ручного управления амплитудной и частотной составляющими усилия, действующего по оси ПЭГ, с регистрацией входных и выходных параметров воздействия и отклика. В состав стенда входят: нагружающий модуль 2 с редукторным двигателем; тензометрический динамометр 4 и тензоусилитель 5; преобразователь напряжения измерительный АЦП/ЦАП Е14-440; сопротивление электрической нагрузки R_н; делитель выходного напряжения 8; блок 1 устройства, задающего частоту импульсной механической нагрузки; ПК 7 с установленным ПО Power Graph. Испытательный стенд создает механическое импульсное воздействие на исследуемый ПЭГ с помощью эксцентрикового возбудителя. Оно осуществляется электродвигателем с редуктором и кривошипно-шатунным механизмом. Кривошипно-шатунный механизм преобразует вращение оси редуктора в поступательное перемещение шатуна. Соосно с исследуемым пьезогенератором размещен тензометрический динамометр 4. Для регулировки частоты вращения двигателя используется частотный преобразователь ZVF11-H0004S2. Амплитуда импульсного воздействия на ПЭГ ограничена мощностью двигателя, жесткостью динамометра и опорного кронштейна его крепления, расположенного на основании нагружающего модуля.

Методика эксперимента Вначале измеряли геометрические размеры ПЭГ, электрическую емкость и пьезомодуль d_{33} . Далее при определенном значении нагрузочного электрического сопротивления R_н осуществлялось последовательное механическое нагружение ПЭГ для создания в нем заданных значений сжимающих напряжений. Для каждого из этих значений, определявшихся с помощью тензометрического динамометра 4 (см. рис. 4), на дисплее ПК 7 с помощью ПО Power Graph регистрировали выходное напряжение (размах $U_{\text{разм}}$) пьезогенератора, значение и форму механического нагружения и скорость нагружения. Управление работой преобразователя напря-



Рис. 5. Зависимость выходного электрического напряжения (сплошная линия) и выходной электрической мощности (штриховая линия) при различных значениях электрического сопротивления нагрузки от частоты нагружения для кольцевого типа ПЭГ высотой 38 мм при импульсной механической нагрузке 17,2 МПа

Fig. 5. The dependence of the output electric voltage (solid line) and the output electric power (dashed line) at the various electrical loading resistance on the loading frequency for the ring type PEG with the height of 38 mm at a puls mechanical loading of 17,2 MPa

жения Е14-440 осуществлялось с помощью ПК.

В соответствии с методикой измерения выходных характеристик модели 2 пьезогенератора осевого типа (см. рис. 1) по полученным значениям выходного напряжения (таблица) при осевом импульсном нагружении с амплитудой $F_{\rm cx} = 17,2$ МПа и различных значениях электрического сопротивления нагружения $R_{\rm H}$ были построены зависимости выходного напряжения $U_{\rm paзM}$ от частоты нагружения ПЭГ. Выше приведены графики этой зависимости для модели 2 прямоугольного сече-

ния (рис. 5, сплошные линии). Графики зависимостей модели кольцевого сечения имеют аналогичный характер.

Как следует из графиков этих зависимостей, выходное электрическое напряжение ПЭГ при увеличении частоты его нагружения монотонно растет и демонстрирует почти линейный характер при значениях сопротивления нагрузки $R_{\rm H}$ в диапазоне 68...500 кОм. Максимальное пиковое значение выходного напряжения оказалось равным 327 В при электрической нагрузке 500 кОм. Далее на основе

Вид ре- жима нагру- жения	Геометрия ПЭГ	Вы- сота ПЭГ, см	Пло- щадь сече- ния, см ²	Макси- мальное напря- жение сжатия, МПа	Скорость нагруже- ния, кН/с	Часто- та на- груже- ния, Гц	Выход- ное на- пряже- ние, В	Выход- ная мощ- ность (пиковое значе- ние), мВт	Удель- ная вы- ходная мощ- ность, мВт/см ³	Относи- тельная выходная мощ- ность, мВт/МПа	Нормиро- ванное зна- чение вых. мощности, ${}^{MBT} \cdot ({}^{CM}{}^{3} \times {}^{X}{}^{N\Pi}{}^{2})^{-1}$
		h	S _{cey}	σ_{cx}	$v_{_{ m H}}$	$f_{\rm H}$	$U_{\rm BMX}$	$W_{\rm BMX}$	$\dot{W}_{\rm BMX}$	$W_{\rm BMX}/\sigma_{\rm CK}$	$\dot{W}_{\rm bbix}/\sigma_{ m cm}$
Квази-	ПЭГ, (модель 1)	1,00	3,84	40,3	4,4		40	0,15	0,039	0,0037	$2,4 \cdot 10^{-5}$
стати- ческое	прямоугольное сечение	2,03	3,84	40,3	4,4		130	0,75	0,096	0,0186	$5,9 \cdot 10^{-5}$
	26 × 16 мм [*]	3,60	3,84	40,3	4,4		220	3,0	0,217	0,074	$13 \cdot 10^{-5}$
	ПЭГ, квадрат- ное сечение 48 × 48 мм [12]	0,5	23,04	10	Время на- гружения 0,1 с		10	7,5	0,65	0,75	$65 \cdot 10^{-4}$
Низко- частот- ное им-	ПЭГ (модель 2), кольцевое сече- ние, внешний	2,6	2,538	19,9		1,8	106 (пиковое значение)	54,6	10,284	2,74	$4 \cdot 10^{-2}$
пульс- ное	и внутренний диаметры Ø18 и 8 мм*	3,8	2,538	19,5		1,8	327 (пиковое значение)	213,9	27,565	10,96	$12 \cdot 10^{-2}$
Гармо-	ПЭГ квадратно-	1,8	0,25	0,168		10		0,27			
ниче- ское	го сечения 5×5 мм извест-					20		0,017			$60 \cdot 10^{-2}$
	ной модели [5]					30		0,007			
* —)	данные авторов.										

Сравнительные выходные характеристики многослойных ПЭГ осевого типа нескольких конфигураций для различных видов механического нагружения

измеренных значений выходного напряжения и нагрузки $R_{\rm H}$ по формуле (4) были рассчитаны пиковые значения выходной мощности и на их основе построены графики зависимости выходной пиковой мощности от частоты нагружения (рис. 5, штриховые линии).

Результаты расчетов показали, что при импульсной механической нагрузке 17,2 МПа можно получить выходную мощность 213,9 мВт при электрической нагрузке $R_{\rm H} = 500$ кОм. При этом мощность, отнесенная к объему ЧЭ данной модели ПЭГ, равнялась 27,565 мВт/см³, что на два порядка превышало значения относительной мощности ПЭГ многослойного типа модели 1 при квазистатическом нагружении. При этом не учитывалось, что при квазистатическом нагружении модель 1 была подвергнута большему сжимающему усилию, чем при импульсном нагружении модели 2 (соответственно, 40,3 и 17,2 МПа). Влияние сжимающего усилия на мощность ПЭГ можно оценить с помощью известного [5] параметра его энергоэффективности — отношения значений выходной мощности ПЭГ к максимальному уровню приложенных механических напряжений $W_{\rm BMX}/\sigma_{\rm cm}$. Этот параметр характеризует коэффициент полезного действия ПЭГ. С учетом (2), при различных уровнях механических усилий значение данного параметра для двух моделей ПЭГ при разных видах нагружения отличается более, чем на два порядка (см. таблицу).

Измеренные и рассчитанные характеристики двух первых моделей ПЭГ представлены в таблице вместе с известными результатами измерений характеристик многослойного пьезогенератора, близкого по геометрическим параметрам к модели 1 [12]. Значения выходной мощности ПЭГ, при-



Рис. 6. Зависимость выходной мощности ПЭГ осевого типа от сопротивления электрической нагрузки при различных частотах гармонического и импульсного режимов нагружения

Fig. 6. The dependence of the output power of PEG of axial type on resistance of the electrical load at different frequencies of the modes of harmonic and pulse loading

веденные в работе [12], превышают мощность исследованной нами модели 1 в 2,5 раза. Причины, связанные с этим фактом, проанализировать не удалось ввиду недостаточности данных, представленных в работе [12]. Вместе с тем выходная мощность исследованной нами модели 2 ПЭГ при импульсном нагружении составила 213,9 мВт, а известная модель [12] при квазистатическом нагружении обеспечила всего 7,5 мВт. Таким образом, полученная мощность превысила мощность известной модели [12] почти в 30 раз, что свидетельствует о возможности получения большей выходной мощности ПЭГ, исследуемых в пьезоэлектрических накопителях (ПЭН), работающих в условиях больших амплитуд механического нагружения. При сопоставлении значений выходной мощности различных моделей ПЭГ в условиях различающегося вида механического нагружения необходимо учитывать, что уровень их выходной мощности зависит от сопротивления электрической нагрузки.

Выше приведены сравнительные выходные характеристики многослойных ПЭГ осевого типа при квазистатическом и низкочастотном импульсном нагружениях. Кроме этих видов нагружения известны применения механоэлектрических преобразователей для накопления электрический энергии, которые генерируют электрический заряд при воздействии на ПЭГ механических нагрузок в режиме гармонического возбуждения колебаний в широком спектре частот. Работ, посвященных исследованию характеристик ПЭГ осевого типа в этом режиме, явно недостаточно. Среди них наиболее близки к рассматриваемой проблеме недавно опубликованные работы, посвященные исследованию выходных характеристик многослойного ПЭГ

> осевого типа, близкого по геометрии к исследованным нами моделям [5, 13]. Авторы [5] исследовали характеристики ПЭГ в режиме гармонических колебаний на частотах 10, 20 и 30 Гц. Результаты измерений [5] и рассчитанные значения выходной мощности (с учетом существенного влияния сопротивления нагрузки (см. (9) из работы [1])) приведены в таблице. Для анализа влияния электрического сопротивления нагрузки на выходную мощность ПЭГ при гармоническом и импульсном нагружении были построены графики зависимости выходной мощности для исследованной нами модели с размерами 26×16×36 мм. На графиках этих зависимостей (рис. 6) нанесены нормированные значения выходной мощности,

которые были получены из расчета выходной мощности, отнесенной к объему ПЭГ и квадрату амплитуды механического напряжения от внешней нагрузки, действующей на ПЭГ. Этот параметр позволяет при расчете относительной выходной мощности учитывать влияние на нее уровня механических напряжений.

Сопоставление зависимостей нормированных значений выходной мощности от сопротивления нагрузки показало существенное превышение (примерно в 2 раза) мощности при гармоническом возбуждении над значениями при импульсном возбуждении в диапазоне сопротивлений 5...150 кОм. В другом диапазоне значений сопротивления 150...820 кОм соотношение мощностей при двух режимах нагружения уменьшается и при $R_{\rm H} = 820$ кОм становится практически одинаковым. В соответствии с этим и энергоэффективность ПЭГ исследованного типа в первом диапазоне сопротивлений существенно выше при гармоническом режиме нагружения в сравнении с импульсным режимом нагружения. Используя эти результаты, можно комбинировать измерительные схемы ПЭН в зависимости от преобладающего вида внешних механических воздействий на ПЭГ конкретного устройства — накопителя электрической энергии.

Заключение

Установлено, что выходное напряжение многослойного ПЭГ монотонно растет с увеличением частоты импульсного нагружения. В пределах электрического сопротивления нагрузки до 500 кОм эта зависимость имеет почти линейный характер.

При импульсном режиме нагружения разработанная модель ПЭГ осевого типа кольцевой конфигурации обеспечивает его выходное напряжение 330 В и мощность около 214 мВт при сопротивлении нагрузки 500 кОм. Известна аналогичная модель ПЭГ прямоугольной конфигурации, которая позволяет получить выходные напряжение и мощность, равные 32 В и 26 мВт соответственно при сопротивлении нагрузки 10 кОм [13]. Значение известного параметра энергоэффективности — функции частотного отклика [5] для сравниваемых моделей оказалось равным 32 В/МПа у модели, описанной в работе [13], и 19,2 В/МПа (у описанной в данной статье модели 2), т. е. у первой модели выходные характеристики оказались выше, чем у второй, что противоречит приведенным выше их абсолютным значениям. Из этого следует вывод, что сопоставление выходных характеристик ПЭГ с помощью функции частотного отклика [5] не позволяет получить однозначный ответ о степени энергоэффективности ПЭГ осевого типа различных конфигураций.

Оценка энергоэффективности исследованного ПЭГ осевого типа была выполнена с помощью

другого параметра: на базе расчета нормированных значений выходной мощности (отношения значений выходной мощности ПЭГ к максимальному уровню приложенного к нему квадрата амплитуды механических напряжений). Выявлен диапазон значений электрического сопротивления нагрузки, в пределах которого нормированное значение выходной мощности ПЭГ при гармоническом режиме нагружения превалирует над ее уровнем, достигаемым при импульсном нагружении. Это позволяет определить коэффициент полезного действия механоэлектрического преобразователя.

Результаты измерений и расчеты выходных характеристик исследованного типа многослойных ПЭГ осевого типа при различных видах их механического нагружения позволяют разработать комбинированные измерительные схемы пьезоэлектрических накопителей энергии, в которых учитывается преобладающий вид больших внешних механических воздействий на ПЭГ накопителя для обеспечения максимальной энергоэффективности конкретного устройства.

Авторы приносят благодарность сотруднику НКТБ "Пьезоприбор" ЮФУ Сокалло А. И. — изготовителю макетов ПЭГ прямоугольной конфигурации, в том числе использованных в настоящем исследовании.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 12-08-01137а, 13-08-00754а, 15-08-01786) и Министерства образования РФ (тема № 213.01-11/2014-25).

Список литературы

1. Akopyan V. A., Zakharov Yu. N., Parinov I. A., Rozhkov E. V., Shevtsov S. N., Wu P. C., Wu J. K. Theoretical and Experimental Investigations of Piezoelectric Generators of Various Types // Physics and Mechanics of New Materials and Their Applications. Chapter 23 / Eds. I. A. Parinov, Shun Hsyung-Chang. New York: Nova Science Publishers, 2013. P. 309–334.

2. Akopyan V. A., Parinov I. A., Rozhkov E. V. et al. Energetic Efficiency of Cantilever Type Piezoelectric Generalors. // Ch. 29. Advanced Materials / Eds. S.-H. Chang, I. A. Parinov, V. Yu. Topolov. N.-Y. Dordresht. London; Springer Cham Heidelberg, 2014. P. 355—363.

3. **Rödig T., Schönecker A.** A Survey on Piezoelectric Ceramics for Generator Applications // Journal of the American Ceramic Society. 2010. V. 93, N. 4. P. 901–912.

4. Смажевская Е. Г., Фельдман Н. Б. Пьезоэлектрическая керамика. М.: Сов. радио, 1971.

5. **Zhao S., Erturk A.** Energy harvesting from harmonic and noise excitation of multilayer piezoelectric stacks: modeling and experiment // Active and Passive Smart Structures and Integrated Systems 2013 / Ed. Henry A. Sodano. Proc. of SPIE. 2013. Vol. 8688, 86881Q. (doi: 117/12.2009823).

6. Головнин В. А., Горнев Е. С., Дайнеко А. В. и др. Сравнительные характеристики пьезокерамических механоэлектрических преобразователей для генерации электричества // Вестник ТвГУ. Сер. Физика. 2010. Вып. 11. С. 33—46.

7. Shah R., Khandelwal R., Vishnukumar A. et al. Piezoelectric Power Generation Under Quasistatic and Dynamic Conditions // Journal of Engineering and Science (IJES). 2013. Vol. 2, Is. 5. P. 2319. 8. **Махутов М. А.** Прочность конструкций при малоцикловом нагружении. М.: Наука, 1983.

9. Berlincourt D., Kruger H. J. // Appl. Phys. 1959. V. 30, N. 11. P. 1804.

10. Акопьян В. А., Захаров Ю. Н., Паринов И. А., Лабанцев Ю. А., Рожков Е. В., Чебаненко В. А. Лабораторный образец испытательного стенда для определения характеристик активных элементов пьезоэлектрических генераторов осевого типа в режиме их низкочастотного импульсного нагружения // Нано- и микросистемная техника. 2014. № 10. С. 47—52. 11. Афонин С. М. Корректирующие устройства систем управления деформацией пьезоактюаторов нано- и микроперемещений // Нано- и микросистемная техника. 2011. № 3. С. 30—38.

12. Гриценко А., Никифоров В., Щеголева Т. Состояние и перспективы развития пьезоэлектрических генераторов // Компоненты и технологи. 2012. № 9. С. 63–68.

13. Wang J., Shi Z., Han Z. Analytical solution of piezoelectric composite stack transducers // Journal of Intelligent Material Systems and Structures. 2013. N. 24 (13). P. 1626–1636.

V. A. Akopyan¹, PhD., Leading Researcher, E-mail: akop@math.rsu.ru,

I. A. Parinov¹, D. Sc, Senior Researcher, Head of Laboratory, Yu. N. Zakharov², PhD., Senior Researcher,

E. V. Rozhkov¹, Senior Researcher, V. A. Chebanenko¹, Postgraduate Student

¹ Institute of Mathematics of Mechanics and Computer Science named after I. I. Vorovich,

Southern Federal University, 344090, Rostov-on-Don. 200/1, Stachki Av, akop@math.rsu.ru

² Institute of Physics, Southern Federal University, 344090, Rostov-on-Don, 194, Stachki Av., delta-46@mail.ru

Influence of the Type of Mechanical Loading on the Energy Efficiency of the Piezoelectric Generators

The paper presents the results of the studies of a multilayer piezoelectric generator (PEG) of stack configuration in the pulse, quasi-static and harmonic modes of loading. It was demonstrated that their output power depends substantially on the resistance of the electrical load and capacitance of the sensing element of PEG. The ranges of the values, within which the power output of the PEG in the harmonic mode of loading is greater than or equal to its power in the pulse mode, were ascertained. The designed PEG is suitable for the autonomous power supply systems, signaling and control of various energy saving devices.

Keywords: piezoelectric generator, pulse, quasi-static, harmonic modes of loading, resistance of the electrical load, energy efficiency

Introduction

Improvement of the energy efficiency of piezoelectric generators (PEG) as independent sources of electrical energy directly related to the choice of the optimal configuration of PEG and piezoceramic of high piezosensitivity, and a type of the external mechanical load acting on it. The piezoelectric transducers of energy (piezoelectric generators, PEG) of two configurations are the best known: PEG of axial type (stack configuration PEG) and PEG of cantilever type, which have an unlimited period of operation, if the external mechanical and thermal influence do not lead to an irreversible reduction in the residual polarization and/or degradation of the strength of their sensitive elements (SE). As stated, the output power of piezoelectric generators of axial type (if all other conditions being equal) is by an order more higher than the power of PEG of cantilever type. This is caused by the fact, that the sensing element of PEG of the first type can create higher levels of compression stress and to obtain the larger value of the generated electric charge and power, and, therefore, increased energy efficiency of PEG [1].

The effectiveness of various piezoelectric energy storages (PES) depends not only on the factors mentioned above, but also on the circuits of accumulation and processing of electrical signals, generated by SE of the generator. The evaluation criteria of energy effectiveness of PEG of cantilever type were in depth described in [1, 2].

The studies [3, 4] were devoted to the analysis of piezosensitivity of various compositions of piezoceramics. In particular, it was found that PZT-5H $(d_{33} = 593 \times 10^{-12} \text{ C/N})$, www.noliac.com) and PZT-19 $(d_{33} = 360 \times 10^{-12} \text{ C/N})$ [4] have the maximum sensitivity from the standard compositions of the piezoceramics. It is clear that the PEGs, which composition use a piezoceramic with higher level of piezosensitivity, if other things being equal, may obtain the higher output power.

It should be noted that in the papers devoted to the study of the characteristics of PEG of axial type, the devices for loading them into the harmonic, quasi-static and single shock modes [5, 7, 11] are only described. PEG loading devices in pulsed mode are not described. In connection with this, taking into account the prospectivity of PEG of axial type in terms of energy efficiency, the test bench was designed, through which the low frequency pulse loading with a large level of mechanical stresses.

The mode of axial mechanical influence is well known and theoretically considered for loading at low frequencies at high levels of mechanical stress [8]. The selection of mode for the study of characteristics of the piezogenerators is caused by the application area of PEG of axial type as promising independent energy sources that convert mechanical energy of vibrations from the environment into the electrical energy. Thus, no one of the studies [2, 3, 5, 7] of the characteristics of PEG of axial type did not overall considered the problem of the influence of the type and rate of loading on the output power. The solution of the problem is affected in some degree in the study of the degree of influence of loading rate on the non-linearity of the output characteristics of multilayer PEG [4].

The actuality of solution of issue of increasing of the energy efficiency of the axial type PEG also follows from the fact that they can be used under various external mechanical loads, which impact causes the output power of PEG, which differs considerably in its level.

The article presents the results of studies of the characteristics of axial type PEG in the modes of its low-frequency pulsed, quasi-static and harmonic loading, its brief methodology and the results of tests of piezoelectric generators of different configurations in these modes. It was shown that at loading of PEG in a pulsed mode, the output power is significantly greater than under quasi-static mode. The influence of the rate of mechanical loading on the output characteristics of different models of PEG was studied. In addition, the results of measurements and calculations of output power of PEG under pulsed excitation of vibrations are compared with the data on the power for PEG of axial type at harmonic excitation. It was found that the value of power substantially depends on the resistance of electrical load and electric capacitance of PEG sensitive element. A range of load resistance was identified, within which the output power of PEG at harmonic excitation significantly higher compared with the pulsed can be obtained.

The objects of rgseareh. Multi-layered piezoelectric generators of axial type of two configurations were studied: (a) PEG of prismatic geometry with cross-section of 26×16 mm, height 36 mm (model 1) and (b) PEG of annular geometry with the outer and inner diameters of $\emptyset 18$ and 8 and the height of 26 and 38 mm (model 2). The multilayer PEG of the first model were made of piezoelectric elements (PE) of PZT-19M with the thickness of 0,5 mm, which electrodes are gated out on the outer surface of PEG and connected in parallel. The SE sintered in a package by the traditional ceramic technology polarized by height ($d_{33} = 360$ pC/H). The view of the samples of PEGs are shown in fig. 1.

The piezoelectric generator (model 2) consists of 16 disc piezoelectric elements with the thickness of 2 mm, with the height of multilayer PEG of 38 mm and electrical capacitance of 21 300 pF. Each of the piezoelectric elements is polarized by the thickness (piezoelectric modulus $d_{33} = 360$ pC/N).

The research of output characteristics of both models of PEG were conducted in two modes: (1) under quasi-static mechanical loading of PEG and (2) at the low-frequency pulse loading.

The experimental procedure 1. In the first stage, the parameters of SE were determined with the instruments

that were not part of the test bench: linear dimensions (using standard linear values meters), electric capacitance C_x — by the immittance meters MNIPI E7-20 and the piezoelectric modulus d_{33} , measured in quasi-static mode at the frequency of 110 Hz with a meter YE 2730A.

Measurement of PEG's characteristics in quasistatic mode were made on a standard testing machine MI-40KU at loading rates of 0,9 kN/s up to 4,3 kN/s. Processing of the data was performed by ADC E-14-140M. The loading force on SE of PEG was recorded by a dynamometer, built in the testing machine and voltage check was carried on the load resistance connected in parallel with the tested generator (fig. 2).

In accordance with the experimental procedure, the output voltage of PEG was recorded at different load resistances RL and mechanical loading speeds equal to 0,9, 1,9, 3,47, 4,3 kN/s. The software PowerGraph was used for registration of the output voltage of PEG and data processing. The graph of the rate U_{out} (RL) was plotted from the values of the output voltage at 1,9 kN/s (fig. 3, upper left corner). The dependences for other rates have the similar form.

As can be seen from the graph, the output voltage of PEG monotonically increases with increasing of the load resistance from $0.8...2.5 \text{ m}\Omega$ and reaches a maximum of 95 V.

The behavior of piezoelectric transducers under uniaxial compression parallel to the polarization vector at different speeds of quasi-static mechanical loading there is poorly known. Only a link in GOST 12370—66 is known, where the upper limit of the loading rate in bend tests equal to 4 N/s is given. At the same time, the dependence of the output voltage of PEG on the generated charge Q is known [4, 5]:

$$U_{out} = \frac{dQ_i}{dt} R_L, \tag{1}$$

where R_L — the electrical resistance of the load.

From (1) it follows that the output voltage depends on the growth rate of the generated electric charge, and, ultimately, on the speed of the mechanical load. This factor was previously described [9, 10] for the dependence of the charge densities and the value of the piezoelectric modulus d_{33} (in a sample of piezoelectric ceramics PZT-5) on the slowly increasing compressive force up to 350 MPa. Unfortunately, the increase rate of the mechanical load was not specified. However, in [9] is shown that the charge density increases almost linearly with increasing of compressive stress up to 100 MPa. Further, with increasing of voltage, the plot of this dependence becomes nonlinear. The other dependence of the rate of charge increase on loading rate is also known [9]:

$$\frac{dQ_i}{dt} = d_{33}S\frac{d\sigma_{33}}{dt},\qquad(2)$$

41

where S — the cross sectional area of the sensing element of PEG.

Obviously, that at constant d_{33} and *S*, the dependence of the charge and the output voltage of PEG on the loading rate must be almost linear in the conditions of quasi-static load. On the chart of $U_{out}(v)$ (fig. 3) for SE of PEG of PZT-19M ($d_{33} = 360 \text{ pC/N}$), the dependence $U_{out}(v)$ has an almost linear character. A small degree of non-linearity was observed for the multilayer PEG with the capacity C = 1328 nF.

In addition to the PEG parameters contained in (1), (2), the electrical capacitance of PEG is also a factor affecting the level of the output voltage. This follows from the relation derived from the equation of energy balance of mechanical-electrical converters [3]:

$$W_{em} = \frac{1}{2} C \cdot U^2, \qquad (3)$$

where W_{em} — the electrical energy converted from the mechanical energy after influence of the mechanical compression force σ_{33} and stored by the piezoelectric transducer; *C* — the electric capacity of PEG; *U* — the potential difference across the plates of PEG.

In this regard, the described measurements of the output voltage were held also for three models of PEG with different values of SE capacitance.

The graphs of dependencies $U_{out}(v)$ were plotted on the base of processing results of these measurements at different loading rates, where v — speed of mechanical loading for all three models of PEG with different capacity (fig. 3, lower part of the figure). As it shown, the maximum output voltage of 220 V is reached at a loading rate of v = 4,4 kN/s for PEG model with SE's capacity equal to 428 nF. Moreover, it can be concluded from the graphs of these curves that under quasi-static loading condition, the greater the electrical capacity of PEG, the greater the output voltage. This conclusion is consistent with the relation (2).

Next, on the results of the measured peak values of the output voltage of PEG and the corresponding quantities of load resistance R_L by the formula [1, 13]

$$W_{out} = \frac{\left(U_{out}^{peak}\right)^2}{R_L} \tag{4}$$

was calculated and the dependence chart of output power from the loading rate was plotted (fig. 3, the dotted lines on the bottom of the chart).

In the second stage, the output voltage of PEG of ring type were measured (model 2) in the low-frequency pulse loading. The experiment was conducted on the developed laboratory test bench [10]. The structural scheme for low-frequency pulse loading of PEG is shown in fig. 4.

The laboratory test bench provides a mechanical low-frequency impulse loading of PEG in the program

and manual control of the amplitude and the frequency component of the force, acting along the axis of PEG with registration of the input and output parameters of influence and response. The test bench includes: loading unit with gear motor, strain gauge dynamometer and strain amplifier, measuring voltage converter ADC/DAC E14-440, resistance of the load R_{I} , output voltage divider, block of device module specifying the frequency of pulse mechanical loading, PC with Power Graph software. The test bench creates a mechanical impulse influence on PEG using the eccentric excitant. It is carried out by an electric motor with gear and crank-and-rod mechanism. This mechanism converts the rotation of axis of the gear into the forward movement of the connecting rod. The strain gauge dynamometer is placed coaxially with the piezoelectric generator 4. A frequency converter ZVF11-H0004S2 was used to adjust the engine speed. The amplitude of the pulse impact on PEG was limited by engine power, rigidity of the dynamometer and support bracket of its mounting, located on the basement of the loading unit.

The experimental procedure 2. Firstly, the size of PEG, electric capacity and the piezoelectric modulus d_{33} were measured. Further, at a certain electrical load resistance R_L the sequential mechanical loading of PEG was performed to create in it the specified compressive stresses. For each of them, the output voltage (range of U_{range}) of piezoelectric generator, the size and the shape of the mechanical loading and loading rate were determined by a strain gauge dynamometer (item 4, fig. 4) and registered on the PC display (item 7, fig. 4) via "Power Graph" software. Control of the voltage converter E14-440 was carried out by PC.

The dependencies of the output voltage U_{range} on the frequency of loading of PEG were built in accordance with the methodology of measuring of the output characteristics of the model 2 of piezoelectric generator of axial type (see fig. 1) by the obtained values of the output voltage (see table) under axial impulse loading with the amplitude $F_{\text{comp}} = 17,2$ MPa and various electrical loading resistance R_L . The graphs of this relationship for the 2nd geometry of model 2 (fig. 5, solid lines) are given below. The dependency graphs for the other geometry of model 2 have a similar character.

As can be seen, the output voltage of PEG at increase of the loading frequency increases monotonically and shows almost linear character at the load resistance R_L from 68 to 500 k Ω . The maximum peak output voltage is 327 V at the electrical load of 500 k Ω . Further, the peak values of output power were calculated on the base of measured values of output voltage and load R_L by the formula (4). The dependency graphs of peak output power from the frequency on the loading were plotted on their base (fig. 5, dotted line).

The results showed that at pulsed mechanical load of 17,2 MPa the output power of 213,9 mW can be ob-

tained with electrical load $R_L = 500 \text{ k}\Omega$. At this, the capacity referred to the SE volume of PEG of the given model was equal to 27,565 mW/cm³, which by two orders was greater than the relative power of PEG of multilayer type of model 1 under quasi-static loading. It was not taken into account that model 1 was subjected to higher compressive stress under quasi-static loading than model 2 under impulse loading (respectively, 40,3 MPa and 17,2 MPa). The influence of compressive force on the power of PEG can be estimated using its energy efficiency [5] — the ratio of output power of PEG to the maximum level of applied mechanical stress W_{out}/σ_{str} . This parameter characterizes the efficiency of the PEG. With regard to (2), at different levels of mechanical force this option for two models of PEG with different types of loading differs by more than two orders (see table).

The measured and calculated characteristics of the first two models of PEG are presented in the table along with the results of measurements of the characteristics of multilayer PEG, which is close by the geometric parameters to the model 1 [12]. The values of output power of PEG in [12] exceed the power of the studied model 1 in 2,5 times. The reasons for this fact could not be analyzed due to lack of data [12].

However, the output power of the studied PEG of model 2 under pulse loading was 213,9 mW and the known model [12] at quasi-static loading provided only 7,5 mW. Thus, the received power exceeded the power of the known [12] model almost in 30 times, which indicates the possibility of obtaining of a greater output power of PEG studied in PEN, working in conditions of high amplitudes of mechanical loading. At comparison of the output power of various models of PEG in a differing type of mechanical loading, it must be considered that the level of power output depends on the resistance of the electrical load.

The output characteristics of multilayer PEG of axial type under quasi-static and low-frequency pulse loading are given before. In addition to these loadings, the use of the mechanical-electrical converters for electric energy accumulation is known, which generate an electric charge when PEG is subjected to mechanical loads in the mode of harmonic oscillation excitation in a wide range of frequencies. The studies of the characteristics of PEG of axial type in this mode is not enough. Among them, the research of output characteristics of multilayer PEG of axial type, similar in geometry to the investigated models are the closest to the problem [5, 13]. In [5], the characteristics of PEG in the mode of harmonic oscillation on frequencies of 10, 20 and 30 Hz are studied. The results [5] and the calculated output powers (taking into the account the effect of the load resistance (see. (9) from [1])) are shown in the table. The dependency graphs of output power for studied model with the dimensions of $26 \times 16 \times 36$ mm were plotted to analyze the effect of the electrical resistance of the load on the output power of PEG under harmonic and impulse loading. The normalized values of output power are shown in the graphs (fig. 6), which are derived from the calculation of the output power referred to the volume of PEG and the square of the amplitude of the stress from the external load. This parameter allows to consider the impact on it of the level of mechanical stress at calculation of the relative output power.

Loa- ding mode	PEG geometry	PEG height, cm	Cros sectional area, cm ²	Maximal compres- sion strain, MPa	Loading rate, kN/s	Loading fre- quency, Hz	Output voltage, V	Output power (peak), mW	Specific output power, mW/cm ³	Relative output power, mW/MPa	Normalized output power, $mW \cdot (cm^3 \times XMPa^2)^{-1}$
		h	S _{sec}	Σ _{comp}	v _n	<i>f</i> _n	U _{out}	W _{out}	$\dot{W}_{ m out}$	$W_{\rm out}/\sigma_{\rm comp}$	$\dot{W}_{\rm out}/\sigma_{\rm comp}$
Quasi-	PEG, (model 1)	1,00	3,84	40,3	4,4		40	0,15	0,039	0,0037	$2,4 \cdot 10^{-5}$
static	rectangular cross section	2,03	3,84	40,3	4,4		130	0,75	0,096	0,0186	$5,9 \cdot 10^{-5}$
	$26 \times 16 \text{ mm}^2 \text{ [*]}$	3,60	3,84	40,3	4,4		220	3,0	0,217	0,074	$13 \cdot 10^{-5}$
	PEG, square cross-section $48 \times 48 \text{ mm}^2$ [12]	0,5	23,04	10	Loading rate of 0,1 s		10	7,5	0,65	0,75	$65 \cdot 10^{-4}$
Low- frequ-	PEG, (model 2), annular cross-sec-	2,6	2,538	19,9		1,8	106 (peak value)	54,6	10,284	2,74	$4 \cdot 10^{-2}$
ency pulsed	tion, outer and inner diameters $\emptyset 18 \ \mu \ 8 \ mm)[*]$	3,8	2,538	19,5		1,8	327 (peak value)	213,9	27,565	10,96	$12 \cdot 10^{-2}$
Har-	PEG, square	1,8	0,25	0,168		10		0,27			
monic	cross-section $5 \times 5 \text{ mm} [5]$					20		0,017			$60 \cdot 10^{-2}$
	5 5 mm [5]					30		0,007			
*	Data of the authors										

Comparative output characteristics of multilayer PEGs of axial type of several configurations for different types of mechanical loading

A comparison of the dependence of the normalized output power from the load resistance showed a significant excess (about twice) of the power at harmonic excitation on the values under pulsed excitation in the range of resistances from 5 to 150 k Ω . In another resistances range from 150 to 820 k Ω , the power ratio at two loading conditions decreases, and at $R_L = 820 \text{ k}\Omega$ it virtually becomes the same. Accordingly, the energy efficiency of the investigated PEG in the first range of resistances is considerably higher in the harmonic loading mode in comparison with the pulsed mode. Using these measurement results you can combine PEN measurement circuits depending on the predominant type of the external mechanical influences on PEG of a specific device — the storage of electrical energy.

Conclusion

It was found that the output voltage of multilayer PEG monotonically increases with increase of the frequency of pulsed loading. It has almost a linear nature within the electric load resistance of 500 k Ω .

At the pulsed loading mode, the developed model of PEG of axial type of ring configuration provides an output voltage of 330 V and power of about 214 mW at a load resistance of 500 k Ω . The similar model of PEG of rectangular configuration is known, which allows to receive the output voltage and power equal to 32 V and 26 mW, respectively, with a load resistance of 10 k Ω [13]. The value of the energy efficiency parameter the frequency response function [5] for the compared models is equal to 32 V/MPa for the model [13], and 19,2 V/MPa (for the model 2), i.e. the output characteristics of the first model are higher than of the output characteristics of the second model, which contradicts with their absolute values. From this it follows that the comparison of the output characteristics of PEG via the frequency response function [5] does not allow to receive the unambiguous results about the energy efficiency degree of PEGs of axial type of different configurations.

The assessment of the effectiveness of the investigated PEG of axial type was performed using other parameter: on the basis of calculation of the normalized values of the output power (ratio of output power of PEG to the maximum level of the applied thereto of squared amplitude of mechanical stresses). The range of values of the electrical resistance of the load was identified, within which the normalized output power of PEG under harmonic loading conditions prevails above its level, which can be archived under pulsed loading. It allows to determine the efficiency of the mechanicalelectrical converter.

The results of measurements and calculations of the output characteristics of the investigated multilayer PEG of axial type with different types of mechanical loading allow to develop combined measurement schemes of piezoelectric energy storages that take into account the prevailing large external mechanical impacts on PEG of storage for maximum energy efficiency of the specified device.

The authors thank the employee of SCTB "Piezopribor" of SFU Sokallo A. I. — the manufacturer of PEG prototypes of rectangular configuration, including used in this study.

This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research (grants N_{2} 12-08-01137a, 13-08-00754a, 15-08-01786) and the Ministry of Education and Science of the Russian Federation (theme N_{2} 213.01-11/2014-25).

References

1. Akopyan V. A., Zakharov Yu. N., Parinov I. A., Rozhkov E. V., Shevtsov S. N., Wu P. C., Wu J. K. Ch. 23. Theoretical and Experimental Investigations of Piezoelectric Generators of Various Types. P. 309–334. *Physics and Mechanics of New Materials and Their Applications*. Eds. I. A. Parinov, Shun Hsyung-Chang. New York: Nova Science Publishers. 2013. 444 p.

2. Akopyan V. A., Parinov I. A., Rozhkov E. V. et al. Ch. 29. Energetic Efficiency of Cantilever Type Piezoelectric Generators. P. 355–363. *Advanced Materials*. Eds. S.-H. Chang, I. A. Parinov, V. Yu. Topolov (Eds.). Heidelbeig, N-Y., Dordresht, London: Springer Cham, 2014. 380 p.

3. **Rödig T., Schönecker A.** A Survey on Piezoelectric Ceramics for Generator Applications. *Journal of the American Ceramic Society*. 2010. V. 93, N. 4. P. 901–912.

4. Smazheyskaja E. G., Fel'dman N. B. P'ezojelektricheskaja keramika. M.: Sov. radio. 1971.

5. **Zhao S., Erturk A.** Energy harvesting from harmonic and noise excitation of multilayer piezoelectric stacks: modeling and experiment. *Active and Passive Smart Structures and Integrated Systems.* 2013. Ed. by Henry A. Sodano. *Proc. of SPIE.* 2013. V. 8688, 86881Q. (doi: 117/12.2009823).

6. Golovnin V. A., Gornev E. S., Dajneko A. V. i dr. Sravnitel'nye harakteristiki p'ezokeramicheskih mehanojelektricheskih preobrazovatelej dlya generacii jelektrichestva. *Vestnik TvGU. Ser. Fizika.* 2010. V. 11. P. 33–46.

7. Shah R., Khandelwal R., Vishnukumar A. et al. Piezoelectric Power Generation Under Quasistatic and Dynamic Conditions. *Journal of Engineering and Science (IJES)*. 2013. V. 2. Is. 5. P. 2319.

8. **Mahutov M. A.** Prochnost' konstrukcij pri malociklovom nagruzhenii: M.: Nauka, 1983.

9. Berlincourt D., Kroger H. J. Appl. Phys. 1959. V. 30, N. 11. P. 1804.

10. Akopyan V. A., Zakharov Yu. N., Parinov I. A., Labancev Yu. A., Rozhkov E. V., Chebanenko V. A. Laboratornyj obrazec ispytatel'nogo stenda dlja opredelenija harakteristik aktivnyh elementov p'ezojelektricheskih generatorov osevogo tipa v rezhime ih nizkochastotnogo impul'snogo nagruzhenija. *Nano-i mikrosistemnaja tehnika*. 2014. N10 P. 47–52.

11. Afonin S. M. Korrektirujushhie ustrojstva sistem upravleniya deformaciej p'ezoaktjuatorov nano- i mikroperemeshhenij. *Nano- i mikrosistemnaja tehnika*. 2011. N. 3. P. 30–38.

12. Gricenko A., Nikiforov V., Shhegoleva T. Sostojanie i perspektivy razvitiya p'ezojelektricheskih generatorov. *Komponenty i tehnologii*. 2012. N. 9. P. 63–68.

13. Jianjun Wang, Zhifei Shi, Zhijun Han. Analytical solution of piezoelectric composite stack transducers. *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*. 2013. 24 (13). P. 1626–1636.

К. В. Малышев, канд. техн. наук, доц., e-mail: malyshev@bmstu.ru, Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана

КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ КОРОТКИЕ Сверхрешетки для нейроподобных сетей

Поступила в редакцию 06.10.2014

Предложено и теоретически исследовано применение AlGaAs квазипериодических коротких сверхрешеток в качестве нелинейного элемента сети нейронов ФитцХью — Нагумо. На примерах сверхрешеток Фибоначчи и фигурных сверхрешеток показано, что нейросеть на их основе обеспечивает более качественную параллельную фильтрацию полутонового изображения, чем сеть на основе традиционных диодов с кубической вольт-амперной характеристикой. Обнаружено, что фигурная сверхрешетка $F_{11}^0(1)$ в ячейке сети обеспечивает среднеквадратичное отклонение преобразованного изображения от эталона почти вдвое меньше, чем традиционные диоды с кубической вольт-амперной характеристикой. Это преимущество объяснено волнообразной формой падающего участка вольт-амперной характеристики фигурной сверхрешетки, приводящей к мультистабильности ячейки сети. Разнообразие форм этого падающего участка открывает широкие перспективы для квазипериодических и, в частности, фигурных сверхрешеток в области наносистемной техники на основе нелинейных сетей.

Ключевые слова: квазипериодическая сверхрешетка, сверхрешетка Фибоначчи, фигурная сверхрешетка, нейроподобная сеть, нейрон ФитцХью — Нагумо, клеточная нелинейная сеть, преобразование изображения, вольт-амперная характеристика

Введение

Квазипериодические короткие (длиной менее 100 нм) сверхрешетки (СР) в последние годы привлекают растущее внимание в связи с их интересными и неожиданными физическими свойствами, а также приложениями в наноэлектронике [1]. Например, диэлектрические квазипериодические СР перспективны для нанофотоники (см., например, обзор [2]). Пьезоэлектрические квазипериодические СР перспективны для преобразователей ВЧ и СВЧ радиосигналов [3], а магнитные квазипериодические СР — для запоминающих устройств [4]. Полупроводниковые квазипериодические СР малой длины также имеют интересные свойства. Например, AlGaAs квазипериодические CP перспективны в качестве активной среды многоцветного терагерцевого лазера [5]. Сейчас полупроводниковые квазипериодические СР на основе AlGaAs наиболее удобны для приборов микро- и наноэлектроники благодаря хорошо разработанной арсенид-галлиевой технологии изготовления слоистых гетероструктур.

Характерными особенностями полупроводниковых квазипериодических СР являются сильно изрезанный вид спектра электронных состояний и его самоподобие [1]. В отличие от спектров периодических СР и традиционного двухбарьерного резонансно-туннельного диода (РТД) спектр квазипериодических СР немонотонно зависит от внешнего электрического поля. При плавном росте приложенного напряжения могут внезапно появиться новые резонансные состояния электронов проводимости. Именно такие состояния, локализованные в 2—3 соседних потенциальных ямах профиля дна зоны проводимости поперек слоев квазипериодической СР, обеспечивают несколько близких по частоте переходов с энергией порядка 10 мэВ в многоцветном терагерцевом лазере [5]. Эти же слабо локализованные состояния могут оказаться полезными и для других применений, требующих наличия отдельных близкорасположенных резонансных пиков с шириной порядка 1...10 мэВ, а не сплошных энергетических минизон, имеющих ширину порядка 100 мэВ. Если принимаются меры против образования доменов сильного электрического поля в полупроводниковой СР, то каждый такой резонансный пик плотности состояний может привести к волнистости вольт-амперной характеристики (ВАХ) квазипериодической СР. Поэтому квазипериодические полупроводниковые СР могут оказаться полезными во всех электронных устройствах, чувствительных к форме ВАХ нелинейного элемента.

К таким устройствам относятся нейроподобные сети, нейроны которых в микроэлектронном исполнении содержат нелинейные элементы в виде диодов, имеющих ВАХ с падающим участком. Поведение таких нейронов часто описывается моделью ФитцХью — Нагумо (FitzHugh—Nagumo) (см., например, [6, р. 171]). Эта модель после упрощений сводится к модели клеточной нелинейной сети (КНС), каждая ячейка которой содержит только диод, конденсатор и несколько резисторов по одному на каждую связь с соседними ячейками [7]. В качестве перспективного диода для КНС рассматривается РТД. Меняя толщину и состав слоев двухбарьерной гетероструктуры, можно менять форму начального участка ВАХ РТД. Для работы такого нейрона особенно важен не начальный, а падающий участок ВАХ. Переход от РТД к квазипериодической СР может сделать этот участок волнистым, а это изменит поведение нейрона. В частности, волнистость ВАХ может усилиться настолько, что появятся новые небольшие падающие участки. Это приведет к образованию новых состояний равновесия в фазовом пространстве сети.

Поэтому применение квазипериодических СР в качестве нелинейных элементов нейроморфных сетей может оказаться перспективным для существенного преобразования их фазового портрета. Это позволит продвинуться во многих областях — от моделирования деятельности нервной системы до информационно-измерительных и управляющих систем. Нейроморфные сети хорошо проявили себя в параллельном преобразовании изображений. Поэтому полезно было бы выяснить возможные преимущества квазипериодических СР в качестве нелинейных элементов нейросети ФитцХью — Нагумо для параллельного преобразования изображения.

Построение квазипериодических сверхрешеток для клеточной нелинейной сети

Основные принципы построения полупроводниковых квазипериодических СР описаны в работе [1, р. 154]. В качестве типичных представителей квазипериодических сверхрешеток брались СР Фибоначчи (Fibonacci). Кроме них в качестве перспективных квазипериодических СР исследовались фигурные СР, получаемые с помощью разложения чисел Фибоначчи в сумму фигурных чисел [8]. Число Фибоначчи S_N ранга N образуется путем сложения $S_N = S_{N-1} + S_{N-2}$ чисел S_{N-1} и S_{N-2} двух предыдущих рангов, начиная с $S_1 = 1$ и $S_2 = 1$. Аналогично символьная последовательность для СР Фибоначчи S_N ранга N (обозначаемая так же, как и соответствующее число) образуется путем последовательного соединения (конкатенации) $S_N = S_{N-1} + S_{N-2}$, символьных последовательностей СР двух предыдущих рангов S_{N-1} и S_{N-2} , начиная с $S_1 = A$ и $S_2 = B$. Например, СР $S_5 = S_4 + S_3 = BABBA, затем СР <math>S_6 = BABBA + BAB = BABBABAB и т. д.$

Подобно числам Фибоначчи S_N , фигурные числа $F_L^M(N)$ можно рассчитать по рекуррентным формулам начиная с заданных граничных значений. Фигурное число *M*-го порядка $F_L^M(N)$ выражается по формуле $F_L^M(N) = F_L^0(N) + MF_L^0(N-1)$ через фигурные числа нулевого порядка $F_L^0(N)$ и $F_L^0(N-1)$. В свою очередь, число $F_L^0(N)$ выражается рекуррентно $F_L^0(N) = F_{L-1}^0(N) + F_L^0(N-1)$

(треугольник Паскаля), что в конце концов приводит к числам $F_L^0(0) = 1$ и $F_0^0(N) = 1$ на границах треугольника Паскаля. Поэтому для построения фигурных СР *M*-го порядка $F_L^M(N)$ достаточно построить СР нулевого порядка $F_L^0(N)$, а затем воспользоваться рекуррентной формулой $F_L^M(N) =$ $= F_L^0(N) + MF_L^0(N-1)$. Здесь под умножением СР $F_L^0(N-1)$ на число *M* подразумеваем повторение *M* копий этой СР. Чтобы построить СР нулевого порядка $F_L^0(N)$, сводим их к уже полученным СР Фибоначчи. Для этого применяем формулу разложения числа Фибоначчи *S*_N по фигурным числам

 $F_L^0(n)$ (см., например, [9]):

$$S_{N+1} = \sum_{n=0}^{\lfloor N/2 \rfloor} F_{N-2n}^0(n).$$
(1)

Здесь [N/2] обозначает целую часть числа N/2. Записываем символьную последовательность СР S_N. Затем ставим в соответствие каждому числу $F_L^0(n)$ в сумме (1) отрезок этой символической последовательности такой, что его длина равна числу $F_L^0(n)$. Например, согласно формуле (1), $S_1 = F_0^0(0)$ и $S_2 = F_1^0(0)$. Но СР $S_1 = A$ и СР $S_2 = B$, поэтому получаем СР $F_0^0(0) =$ А и СР $F_1^0(0) =$ В. Аналогично действуем и для получения остальных СР $F_L^0(N)$. Так, из разложения $S_3 = F_2^0(0) + F_0^0(1)$ (в числах оно выглядит как 2 = 1 + 1) получаем BA = B + A. Отсюда СР $F_2^0(0) = B$ и СР $F_0^0(1) = A$. Далее, например, из разложения $S_8 = F_7^0(0) + F_5^0(1) + F_3^0(2) +$ $+ F_1^0(3)$ (в числах оно выглядит как 21 = 1 + 6 + + 10 + 4) получаем ВАВВАВАВАВАВАВАВАВАВАВАВ = B + ABBABA + BBABBABABB + ABAB, откуда CP $F_7^0(0) = B$, CP $F_5^0(1) = ABBABA$, CP $F_3^0(2) =$ = BBABBABABB, CP $F_1^0(3)$ = ABAB. Преимущество такого способа построения СР нулевого порядка $F_L^0(N)$ состоит в том, что они наследуют от фибоначчиевых СР их стохастические свойства.

Для блоков А и В брались разные слоистые AlGaAs гетероструктуры с толщинами в несколько GaAs монослоев (MC) каждый по 0,565 нм (слоистые структуры слева на рис. 1) так, чтобы полная длина CP не превышала характерной длины свободного пробега электронов около 100 нм.



Рис. 1. Три соседних нейроноподобных ячейки клеточной нелинейной сети на основе сверхрешетки Фибоначчи S_7 *Fig. 1. Three neighboring neuron-like cells of cellular nonlinear network*

based on the Fibonacci superlattices S_7

При такой толщине можно пренебречь вероятностью образования доменов сильного электрического поля, которые нарушают когерентность электронов проводимости на всем протяжении СР. Толщины и состав слоев гетероструктур в блоках А и В подбирались так, чтобы ВАХ имела протяженный падающий участок (желательно в форме волны) в умеренных электрических полях около 10 кВ/см (рис. 2).

Вольт-амперные характеристики квазипериодических сверхрешеток для клеточной нелинейной сети

Для расчета ВАХ применялась формула Цу — Есаки в сочетании с традиционным методом матрицы переноса (см., например, [10, р. 58], а также [11]). Правильность работы вычислительных процедур проверялась воспроизведением графика ВАХ традиционной двухбарьерной AlGaAs гетероструктуры [12] (здесь не показан).

Каждый блок В (А) квазипериодической СР состоял из барьера, имеющего толщину 2 МС, за которым следовала потенциальная яма с толщиной 16 (32) МС (см. зонную диаграмму в середине рис. 2). Высоты V потенциальных барьеров (в эВ) и значения эффективной массы M (в единицах массы свободного электрона) вычислялись из традиционных выражений $V = 1,11x - 0,93x^2 + 0,85x^3$ и M = 0,067 + 0,083x, где x - доля алюминия в $Al_xGa_{1-x}As$ -слое. Эта доля составляла x = 0,15, что давало высоту потенциального барьера 0,15 эВ для



Рис. 2. Характеристики нелинейного элемента ячейки на основе сверхрешетки Фибоначчи S_7 . Слева внизу — ВАХ J(F) элемента. Вертикальная прямая указывает начало падающего участка. Слева вверху — зависимость резонансных энергий E от напряженности электрического поля F, посередине — зонная диаграмма и квадраты модулей волновых функций в зависимости от координаты x поперек слоев СР, справа — зависимость туннельной прозрачности T(E) от энергии E электрона в электрическом поле, соответствующем началу падающего участка ВАХ

Fig. 2. The characteristics of the nonlinear element of the cell based on the Fibonacci superlattice S_7 . Bottom left — the CVC J(F) of an element. The vertical line indicates the start of the falling section. Top left — the dependence of the resonance energies E from intensity of the electric field F. In the middle — the band diagram and the squares of modules of the wave functions depending on the coordinate x across the layers of a superlattice. From the right — the dependence of the tunneling transparency T(E) on the electron energy E in the electric field corresponding to the starting point of the CVC's falling section





1 — эталонного диода с кубической ВАХ; 2 — фигурной сверхрешетки $F_{11}^0(1)$; 3 — фигурной сверхрешетки $F_{11}^8(1)$

Fig. 3. CVCs of the nonlinear elements of the cellular nonlinear network: 1 - reference diode with a cubic CVC; 2 - curly superlattice $F_{11}^0(1)$, 3 - curly superlattice $F_{11}^8(1)$

электронов проводимости. В крайних n+GaAs-слоях энергия Ферми принималась равной 0,069 эВ, а эффективная масса M = 0,067. К потенциальному профилю барьеров и ям была добавлена контактная разность потенциалов 0,1 эВ между крайними n+GaAs-слоями и средними нелегированными *i*-AlGaAs-слоями. Температура принималась равной 300 К.

На рис. 3 показаны ВАХ нелинейных элементов КНС на основе фигурных СР $F_{11}^0(1)$ = ABBABABB × ×ABBA и СР $F_{11}^8(1)$ = ABBABABBABBABBABBBBBB в сравнении с эталонной кубической ВАХ нелинейного элемента КНС.

Эталонная ВАХ имеет симметричный падающий участок с одинаковыми положительной и отрицательной ветвями и служит для сравнения всех остальных ВАХ. ВАХ нормируются так, что имеют одинаковый максимальный ток I = 10 мА, а левая и правая растущие ветви пересекаются с нулем при напряжениях $V_{nk} = 0$ и 1 В соответственно. При микроэлектронной реализации сети такой сдвиг нуля ВАХ достигается добавлением соответствующих постоянных источников тока и напряжения ко всем ячейкам.

Параллельное преобразование изображения с помощью нелинейной сети

Рассматривалась нелинейная сеть в виде плоской решетки нейронов ФицХью — Нагумо [6]. Эта решетка моделирует двумерную возбудимую среду. Распространение возбуждения в такой среде описывается системой кинетических уравнений, которая сводится к одному диффузионно-реакционному уравнению после предположения об отсутствии медленного ингибитора [13]

$$\frac{\partial V(r,t)}{\partial t} = D_V \Delta V + F_R(V). \quad (2)$$

Здесь V — переменная, описывающая возбужденное состояние среды в точке r в момент времени t; D_V — коэффициент диффузии для расплывания возбуждения; Δ — лапласиан; $F_R(V)$ — скорость автокаталитического роста возбуждения.

Чтобы осуществить параллельное преобразование сигнала с помощью такой среды, сигнал задают в виде пространственного распределения возбуждения $V(r, t_0)$ в некоторый начальный момент времени t_0 . Затем среда эволюционирует в соответствии с уравнением

(2), и спустя некоторое время мы получаем преобразованный сигнал в виде нового пространственного распределения V(r, t). Если искомое преобразование заключается в очистке распределения $V(r, t_0)$ от высокочастотного пространственного шума, то с этим в (2) хорошо справляется диффузионное слагаемое $F_D = D_V \Delta V$. Однако оно уменьшает амплитуду не только вредного шума, но и полезных низкочастотных составляющих сигнала. Для противодействия этому служит реакционное слагаемое F_R (рис. 4).



Рис. 4. Противоположные действия диффузионного F_D и реакционного F_R слагаемых при обработке сигнала V(x) диффузионно-реакционной средой. Здесь x — координата в среде

Fig. 4. Opposing actions of the diffusion F_D and reaction F_R members of sum in V(x) signal processing by the diffusion-reaction environment. Here x — the coordinate in the environment

Диффузионное слагаемое F_D уменьшает высоту холмов и глубину ям в рельефе полезной низкочастотной компоненты сигнала. Для препятствования этому реакционное слагаемое F_R должно смещать ямы вниз, а холмы вверх. Это объясняет, почему зависимость $F_R(V)$ должна иметь S-образный вид.

В микроэлектронном исполнении такую двумерную диффузионно-реакционную среду можно приближенно реализовать с помощью плоской нелинейной сети. В узлах этой сети находятся ячейки, содержащие резисторы, конденсаторы и нелинейные сопротивления [14] (см. рис. 1). При этой реализации уравнение (2) принимает вид

$$\frac{dV_{n,k}}{dt} = \frac{V_{n-1,k} - 2V_{n,k} + V_{n+1,k}}{\tau} + \frac{V_{n,k-1} - 2V_{n,k} + V_{n,k+1}}{\tau} - \frac{I(V_{n,k})}{C}.$$
 (3)

Здесь $V_{n,k}$ — напряжение в (n, k)-м узле сети; $\tau = RC - постоянная времени одинаковых RC-це$ почек, соединяющих соседние узлы. Цепочки состояли из сопротивления R = 10 Ом и емкости $C = 10 \, \mathrm{n}\Phi$, что давало характерное время преобразования изображения T = 100 пс. При решении системы (3) на каждом шаге временной эволюции значение тока I(V) через нелинейный элемент вычислялось с помощью кубической аппроксимации расчетной ВАХ, содержащей 1000 точек. Роль диффузионного слагаемого F_D уравнения (2) в уравнении (3) играют первые два слагаемых, а роль реакционного F_R — последнее слагаемое, т. е. ВАХ нелинейного элемента со знаком минус. Таким образом, чтобы препятствовать сглаживанию полезного сигнала, ВАХ нелинейного элемента сети должна иметь N-образный вид.

При практической реализации [15] такой сети в матричном фотопреобразователе изображение разбивается на N_x точек по горизонтали и N_v точек по вертикали. Под каждой точкой располагается узел сети. Считаем, что начальное напряжение $V_{n,k}$ в вольтах на узле ячейки (n, k) равно интенсивности света, попавшего в эту точку, и принимает значения от 0 (черный цвет) до 1 (белый). После начального засвечивания сеть отсоединяется от фотоприемника, и напряжение $V_{n,k}$ на каждом узле начинает меняться во времени t из-за наличия емкости и нелинейного элемента внутри ячеек сети, а также из-за резистивной связи каждой ячейки с ее ближайшими соседями. Спустя некоторое характерное время, определяемое параметрами сети, каждый узел сети можно соединить с соответствующим узлом светоизлучающей матрицы для получения преобразованного изображения. Подробности преобразования изображений с помощью таких сетей описаны в работе [14].

В данной работе принималось $N_x = 64$ точки по горизонтали и $N_v = 64$ точки по вертикали. Мето-

дика исследования сети применялась такая же, как в работе [14]. Для нахождения зависимости $V_{n,k}(t)$ решалась система $N = N_x N_y = 4056$ обыкновенных дифференциальных уравнений (3) с помощью специализированного алгоритма "ode15s" пакета MATLAB. Для граничных ячеек предполагалась гладкость изображения, т. е. непрерывность пространственной производной напряжения в каждой ячейке на границе изображения. Например, для ячеек первой строки в (3) предполагалось $V_{0k} = 2V_{1k} - V_{2k}$. Аналогично вычислялись значения напряжения с индексами 0 и N_y (N_x) + 1 в ячейках первой и последней строк (первого и последнего столбца).

К исходному эталонному изображению добавлялся гауссов шум в виде случайной выборки Nчисел, имеющих нормальное распределение с нулевым средним и среднеквадратичным отклонением 0,1. Целью преобразования являлось получение изображения, как можно более близкого к эталону. В качестве меры отличия преобразованного изображения от эталона принималось относительное среднеквадратичное отклонение D, вычисляемое как отношение |V - W| / |W| модулей векторов. Здесь V — вектор преобразованного изображения, W вектор эталонного изображения, *∥* — знак модуля вектора. Компонентами вектора И изображения являются значения напряжения V_{nk} в узлах сети. Изображения сравнивались в 10 последовательных моментов времени в интервале 0...2 в единицах $\tau = RC$. Обычно в этом интервале времени порядка 100 пс погрешность преобразования D сначала уменьшается, а потом растет для исследованных ВАХ.

Действие нелинейной сети на основе квазипериодических сверхрешеток

Существование многих максимумов на ВАХ квазипериодических СР может привести к наличию нескольких устойчивых состояний равновесия ячейки сети. Эта мультистабильность важна для всех процессов, протекающих в нелинейных сетях. В частности, преимущества ВАХ со многими максимумами для обработки изображений с помощью КНС описаны в работе [15]. Там ВАХ со многими максимумами получали с помощью нескольких операционных усилителей и аналоговых умножителей. Здесь же мы видим, что ВАХ с несколькими хорошо различимыми максимумами можно получить с помощью всего лишь одной квазипериодической СР. Это открывает возможность параллельных преобразований многоуровневых сигналов типа полутоновых изображений за характерные времена порядка 10 пс.

На рис. 5 показан ход преобразования исходного зашумленного изображения (рис. 5, *b*) с по-



Рис. 5. Преобразование изображения КНС на основе диода с кубической ВАХ:

a — эталонное изображение; b — зашумленное изображение перед преобразованием; c...l — преобразованное изображение в моменты времени $t/\tau = 0,1$ (c), 0,2 (d), 0,3 (e), 0,4 (f), 0,5 (g), 0,6 (h), 0,8 (i), 1.1 (j), 1.5 (k), 2.0 (l)

Fig. 5. Transformation of the image in the cellular nonlinear networks based on the diode with a cubic CVC: a - reference image; b - noisy image before transformation; c...l - transformed image at timepoints $t/\tau = 0,1$ (c), 0,2 (d), 0,3 (e), 0,4 (f), 0,5 (g), 0,6 (h), 0,8 (i), 1.1 (j), 1,5 (k), 2,0 (l)

мощью типичной нелинейной сети на основе эталонного диода с кубической ВАХ, приведенной на рис. 3.

Отклонение от эталонного изображения (рис. 5, *a*) сначала уменьшается (рис. 5, *b*—*d*) за счет сглаживания шума, достигает минимума (рис. 5, *e*) в момент времени $t/\tau = 0,3$, а затем растет (рис. 5, *b*—*d*) за счет увеличения контрастности.



Наименьшие отклонения для всех структур достигаются за время, сравнимое с характерным временем τ . Для СР $F_{11}^0(1)$ наименьшее отклонение преобразованного изображения от эталона почти вдвое меньше, чем для остальных структур.

На рис. 7 преобразованные изображения, имеющие наименьшие отклонения от эталона, сравниваются между собой.

Видно, что улучшение преобразования изображений в этом ряду (рис. 7, *b*—*d*) связано с улучшением преобразования фона изображения. Сеть на основе эталонного диода оставляет фон зернистым (рис. 7, *b*). Сеть на основе фигурной СР $F_{11}^8(1)$ заметно уменьшает зернистость фона (рис. 7, *c*). Сеть на основе фигурной СР

 $F_{11}^{0}(1)$ почти полностью убирает зернистость фона (рис. 7, *d*).

За преобразование фона изображения отвечает падающий участок ВАХ нелинейного элемента в ячейке сети. Кубическая ВАХ традиционного нелинейного элемента имеет одну положительную и одну отрицательную ветви (см. рис. 3). Положительная ветвь смещает темно-серый цвет точки



Рис. 6. Временные зависимости отклонения изображения от эталона в ходе преобразования сетью на основе:

1 - диода с кубической ВАХ; 2 - фигурной сверхрешетки $F_{11}^0(1)$; 3 - фигурной сверхрешетки $F_{11}^8(1)$ Fig. 6. Dependences of the image deviation from the reference during transformation by the network based on: 1 the diode with the cubic CVC; 2 - curly superlattice $F_{11}^0(1)$, 3 - curly superlattice $F_{11}^8(1)$



Рис. 7. Преобразованные изображения, имеющие наименьшие отклонения от эталона:

a — эталонное изображение, b...d — наилучшие изображения, полученные с помощью КНС на основе диода с кубической ВАХ (*b*), фигурной сверхрешетки $F_{11}^8(1)$ (*c*), фигурной сверхрешетки $F_{11}^0(1)$ (*d*)

Fig. 7. The transformed images with the minimal deviations from the reference image: a — the reference image; b...d — the best images obtained by the cellular nonlinear network based on: the diode with the cubic CVC (b); curly superlattice $F_{11}^{8}(1)$ (c), curly superlattice $F_{11}^{0}(1)$ (d)

изображения в сторону черного цвета, а отрицательная ветвь смещает светло-серый цвет в сторону белого цвета. При таком преобразовании точки фона промежуточного серого цвета на изображении оказываются в неустойчивом состоянии. Для улучшения преобразования желательно, чтобы точки серого фона смещались медленнее в крайние состояния черного и белого цветов, либо смещались в некоторые устойчивые состояния подходящего серого цвета. Эти требованиям как раз удовлетворяют средние участки ВАХ нелинейных элементов на основе фигурных СР (см. рис. 3). У фигурной СР $F_{11}^{\delta}(1)$ отрицательная ветвь ВАХ волнообразна, а положительная ветвь немонотонна. Поэтому преобразование серого фона изображения с помощью СР $F_{11}^{\delta}(1)$ оказывается лучше, чем с помощью эталонного диода. Немонотонность ВАХ фигурной СР $F_{11}^0(1)$ так велика, что появляется несколько положительных и отрицательных ветвей. Пересечение с нулем растущих участков этих ветвей дает устойчивые состояния серого цвета на изображении. Поэтому преобразование серого фона изображения с помощью СР $F_{11}^0(1)$ оказывается лучше, чем с помощью СР $F_{11}^8(1)$, и намного лучше, чем с помощью эталонного "кубического" диода.

Остальные квазипериодические СР в составе нелинейного элемента сети при фильтрации изображения ведут себя аналогично рассмотренным фигурным СР. Все зависит от волнистости падающего участка ВАХ и от размаха этой волнистости. ВАХ фибоначчиевой СР *S*₇ = BABBABABBABBA

(см. рис. 2) и ВАХ фигурной СР $F_1^1(6) =$ = ABBABABBBABAB (не показана) имеют слабую волнистость в области падающего участка, поэтому ведут себя аналогично фигурной СР $F_{11}^8(1)$. Волнистость ВАХ фибоначчиевой СР $S_8 =$ = BABBABABBABBABBABBABABBABAB (не показана) увеличивается, но не достигает волнистости СР $F_{11}^0(1)$. Поэтому СР S_8 по качеству фильтрации изображе-

ния оказывается между СР $F_{11}^8(1)$ и СР $F_{11}^0(1)$.

Следует отметить, что преимущества квазипериодических СР, связанные с мультистабильностью, с большой вероятностью проявятся не только в нейроподобных сетях, но и во всех других нелинейных динамических системах. Это следует из эквивалентности ячейки рассмотренной выше нелинейной сети передемпфированному осциллятору в потенциале, форма которого зависит от формы ВАХ нелинейного элемента [15]. Переход от обычных гетероструктур типа РТД, имеющих N-образные ВАХ, к квазипериодическим СР эквивалентен переходу от динамической системы с двухъямным потенциалом к системе с многоямным потенциалом. Поэтому в области нелинейных систем применение квазипериодических СР может привести к обнаружению новых явлений. Например, интересно исследовать распространение солитонов и спиральных волн в диффузионно-реакционных средах на основе квазипериодических СР, а также явления самоорганизации, в том числе самоорганизованную критичность и хаотические колебания.

Заключение

На примере фибоначчиевых и фигурных AlGaAs сверхрешеток показано, что квазипериодические полупроводниковые сверхрешетки перспективны в качестве нелинейных элементов нейроподобных сетей ФитцХью — Нагумо. Волнообразность падающей ветви их вольт-амперной характеристики может приводить к появлению новых состояний равновесия в фазовом пространстве сети. Возникающая таким образом мультистабильность положительно влияет на процессы параллельного преобразования сигналов с помощью нейроподобных сетей. В частности, фигурная сверхрешетка $F_{11}^0(1)$ в составе нелинейного элемента сети обеспечивает среднеквадратичное отклонение преобразованного изображения от эталона почти вдвое меньше, чем традиционные диоды с кубической вольт-амперной характеристикой. Поэтому квазипериодические сверхрешетки перспективны для нелинейных информационно-измерительных и управляющих систем, а также для моделирования деятельности нервной системы. Мультистабильность ячеек сети на основе квазипериодических AlGaAs сверхрешеток обещает обнаружение новых интересных явлений в наносистемной технике на основе нелинейных динамических систем.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 15-08-00005-а.

Список литературы

1. **Macia E.** Aperiodic structures in condensed matter: fundamentals and applications. New York: CRC Press, 2009. 443 p.

2. **Macia E.** Exploiting aperiodic designs in nanophotonic devices // Reports on Progress in Physics. 2012. V. 75, N. 036502. P. 1–42.

3. **Phonon-polaritons** in quasiperiodic piezoelectric superlattices /X. Zhang, Y. Lu, Y. Zhu et al. // Applied Physics Letters. 2004. V. 85, N. 16. P. 3531–3533.

4. Anomalous magnetoresistance in Fibonacci multilayers / L. D. Machado, C. G. Bezerra, M. A. Correa et al. // Physical Review B. 2012. V. 85. P. 224416-1–224416-5.

5. **Malyshev K. V.** THz laser based on quasi-periodic AlGaAs-superlattices // Quantum Electronics. 2013. V. 43, N. 6. P. 503–508.

6. **Fuchs A.** Nonlinear dynamics in complex systems: Theory and applications for the life-, neuro- and natural sciences. New York: Springer. 2013. 236 p.

7. Simplicial RTD-based cellular nonlinear networks / P. Julian, R. Dogaru, M. Itoh et al. // IEEE Transactions on Circuits and Systems — I: Fundamental Theory and Applications. 2003. V. 50, N. 4. P. 500–509.

8. Malyshev K. V., Chernyshev S. L. Resonance tunneling in figurate AlGaAs semiconductor superlattices // Measurement Techniques. 2011. V. 54, N. 5. P. 496–501.

9. **Koshy T.** Fibonacci and Lucas numbers with applications. New York: John Wiley & Sons. 2001. 652 p.

10. **Tsu R.** Superlattice to nanoelectronics. Amsterdam: Elsevier, 2005. 325 p.

11. **Cassan E.** On the reduction of direct tunneling leakage through ultrathin gate oxides by a one-dimensional Schrodinger—Poisson solver // Journal of Applied Physics. 2000. V. 87. N. 11. P. 7931–7939.

12. The design of GaAs/AlAs resonant tunneling diodes with peak current densities over 2×10^5 A cm⁻² / E. Wolak, E. Ozbay,

B. G. Park et al. // Journal of Applied Physics. 1991. V. 69, N. 5. P. 3345–3350.

13. Cai M., Pan J. and Zhang H. Electric-field-sustained spiral waves in subexcitable media // Physical Review E. 2012. V. 86, N. 1. P. 016208-1—016208-5.

14. **Nonlinear** systems for image processing / S. Morfu, P. Marquie, B. Nofiele, D. Ginhac // Advances in Imaging and Electron Physics. 2008. V. 152. P. 79–151.

15. Morfu S., Nofiele B., Marquie P. On the use of multistability for image processing // Physics Letters A. 2007. V. 367, N. 3. P. 192–198.

K. V. Malvshev, PhD., Associate Professor, e-mail: malyshev@bmstu.ru, Bauman Moscow State Technical University

Quasiperiodic Semiconductor Short Superlattices for Neuromorphic Networks

Application of AlGaAs quasiperiodic short superlattices as a nonlinear element, which is a part of the FitzHugh–Nagumo's neuromorphic network, was offered and theoretically investigated. On the examples of Fibonacci superlattices and of figurate superlattices it was demonstrated that the neural network based on them ensures a better parallel filtration of a half-tone picture, compared with a nonlinear network based on the traditional diodes, which have cubic current voltage characteristic. It was discovered that the figurate superlattice $F_{11}^0(1)$ as a nonlinear element within the network cell ensures a standard deviation of the transformed image equal to almost a half of that of the conventional diodes which have a cubic voltage-current characteristic. This advantage is explained by the wavelike shape of the decreasing part of the current voltage characteristic of the quasiperiodic superlattice, which leads to a multistability of the network cell. A variety of forms of this decreasing part opens wide prospects for the quasi-periodic and in particular figurate superlattices in the nanosystem technologies based on nonlinear networks.

Keywords: quasiperiodic superlattice, Fibonacci superlattice, figurate superlattice, neuromorphic network, FitzHugh—Nagumo neuron, cellular nonlinear network, image processing, current voltage characteristic

Introduction

Quasi-periodic short (shorter than 100 nm) superlattices (SL) attract attention due to their challenging fundamental physical properties, as well as its applications in the nanoelectronics [1]. For example, the dielectric quasi superlattices are promising for the nanophotonics [2]. Such piezoelectric superlattices are promising for transducers of high-frequency and microwave radio signals [3], and the magnetic superlattices are promising for memory devices [4]. Semiconductor quasiperiodic short length superlattices also have interesting properties. For example, AlGaAs superlattices are promising for use as the active medium of multi-color terahertz laser [5]. Today, such devices based on AlGaAs are most convenient for devices of micro- and nanoelectronics due to the developed arsenide-gallium technology of layered heterostructures manufacture.

The features of such SLs are highly rugged form of spectrum of the electronic states with its self-similarity [1]. In contrast to the spectrum of the periodic superlattices and the traditional double-barrier resonant tunneling diode (RTD), the spectrum of quasiperiodic superlattices non-monotonically depends on the external electric field. At smooth growth of the applied voltage, new resonant states of the conduction electrons may occur. These states, localized in 2–3 neighboring potential wells of the profile of the bottom of the conduction zone across the layers of the quasiperiodic superlattice, provide some close by the frequency transitions with the energies of about 10 meV in the multi-color terahertz laser [5]. These weakly localized states can be useful for other applications, which need separate closely spaced resonant peaks with the width of about 1...10 meV, but not continuous energical minibands having a width of about 100 meV. If the actions against formation of the domains of strong electric field in the semiconductor superlattice are being implemented, each resonance peak of the density of states can lead to waviness of the current-voltage characteristics (CVC) of the quasiperiodic superlattice. Therefore, they may have useful in electronic devices that are sensitive to the shape of the CVC of the nonlinear element.

These devices include neural-like networks, which neurons in the microelectronic implementation contain nonlinear elements in the form of diodes having CVCs with the falling site. The behavior of such neurons is often described by FitzHugh-Nagumo model [6, p. 171]. After simplification, it reduces to the model of cell-like nonlinear network (CNLN), which each cell contains only a diode, a capacitor and a few resistors - by one for each connection to the adjacent cells [7]. The RTD diode is considered as promising diode for CNLN. Varying the thickness and composition of the layers of the double-barrier heterostructure, you can change the shape of the initial area of the RTD's CVC. The falling part of CVC is particularly important for operation of such neuron. Transition from the RTD to the quasiperiodic superlattice can make this area wavy, and it will change the behavior of the neuron. In particular, the waviness of the current-voltage characteristic may increase so much that the new small falling sections will occur. This will lead to formation of new equilibrium states in the phase space of a network.

Therefore, the use of quasiperiodic superlattices as a nonlinear elements of neuromorphic networks could be promising for a significant transformation of their phase portrait. This will allow to progress in many areas from modeling of the nervous system to informationmeasuring and controlling systems. Neuromorphic network put up a good performance in a parallel transformation of images. Therefore, it would be useful to find out the possible advantages of quasiperiodic superlattices as nonlinear elements of FitzHugh-Nagumo neural networks for parallel transformation of images.

Construction of quasiperiodic superlattices for cellular nonlinear network

The basic principles of creation of the semiconductor quasiperiodic superlattices are describe in [1]. Fibonacci superlattices were taken as their typical representatives. In addition to them, the curly superlattices obtained using decomposition of Fibonacci numbers into the sum of curly numbers were investigated as also promising [8]. Fibonacci number S_N of rank N forms by addition $S_N = S_{N-1} + S_{N-2}$ of numbers of the two previous ranks S_{N-1} and S_{N-2} , starting from $S_1 = 1$ and $S_2 = 1$. Similarly, the character sequence for Fibonacci superlattices S_N of rank N (denoted same with the corresponding number) is formed by the consecutive connection (concatenation) $S_N = S_{N-1} + S_{N-2}$ of the symbol sequences of superlattices of the two previous ranks S_{N-1} and S_{N-2} , starting from $S_1 = A$ and $S_2 = B$. For example, the superlattice $S_5 = S_4 + S_3 = BABBA$, then the superlattice $S_6 = BABBA + BAB = BABBABABA$, etc.

Like the Fibonacci numbers Sn, the curly numbers $F_L^M(N)$ can be calculated by recurrent formulas, starting with the given boundary values. The curly number $F_L^M(N)$ of *M*-th order is expressed by the formula $F_L^M(N) = F_L^0(N) + MF_L^0(N-1)$ through the curly numbers of zero order $F_L^0(N)$ and $F_L^0(N-1)$. In turn, the number $F_L^0(N)$ is recursively expressed as $F_L^0(N) = F_{L-1}^0(N) + F_L^0(N-1)$ (the Pascal's triangle), which leads to the numbers $F_L^0(0) = 1 \times F_0^0(N) = 1$ on its borders. Therefore, to construct curly superlattices $F_L^M(N)$ of *M*-th order it is sufficient to construct the superlattices $F_L^0(N)$ of zero order, and then to use the recurrent formula $F_L^M(N) = F_L^0(N) + MF_L^0(N-1)$. The repetition of *M*-copies of this superlattice is meant

under the multiplying of the superlattice $F_L^0(N-1)$ on the number M. To build the superlattice of zero order $F_L^0(N)$, reducing them to already received Fibonacci superlattices. To do this, use the formula (1) of decomposition of Fibonacci number S_N on the curly numbers $F_L^0(n)$ [9].

$$S_{N+1} = \sum_{n=0}^{\lfloor N/2 \rfloor} F_{N-2n}^0(n).$$
(1)

Here, the expression [N/2] denotes the integer part of number N/2. Let us write the character sequence of the superlattice S_N . Then, to each number $F_L^0(n)$ in the sum (1) we assign such segment of the symbolic sequence that its length is equal to the number $F_I^0(n)$. For example, according to (1), $S_1 = F_0^0(0)$ and $S_2 = F_1^0(0)$. But the superlattice $S_1 = A$ and the superlattice $S_2 = B$, so we get the superlattice $F_0^0(0) = A$ and the superlattice $F_1^0(0) = B$. Similarly act and for the remaining superlattices $F_I^0(N)$. Thus, from the decomposition of $S_3 = F_2^0(0) + F_0^0(1)$ (in the numbers it looks like a 2 = 1 + 1), we obtain BA = B + A. From there the superlattice $F_2^0(0) = B$ и the superlattice $F_0^0(1) = A$. Further, for example, from the decomposition $S_8 = F_7^0(0) +$ + $F_5^0(1)$ + $F_3^0(2)$ + $F_1^0(3)$ (in the figures it appears as 21 = 1 + 10 + 6 + 4), BABBABABBABBABBABBABBABBABBAB = B + ABBABA + BBABBABABB + ABAB, from where the superlattice $F_7^0(0) = B$, the superlattice $F_5^0(1)$ = ABBABA, the superlattice $F_3^0(2)$ = = BBABBABABB, the superlattice $F_1^0(3) = ABAB$. The advantage of the such method of for creation of the superlattices of the zero-order $F_L^0(N)$ is that they inherit the stochastic properties from the Fibonacci superlattices.

Different layered AlGaAs heterostructures with a thickness of a few GaAs monolayers (ML) every of 0,565 nm (the layered structure on the left (fig. 1)) were taken for blocks A and B, so the total length of super-lattices did not exceed the typical length of the free path of the electrons of about 100 nm.

At such a thickness, the probability of formation of domains of a strong electric field that violate the coherence of the conductivity electrons throughout the whole superlattice can be neglected. The thicknesses and composition of the heterostructures' layers of blocks A and B were chosen so that the CVC had extended falling section (preferably in the form of a wave) in the moderate electric fields of about 10 kV/cm (fig. 2).

CVC of the quasiperiodic superlattices for cellular nonlinear network

Tsu-Esaki formula was applied to calculate CVC in combination with the traditional method of transition matrix [10, 11]. The correctness of operation of the computational procedures was checked by reproducing of the CVC diagram of the traditional double-barrier AlGaAs heterostructure [12] (not shown).

In each block B(A) of a quasiperiodic superlattice consisted of a barrier with the thickness of 2 monolayers, followed by the potential well with the thickness of 16 (32) monolayers (the band diagram is shown in the middle of fig. 2). The heights V of the potential barriers (in eV) and the effective mass M (in units of mass of the free electron) were calculated from the expressions $V = 1,11x - 0,93x^2 + 0,85x^3$ and M = 0,067 + 0,083x, where x — the proportion of aluminum in the Al_rGa_{1-r}As-layer. This proportion was x = 0,15, which gave the height of the potential barrier of 0,15 eVfor the conduction electrons. In the outer n+GaAs-layers, the Fermi energy was assumed equal to 0,069 eV, and the effective mass M = 0.067. The contact potential difference of 0,1 eV between the outer n+GaAs-layers and middle undoped i-AlGaAs-layers was added to the potential profile of the barriers and the wells. The temperature was taken as 300 K.

Fig. 3 shows the current-voltage characteristics of the nonlinear elements of the cellular nonlinear network based on the curly superlattices $F_{11}^0(1) =$ = ABBABABBABBA and $F_{11}^8(1) =$ = ABBABABBABBABBABBBBBBBB in comparison to the reference cubic current-voltage characteristic of the nonlinear element of the cellular nonlinear network.

Reference CVC has a symmetric falling section with the same positive and negative branches and serves to compare the rest of the CVCs. The CVCs are norming so that they have the same maximum current I = 10 mA, and the left and right growing branches cross with the zero at the voltages $V_{nk} = 0$ and 1 V, respectively. In the microelectronic implementation of a network, such zero shift on CVC is achieved by addition of an appropriate permanent sources of current and voltage to the all cells.

Parallel transformation of images using non-linear network

A nonlinear network in the form of a flat lattice of FitzHugh-Nagumo neurons was observed [6]. This lattice models the two-dimensional excitable environment. The spread of excitation in such environment is described by a system of kinetic equations, which is reduced to one diffusion-reaction equation after the assumption of the absence of slow inhibitor [13]

$$\frac{\partial V(r,t)}{\partial t} = D_V \Delta V + F_R(V).$$
(2)

Here V — the variable, describing the excited state of the environment at the point r at time t; D_V — diffusion coefficient for the spreading of excitation; Δ laplacian, $F_R(V)$ — the rate of the autocatalytic growth of excitation.

To parallely convert a signal using such an environment, it is set as the spatial distribution of excitation $V(r, t_0)$ at some initial moment of time t_0 . Next, the environment evolves according to the equation (2), and after some time we obtain converted signal as the new spatial distribution $V(r, t_0)$. If the desired transformation consists in the cleaning of the distribution $V(r, t_0)$ from the high-frequency spatial noise, then this in (2) can be done by the diffusion member of sum $F_D = D_V \Delta V$. However, it reduces not only the amplitude of the harmful noise, but also reduces the amplitude of the useful low-frequency components of the signal. The reaction member of sum F_R serves to counteract this (fig. 4).

Diffusion term of sum F_D reduces the height of the hills and the depth of the wells in the relief of the useful low-frequency component of the signal. In order to prevent this, the reaction term of sum F_R should shift down the wells, and shift up the hills. This explains why the relationship $F_R(V)$ should be S-shaped.

In the microelectronic implementation such two-dimensional diffusion-reaction environment can be approximately realized by means of a flat nonlinear network. The nodes of this network contain the cells containing resistors, capacitors and nonlinear resistances [14] (fig. 1). In this implementation, the equation (2) becomes as

$$\frac{dV_{n,k}}{dt} = \frac{V_{n-1,k} - 2V_{n,k} + V_{n+1,k}}{\tau} + \frac{V_{n,k-1} - 2V_{n,k} + V_{n,k+1}}{\tau} - \frac{I(V_{n,k})}{C}.$$
 (3)

Here, $V_{n,k}$ — the voltage in (n, k)-node of the network, $\tau = RC$ — time constant of the identical *RC*chains connecting the neighboring nodes. The chains consisted of resistance R = 10 ohms and capacitance C = 10 pF, which gave the characteristic time of image transformation of T = 100 ps. In solving of the system (3), the value of current I(V) through a non-linear element at each step of the temporal evolution was calculated using the cubic approximation of the theoretically-derived CVC consisted of 1000 points. The first two terms of sun act in (3) the role of diffusion term of sum F_D of equation (2), and the role of reactive term of sum F_R acts the last term, i.e. CVC of the nonlinear element with the negative sign. Thus, to prevent the smoothing of the useful signal, the current-voltage characteristic of the nonlinear element of the network must be N-shaped.

At implementation [15] of such a network in the matrix photoconverter, the image is shared on N_x pixels horizontally and N_v pixels vertically. The network node is located under each point. Take over, that the initial voltage $V_{n,k}$ in volts per unit cell (n, k) is equal to the intensity of the light, got to this point, and can range from 0 (black) to 1 (white). After the initial light-striking, the network disconnects from the photodetector and the voltage $V_{n,k}$ at each node varies with the time t due to presence of the capacitance and the nonlinear element within cells of the network, and also de to the resistive connection of each cell with its nearest neighbors. After the characteristic time, determined by the parameters of the network, each node in the network can be connected to the appropriate node of the lightemitting matrix for acquisition of the transformed image. The details of image transformation using such networks are described in [14].

In the paper, $N_x = 64$ points horizontally and $N_y = 64$ points vertically were accepted. The used technique was the same as in [14]. The system $N = N_x \cdot N_y = 4056$ of the ordinary differential equations (3) with the use of algorithm "ode15s" of the MATLAB package was solved to find the dependence $V_{n,k}(t)$. The smoothness of the image was assumed for the boundary cells, i.e. continuity of the spatial derivative of the voltage in each cell of the image border. For example, in (3), $V_{0k} = 2V_{1k} - V_{2k}$ was supposed for the cells of the first row. The voltage with indices 0 and $N_y(N_x) + 1$ in the cells of the first and the last row was calculated similarly (the first and the last column).

The Gaussian noise in the form of a random sample of N-numbers with a normal distribution with zero middle and mean-root-square deviation of 0,1 was added to the reference image. The purpose of image transformation is getting the image close to the reference. The relative standard deviation D was taken as the measure of the difference of the transformed image to the reference image, calculated as the ratio |V - W|/|W|of modules of the vectors. Here V — the vector of the transformed image, W – the vector of the reference image, $\|$ — the sign of its module. The components of the vector V of the image are the voltage V_{nk} in the nodes of the network. The images were compared in 10 consecutive timepoints in the range of 0-2 in the units of $\tau = RC$. Normally, the accuracy of transformation D for the investigated CVC firstly decreases and then increases in the time interval of about of 100 ps.

Action of nonlinear network based on quasiperiodic superlattices

The existence of a lot of peaks on the CVC of quasiperiodic superlattices can lead to the presence of several stable equilibrium states of the network's cell.

This multistability is important for all of the processes occurring in the nonlinear networks. In particular, the advantages of the multi-peak CVCs for image processing via cellular nonlinear networks is described in [15]. In that work, the multi-peak CVC were obtained by several operational amplifiers and analog multipliers. In our case, CVC with several good observable peaks can be obtained using only one quasiperiodic superlattice. This opens the possibility of using of the parallel transformation of the multi-level signals such as gray-scale images by the characteristic times of the order of 10 ps.

Fig. 5 shows the course of the transformation of the original noisy image (fig. 5, b) using a typical nonlinear network based on the reference diode with a cubic CVC (fig. 3).

Deviation from the reference image (fig. 5, *a*) firstly decreases (figs. 5, *b*–*d*) due to smoothing of the noise, reaches a minimum (fig. 5, *e*) at the timepoint $t/\tau = 0,3$, and then increases (figs. 5, *b*–*d*) due to increase in the contrast.

Fig. 6 compares the time dependences of the meansquare deviation D of images obtained via cellular nonlinear networks based on the diode with the cubic CVC, the curly superlattices $F_{11}^0(1)$ and $F_{11}^8(1)$. The smallest deviations for all the structures are

The smallest deviations for all the structures are achieved in a time comparable with the characteristic time τ . For superlattice $F_{11}^0(1)$, the smallest deviation of the transformed image from the reference image is almost half smaller, as for the other structures.

Fig. 7 compares the transformed images having the smallest deviation from the reference image.

It can be seen that the improvement in the transformation of image (figs. 7, b-d) is associated with improvement of transformation of the image background. The network based on the reference diode makes the background grainy (fig. 7, b). The network based on the curly superlattice $F_{11}^8(1)$ significantly reduces the graininess of the background (fig. 7, c). The network based on the curly superlattice $F_{11}^0(1)$ almost completely eliminates the graininess of the background (fig. 7, d).

The falling section of CVC of the nonlinear element in the network's cell corresponds for transformation of the background image. Cubic CVC of conventional nonlinear element has the positive and the negative branches (fig. 3). The positive branch shifts the dark gray color of the image point to the black, and the negative branch shifts the light gray color of the image point to the white. At this transformation, the background points of the intermediate gray color turn into an unstable state. To improve the transformation, it is desirable to inhibit the shifting of the background's gray point into the extreme black and white states, or to shift them to some stable state of suitable gray color. The middle sections of CVC of the nonlinear elements on the base of curly superlattices meet these requirements (fig. 3). The negative CVC branch of the curly superlattice $F_{11}^8(1)$ has the wave-like character, and the positive branch has the monotonic character. Therefore, the transformation of a gray background of the image with the use of the superlattice $F_{11}^8(1)$ is better than with the use of the reference diode. The nonmonotonicity of CVC of the curly superlattice $F_{11}^0(1)$ is large the several positive and negative branches occur here. Crossing of their growing areas with the zero gives stable states of gray color. Therefore, the transformation of image's gray background using the superlattice $F_{11}^0(1)$ is better than with the superlattices $F_{11}^8(1)$, and much better than with the reference "cubic" diode.

The rest of the quasiperiodic superlattices in the composition of the nonlinear network's element behave similarly to the curly superlattices at image filtering. It all depends on the waviness of the falling section of CVC and on the scope of waviness. CVC of the Fibonacci superlattice $S_7 = BABBABABBABBA (fig. 2)$ and CVC of the curly superlattice $F_1^1(6) = ABBABABBBABABB$ (not shown) have low waviness in the falling section, so $behave similarly to the curly superlattice <math>F_{11}^8(1)$. The waviness of CVC of the Fibonacci superlattice $S_8 =$ = BABBABABBABBABBABBABBAB (not shown) increases, but does not reach the waviness of the superlattice $F_{11}^0(1)$. Therefore, the superlattices S_8 by an image filtering quality is between the superlattice $F_{11}^8(1)$ and the superlattices $F_{11}^0(1)$.

The advantages of the quasiperiodic superlattices associated with the multistability, will appear with high probability in neural networks and in all of nonlinear dynamic systems. This follows from the equivalence of the cell of the nonlinear network discussed above to the overdamped oscillator in potential, which shape depends on the CVC shape of the nonlinear element [15]. Transition from the conventional heterostructures of RTD type, having an N-shaped CVC, to the quasiperiodic superlattices is equivalent to the transition from a dynamical system with double-well potential to the system with a multi-well potential. Therefore, the use of the quasiperiodic superlattices lead to the discovery of new phenomena in the field of non-linear systems. For example, it is interesting to investigate the propagation of solitons and spiral waves in diffusion-reaction environments based on the quasiperiodic superlattices, as well as the self-organization, including self-organized criticality and chaotic oscillations.

Conclusion

On the example of the Fibonacci and the curly AlGaAs superlattices it was shown, that the quasiperiodic semiconductor superlattices are promising as nonlinear elements of FitzHugh-Nagumo neural-like networks. The waviness of the falling branch of CVC can lead to formation of the new equilibrium states in the phase space of the network. The resulting multistability positively affects on parallel transformation of the signals using the neural networks. In particular, the curly superlattice $F_{11}^0(1)$ within the non-linear element of network provides the mean-root-square deviation of the transformed image from the reference image almost twice less than traditional diodes with the cubic current-voltage characteristic. Therefore, the quasiperiodic superlattices are promising for use in nonlinear data-measuring and control systems, as well as for the simulation of the nervous system. The multistability of the network's cells based on quasiperiodic AlGaAs superlattices promises the discovery of new interesting phenomena in the nanosystems technique based on non-linear dynamical systems.

The study was made with financial support from the Russian Foundation for Basic Research within the scientific project number 15-08-00005-a.

References

1. Macia E. Aperiodic structures in condensed matter: fundamentals and applications. New York: CRC Press, 2009. 443 p.

2. **Macia E.** Exploiting aperiodic designs in nanophotonic devices. *Reports on Progress in Physics.* 2012. V. 75, N. 036502. P. 1–42.

3. **Phonon-polaritons** in quasiperiodic piezoelectric superlattices / X. Zhang, Y. Lu, Y. Zhu et al. *Applied Physics Letters*. 2004. V. 85. N. 16. P. 3531–3533.

4. Anomalous magnetoresistance in Fibonacci multilayers / L. D. Machado, C. G. Bezerra, M. A. Correa et al. *Physical Review B*. 2012. V. 85. P. 224416-1–224416-5. 5. Malyshev K. V. THz laser based on quasi-periodic

5. **Malyshev K. V.** THz laser based on quasi-periodic AlGaAs-superlattices. *Quantum Electronics*. 2013. V. 43, N. 6. P. 503–508.

6. Fuchs A. Nonlinear dynamics in complex systems: Theory and applications for the life-, neuro- and natural sciences. New York: Springer, 2013. 236 p.

7. **Simplicial** RTD-based cellular nonlinear networks / P. Julian, R. Dogaru, M. Itoh et al. *IEEE Transactions on Circuits and Systems* — *I: Fundamental Theory and Applications*. 2003. V. 50, N. 4. P. 500–509.

8. Malyshev K. V., Chernyshev S. L. Resonance tunneling in figurate AlGaAs semiconductor superlattices. *Measurement Techniques*. 2011. V. 54, N. 5. P. 496–501.

9. **Koshy T.** *Fibonacci and Lucas numbers with applications.* New York: John Wiley & Sons. 2001. 652 p.

10. **Tsu R.** Superlattice to nanoelectronics. Amsterdam: Elsevier. 2005. 325 p.

11. **Cassan E.** On the reduction of direct tunneling leakage through ultrathin gate oxides by a one-dimensional Schrodinger-Poisson solver. *Journal of Applied Physics.* 2000. V. 87, N. 11. P. 7931–7939.

12. **The design** of GaAs/AlAs resonant tunneling diodes with peak current densities over 2×10^5 A cm⁻² / E. Wolak, E. Ozbay, B. G. Park et al. *Journal of Applied Physics*. 1991. V. 69, N. 5. P. 3345–3350.

13. Cai M., Pan J. and Zhang H. Electric-field-sustained spiral waves in subexcitable media. *Physical Review E*. 2012. V. 86, N. 1. P. 016208-1-016208-5.

14. Nonlinear systems for image processing / S. Morfu, P. Marquie, B. Nofiele, D. Ginhac. *Advances in Imaging and Electron Physics*. 2008. V. 152. P. 79–151.

15. Morfu S., Nofiele B., Marquie P. On the use of multistability for image processing. *Physics Letters A*. 2007. V. 367, N. 3. P. 192–198.

УДК 621.039.8

В. А. Чернов¹, канд. физ.-мат. наук, доцент, вед. науч. сотр., e-mail: vac.lnfi@ippe.ru; **В. А. Степанов**², д-р. физ.-мат. наук, зав. каф., e-mail: stepanov@iate.obninsk.ru,

Н. В. Прудников³, д-р техн. наук, проф., директор, e-mail: mzairan@ipiran.ru,

Г. И. Сигейкин³, д-р хим. наук, науч. советник МЦАИ РАН, e-mail: mzai2@ipiran.ru,

Е. А. Леонова³, ст. науч. сотр., e-mail: mzairan@ipiran.ru

¹ ФГУП " ГНЦ РФ — Физико-энергетический ин-т имени А. И. Лейпунского", г. Обнинск;

² Обнинский институт атомной энергетики. Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ" (ИАТЭ НИЯУ МИФИ), г. Обнинск;

³ ФГБУН Межведомственный центр аналитических исследований в области физики, химии и биологии при Президиуме Российской академии наук (МЦАИ РАН), г. Москва.

РАЗРАБОТКИ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ЭНЕРГИИ ВТОРИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ДЛЯ СОЗДАНИЯ МИНИАТЮРНЫХ ИСТОЧНИКОВ ТОКА ПОСТОЯННОЙ ГОТОВНОСТИ

Поступила в редакцию 05.11.2014

Рассматривается разработка наноструктурированных преобразователей энергии вторичных электронов для создания миниатюрных источников тока постоянной готовности. В качестве преобразователя энергии предложены наноструктуры металл—диэлектрик—металл (МДМ-структуры) с характерной толщиной слоев 10 нм, преобразующие энергию радиоактивных изотопов в электрическую энергию посредством вторичных электронов.

Ключевые слова: миниатюрные источники тока, прямое преобразование энергии, структуры металл—диэлектрик металл, наноструктурированные преобразователи энергии, вторичные электроны

Введение

В перечне критических технологий федерального уровня микроэлектронная технология как основа развития микросистемной техники включена в список приоритетных направлений развития науки и техники на 2005-2015 годы [1]. Общая микроминиатюризация в связи с развитием нанотехнологии приведет к резкому снижению потребления энергии (от ваттных потребляемых мощностей энергии к милливаттным).

Интенсивное развитие микросистемной техники и последние достижения в области нанотехнологий позволят в ближайшее время создать целый ряд миниатюрных устройств различного целевого назначения с большим спектром практического применения (сенсорные микросистемы, микромеханические системы различного рода, миниатюрные имплантируемые биостимуляторы и др.).

Важной составляющей таких миниатюрных устройств является источник тока, отвечающий предъявляемым требованиям в части КПД, массогабаритных размеров, мощности, энергетической емкости и т. п. Этим требованиям, на наш взгляд, наиболее полно отвечает источник, основанный на прямом преобразовании ядерной энергии в электрическую.

В основе действия таких источников тока постоянной готовности на тонкопленочных сверхмногослойных наноструктурированных преобразователях энергии на вторичных электронах (далее источник тока на вторичных электронах) лежит

принцип прямого преобразования ядерной энергии в электрическую [2]. Принцип прямого преобразования состоит в том, что кинетическая энергия первичных заряженных частиц (осколков деления, альфа- и бета-частиц), возникших в результате ядерных реакций, посредством ионизации материалов преобразователя энергии переходит в кинетическую энергию вторичных заряженных частиц (электронов, ионов), которые создают электрический ток. В качестве преобразователя энергии предложены наноструктуры металл-диэлектрикметалл (МДМ-структуры) с характерной толщиной слоев 10 нм (100 Å) [2]. Принцип преобразования энергии в МДМ-структурах основан на разном выходе вторичных электронов из тяжелых и легких металлов при облучении их первичными тяжелыми заряженными частицами (альфа-частицами, бета-частицами, осколками деления), выходящими из тонкого слоя делящегося вещества. Металлический слой с большим выходом вторичных электронов является эмиттером, металлический слой с меньшим выходом вторичных электронов - коллектором. Между эмиттером и коллектором располагается твердый диэлектрик. Эмиттер и коллектор подключают к сопротивлению нагрузки, образуя замкнутую электрическую цепь [2].

В материале эмиттера произведение потерь энергии частиц dE/dx на длину неупругого рассеяния вторичных электронов в эмиттере должно значительно превышать эту величину в коллекторе. Толщину эмиттера следует выбирать равной порядку глубины выхода вторичных электронов (для металлов ~100 Å), что обеспечивает максимальный выход электронов. Для коллектора толщина должна быть порядка 3...5 длин неупругого взаимодействия электронов в материале коллектора, при этом достигается близкий к 100 % сбор вторичных электронов, приходящих на коллектор.

Ранее авторами были изготовлены наноструктуры для прямого преобразования ядерной энергии в электрическую, исследованы их свойства и оптимизирован состав и размеры источников тока, основанных на прямом преобразовании ядерной энергии в электрическую с использованием эмиссии вторичных электронов [2, 3].

В данной работе рассмотрены электрические характеристики четырех различных макетов источников тока на вторичных электронах с использованием в качестве первичных заряженных частиц осколков деления, альфа- и бета-частиц, ионов гелия и аргона, быстрых электронов и ионов как продуктов взаимодействия реакторного излучения с веществом. Изготовленные макеты позволили также исследовать влияние геометрических характеристик МДМ-структур на их эффективность в качестве источников тока.

Планарная МДМ-структура с ураном-235

Макет этого типа предназначен для исследований характеристик МДМ-структур при облучении осколками деления урана-235 в качестве первичных заряженных частиц.

Макет включает в себя: два слоя урана-235, нанесенные по обе стороны алюминиевой подложки, две МДМ-структуры W—Al₂O₃—Al с толщиной слоев 10, 100, 10 нм, изоляторы из слюды толщиной 50 мкм и электрические контакты. При облучении макета потоком нейтронов в канале физического стенда в слое урана-235 образуются осколки деления. Толщина каждого слоя урана-235 составляет около 1 мкм, что значительно меньше пробега осколков деления в уране. В качестве устройства вывода тока используется медная фольга. Схема макета приведена на рис. 1.

Результаты измерений электрических характеристик макета первого типа подробно изложены в работах [2—4]. Эксперименты показали, что ток электронов в МДМ-структуре направлен от слоя W к слою Al, т. е. от тяжелого металла к легкому, сопротивление МДМ-структуры составляет ~ $2 \cdot 10^8$ Ом, а потоку осколков деления на МДМ-структуру $6.5 \cdot 10^6$ оск/с соответствует ток в МДМ-структуре 0,15 нА.

В качестве эмиттера предпочтительно использовать тяжелый металл, например вольфрам. Напыление слоев вольфрама требует высоких температур, и при этом в слоях Al_2O_3 могут образовы-



Puc. 1. Схема макета первого типа Fig. 1. Circuit of the model of the first type

ваться проводящие нестехиометричные по кислороду фазы, снижающие электросопротивление. Кроме этого, вольфрам подвержен интенсивному окислению. Поэтому его использование для изготовления МДМ-структур с оксидным диэлектриком нецелесообразно. Как показали проведенные испытания, более подходящим вариантом является использование в качестве эмиттера инертных или благородных металлов (золото, платина), которые не подвержены коррозии.

Планарная МДМ-структура с америцием-241

Макет второго типа включает в себя МДМ-структуру, медные контакты, диэлектрик из слюды, источник альфа-частиц в качестве первичных заряженных частиц (рис. 2). МДМ-структура представляет собой слои Al—Al₂O₃—NiCr толщиной 30, 100, 20 нм и 30, 20, 10 нм. Использовали следующие способы напыления отдельных слоев:

- Al резистивное испарение (материал в виде прутков);
- Al₂O₃ электронно-лучевое испарение;
- NiCr резистивное испарение из вольфрамовой лодочки.

Источник альфа-частиц с энергией 5,49 МэВ представляет собой слой изотопа америций-241 высокой степени радионуклидной чистоты на тонкой подложке из стали диаметром 32 мм. Корпус выполнен из текстолита толщиной 1 мм. Слои



Рис. 2. Схема макета второго типа Fig. 2. Circuit of the model of the second type

²⁴¹Ат наносили в виде азотнокислых растворов на подложки (мишени) из коррозионно-стойкой стали марки 12X18H10T (диаметр 32 мм, толщина 0,2 мм, высота бортика ~1,5 мм) и высушивали под термолампой, не допуская кипения. Для повышения однородности толщины наносимого слоя в состав раствора вводился испаряемый компонент, обладающий большой вязкостью (глицерин). Активность слоев ²⁴¹Ат и энергетический спектр альфа-частиц измеряли с использованием альфаспектрометра. В ходе работ были изготовлены несколько слоев активностью от 10⁶ до 10⁸ Бк.

Установлено, что материал подложки не влияет на форму спектра альфа-частиц, а следовательно, и на качество слоя. Слои нитрата америция, приготовленные на основе азотнокислого раствора, обладают существенно большей неоднородностью по сравнению со слоем, приготовленным на основе того же раствора, но с добавлением глицерина. Предельная поверхностная активность слоя оценена в 7 МБк/мм².

Для измерений индуцированного в МДМ-структуре тока использовали прибор LSR Tester и пикоамперметр A2-4 с наименьшим пределом измерения 10^{-15} А. Ток в МДМ-структурах между слоями Al и NiCr при использовании тонкослойного источника Am-241 активностью $5 \cdot 10^6$ и $7 \cdot 10^7$ Бк составил 0,10 и 0,15 пА соответственно.

Планарная МДМ-структура для внешнего облучения

Макет третьего типа предназначен для облучения ионами гелия, аргона и др. в качестве первичных заряженных частиц на ускорителе ионов. Макет, внешний вид которого показан на рис. 3, включает в себя основание из текстолита, МДМ-структуру, токовыводы и охранный электрод для компенсации поверхностных токов утечки между эмиттером и коллектором. В качестве материала эмиттера выбран сплав нихром (рис. 4), который слабо подвержен коррозии. Был изготовлен ряд МДМ-структур с разной толщиной эмиттера (NiCr 10...200 нм), диэлектрика (Al₂O₃ 10...100 нм) и коллектора (Al 10...30 нм). Подложкой для напыления слоев служило стекло.

Для облучения использовались газовые ионы Ar⁺, He⁺ с энергией до 40 кэВ (ускоритель "Вита", ИАТЭ НИЯУ МИФИ). Схема облучения МДМструктур и измерительного контура на базе вольтметра Щ-300 представлена на рис. 5. Для контролирования и измерения тока на образце использовалась сетка из коррозионно-стойкой стали, расположенная на пути ионов. Для предотвращения токов утечки использовали охранное кольцо.

Было обнаружено, что в процессе облучения значения индуцированного тока меняются в те-



Рис. 3. Схема макета третьего типа *Fig. 3. Circuit of the model of the third type*



Рис. 4. Схема МДМ-структуры Al—Al₂O₃—NiCr *Fig. 4. Circuit of MDM-structure of Al—Al₂O₃—NiCr*



Рис. 5. Схема облучения ионами и измерения тока МДМ-структуры Fig. 5. Circuit of irradiation by ions and measurement of current of the MDM-structure

Таблица 1 *Table 1*

Результаты исследований МДМ-структур Al-Al₂O₃-NiCr в условиях ионного облучения Research of the MDM-structures of Al-Al₂O₃-NiCr during an ion irradiation

Образец		Параметры облучен Irradiation paramete	Ток в МДМ-струк- туре (начало/конец)	Электросопротивле- ния (до/после	
Samples	Ионы, энергия Ions, energy	Ток <i>Current, ion/cm²s</i>	Доза Dose, ion/cm ²	structure (begin- ning/end)	Солучения) Electric resistance (before/after irradiation)
NiCr (20 nm)—Al ₂ O ₃ (100 nm)—Al (30 nm) NiCr (20 nm)—Al ₂ O ₃ (100 nm)—Al (30 nm) NiCr (10 nm)—Al ₂ O ₃ (20 nm)—Al (30 nm)	He ⁺ , 30 keV Ar ⁺ , 30 keV He ⁺ , 30 keV	$8 \cdot 10^{12}$ 3,0 \cdot 10^{13} 4,2 \cdot 10^{12}	$1,4 \cdot 10^{16}$ $9,0 \cdot 10^{16}$ $7,5 \cdot 10^{14}$	7 nA/80 nA 4060 nA/1300 nA 10 nA/< 20 nA, нестабильность (instability)	315 Ω/460 Ω 2,4 kΩ/200 Ω 2,4,,,2,7 kΩ/ 600800 Ω

чение 15...20 мин, затем выходят на постоянное значение. В табл. 1 сведены результаты испытаний МДМ-структур Al—Al₂O₃—NiCr при облучении ионами гелия и аргона. Отмечена серьезная деградация образцов при извлечении образцов из камеры ускорителя на воздух.

Коаксиальная МДМ-структура для внешнего облучения

Макет четвертого типа представляет собой протяженную до 3 м МДМ-структуру в виде коаксиального кабеля с минеральной изоляцией (МИ) и токовыводами (рис. 6). В качестве металлов используются никель и коррозионно-стойкая сталь. Диаметр протяженной МДМ-структуры составляет 1,5...3,0 мм.

Испытания коаксиальной МДМ-структуры проводили в условиях импульсного реакторного облучения с мощностями дозы в максимуме импульса до 10^5 Гр/с на реакторе БАРС-6 (ГНЦ РФФЭИ). Для изучения быстропротекающих радиационно-индуцированных электрофизических явлений в МИ-кабелях в процессе облучения на реакторе БАРС-6 разработана система регистрации и сбора данных, включающая усилитель-анализатор NL2206, многоканальный АЦП L1211 фирмы L-card [5]. Система обеспечивала регистрацию с временным разрешением до 150 нс. Диапазон электрического напряжения, регистрируемого АЦП, составлял ±2,5 В с шагом 1 мВ.



Fig. 6. Coaxial MDM-structure

В процессе облучения мощность поглощенной дозы (за счет упругих столкновений нейтронов (62%), поглощенных нейтронов (7%) и гамма-фотонов (первичных и вторичных) — (31%)) в максимуме импульса длительностью ~80 мкс составляла $9 \cdot 10^4$ Гр/с (9 Гр, $4 \cdot 10^{12}$ н/см² за импульс) и 2,2 · 10⁴ Гр/с (2,2 Гр, $1 \cdot 10^{12}$ н/см² за импульс) соответственно. По результатам измерений был проведен расчет временных зависимостей перетекающего между жилой и оболочкой заряда по формуле

$$Q(t) = \int_{0}^{t} \frac{U(t)}{R} dt.$$
 (1)

На рис. 7 представлены результаты измерений разности потенциалов на сопротивлении нагрузки *R* и мощности поглощенной дозы *I* в условиях штатного импульса реактора.

Механизм положительного заряжения жилы относительно оболочки связан с увеличением концентрации подвижных носителей тока в диэлектрике и уменьшением избыточного отрицательного заряда в приповерхностных слоях керамики [5]. Отрицательное заряжение связано с быстрым процессом. Таким процессом является избыточная эмиссия электронов из металла под действием реакторного облучения. В результате различия площади контакта металл—диэлектрик для жилы и оболочки кабеля на жиле возникает избыточный по отношению к оболочке отрицательный заряд. Если ρ_S — поверхностная плотность электрического заряда на контакте сталь—керамика, то величина избыточного заряда на единицу длины жилы определяется выражением

$$\frac{Q}{L} = \pi (d_2 \rho_S - d_1 \rho_S),$$

где *d*₁ и *d*₂ — диаметры жилы и оболочки.

Оказалось, что значения плотности разделенного электрического заряда в МИ-кабелях металл изолятор (МИ-кабелях) в условиях импульсного реакторного облучения с мощностью поглощенной дозы $2,2 \cdot 10^4$ Гр/с находятся в интервалах $(0,5...1,5) \cdot 10^{-10}$ Кл/м. Сравнение полученных ре-



Рис. 7. Мощность поглощенной дозы I, падение напряжения U на сопротивлении нагрузки (40 кОм) и избыточный электрический заряд Q жилы относительно оболочки МИ-кабеля (1) в условиях штатного импульса реактора

Fig. 7. Power of the adsorbed dose I, voltage drop U on the load resistance (40 k Ω) and the surplus electric charge Q of the thread in relation to Mi-cable cover (1) in the conditions of a regular reactor pulse

зультатов для кабелей диаметром 1,5 и 2 мм с одной стороны и диаметром 3 мм — с другой стороны, показывает, что значения разделенного электрического заряда и электрического потенциала между жилой и оболочкой в МИ-кабелях большего диаметра в 2...3 раза больше. В кабелях с жилой из коррозионно-стойкой стали разделенный заряд и разность потенциалов между жилой и оболочкой в сравнении с кабелями с жилой из никеля больше в ~2 раза.

Оценка для поверхностной плотности электрического заряда на контакте никель—керамика и сталь—керамика составляет $\rho_{\rm Ni} = (6...8) \cdot 10^{-8} \, {\rm Kn/m^2}$, $\rho_S = (1...3) \cdot 10^{-8} \, {\rm Kn/m^2}$. Большая в сравнении со сталью плотность заряда на никеле связана с меньшей работой выхода электронов из никеля в контакте с MgO-керамикой.

Заключение

Важной характеристикой МДМ-структуры как источника тока является конверсионная эффек-

тивность — число носителей тока на одну поглощенную системой частицу радиационного потока. Эта величина, по сути, является КПД системы и позволяет определять абсолютные величины тока и мощности МДМ-структур в зависимости от геометрии исполнения и используемых материалов. Результаты проведенных измерений и рассчитанные конверсионные эффективности МДМструктур сведены в табл. 2.

Основными выводами проведенных исследований являются следующие.

1. Разработана конструкция и схемотехнические решения по созданию миниатюрных источников тока на основе преобразователей энергии на вторичных электронах. Изготовлены макетные образцы плоских и коаксиальных МДМ-структур (W—Al₂O₃—

Al, Al—Al₂O₃—NiCr, Fe(Ni, Cr)—MgO), позволяющие исследовать преобразователи энергии и источники тока на вторичных электронах с использованием первичных заряженных частиц различных типов (ионы гелия и аргона, альфа-частицы, осколки деления, электроны и ионы как продукты взаимодействия реакторного излучения с веществом).

2. Экспериментально показано, что конверсионная эффективность в планарных и коаксиальных структурах достигает $3 \cdot 10^{-2}$. Важным является геометрический фактор — соотношение толщин в МДМ-структуре и проективного пробега ионов.

3. Экспериментально показано, что радиационная деградация планарных МДМ-структур наступает уже при дозах ~ 10^{14} ион/см², что исключает длительное (более $10^7...10^8$ с) их использование.

4. Для создания миниатюрных источников тока на основе преобразователей энергии на вторичных электронах актуальными остаются задачи по дальнейшей отработке технологии изготовления мно-

> Таблица 2 *Table 2*

Результаты измерений и	конверсионная	я эффективность	МДМ-структур
Results of measurements	and conversion	efficiency of the M	IDM-structures

МДМ-структура MDM-structures	Облучение Irradiation			Ток	Конверсионная эффективность
	Частицы, энергия Particles, energy	Поток <i>Flow</i>	Доза Dose	Current	Conversion efficiency
Слои (<i>layers of</i>) NiCr(20 nm)— Al ₂ O ₂ (100 nm)—Al (30 nm) \times 3 cm ²	Ионы <i>(ions of)</i> $He^+(\alpha)$, 30 keV	$8 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{c}^{-1}$	$1,4 \cdot 10^{16}$ cm $^{-2}$	780 nA	$5 \cdot 10^{-4} \dots 7 \cdot 10^{-3}$
Слои (<i>layers of</i>) NiCr(20 nm)— Al ₂ O ₂ (100 nm)—Al (30 nm) \times 3 cm ²	Ионы <i>(ions of)</i> Ar ⁺ , 30 keV	$3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{c}^{-1}$	$9,0 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$	0,041,3 μA	$10^{-3}3 \cdot 10^{-2}$
Слои (<i>layers of</i>) NiCr(20 nm)— Al ₂ O ₂ (100 nm)—Al(30 nm) \times 10 cm ²	Ионы <i>(ions of)</i> He ⁺ (α), 5.6 MeV	$3 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{c}^{-1}$	_	0,02 pA	$1,5 \cdot 10^{-2}$
Коаксиальный кабель (<i>coaxial cable</i>) (Fe,Ni)—MgO $d = 1,53$ мм × 2 м	$n, \gamma, \sim 1 \text{ MeV}$	$2,2 \cdot 10^4 \text{ Gy/s} (1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1})$	$2 \text{ Gy} (1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2})$	20 µA	10 ⁻²

гослойных наноструктур, обладающих достаточной временной и радиационной стойкостью.

Проведенные исследования поддержаны Программой фундаментальных исследований Президента РАН.

Список литературы

1. Нано- и микросистемная техника. От исследований к разработкам / Под ред. П. П. Мальцева. М.: Техносфера. 2005. 590 c.

2. Ануфриенко В. Б., Сигейкин Г. И., Чернов В. А. и др. Использование сверхмногослойных (СМС) наноструктур для прямого преобразования ядерной энергии в электрическую // Нано- и микросистемная техника. 2008. № 8. C. 30–38.

3. Чернов В. А., Палагушкин А. Н., Прудников Н. В. и др. Изготовление и исследование свойств наноструктур для прямого преобразования ядерной энергии в электрическую с использованием эмиссии вторичных электронов // Нано- и микросистемная техника. 2010. № 11. С. 2-9.

4. Чернов В. А., Жданов Г. С., Митерев А. М. и др. Оптимизация состава и размеров источников тока, основанных на прямом преобразовании ядерной энергии в электрическую с использованием эмиссии вторичных электронов // Нано- и микросистемная техника. 2011. № 8. С. 21-26.

5. Плаксин О. А., Степанов В. А., Чернов В. М. и др. Исследование влияния мощности дозы и температуры на радиационно-индуцированное разделение заряда в кабелях с минеральной изоляцией в условиях импульсного реакторного облучения // Приборы и техника эксперимента. 2004. № 2. C. 32-34.

V. A. Chernov¹, PhD., Associate Professor, Leading Researcher, vac.lnfi@ippe.ru, V. A. Stepanov², D. Sc., Head of Department, stepanov@iate.obninsk.ru,

N. V. Prudnikov³, D. Sc., Professor, Director, mzairan@ipiran.ru,

G. I. Sigeikin³, D. Sc., Scientific Adviser, mzai2@ipiran.ru, E. A. Leonova³, Senior Researcher, mzairan@ipiran.ru ¹ Physics-Energy Institute named after A. I. Leipunovsky, Obninsk

² Obninsk Institute of Atomic Power Engineering, National Research Nuclear University MEPhI (Obninsk)

³ Inter-departmental Center for Analytical Research in the Field of Physics, Chemistry and Biology under the Presidium of RAS, Moscow

Nano-structured Converters of Energy Based on the Secondary Electrons for Diminutive Sources of Current with Constant Readiness

The work is dedicated to development of the nano-structured converters of energy based on secondary electrons for creation of diminutive sources of current with constant readiness. As a converter of energy it was offered to use the metal-dielectric-metal nanostructures (MDM-structures) with characteristic layers of 10 nm thickness transforming the energy of the radioactive isotopes into the electric energy by means of the secondary electrons.

Keywords: diminutive sources of current, direct transformation of energy, metal-dielectric-metal structure, nano-structured energy converters, secondary electrons

Introduction

Micro-electronic technology, the basis of microsystems, among other critical federal technologies was included in the priority directions of the development of science and technologies for the period of 2005-2015 [1]. Miniaturization caused by the development of nanotechnologies will lead to a sharp decrease in consumption of energy (from the watt power consumption levels up to the milliwatt ones).

An intensive development of the microsystem technologies and achievements in nanotechnologies will allow us to develop a number of tiny special-purpose devices with a wide range of applications (sensor microsystems, various micromechanical systems, tiny implanted biostimulators, etc.).

An important component of such devices is a source of current, meeting the requirements of the coefficient of efficiency, weight and dimensions, power, energy capacity, etc. These requirements, in our opinion, are most fully satisfied by a source based on a direct transformation of the nuclear energy into the electric energy.

At the heart of operation of such current sources of constant readiness on thin-film supermultilayered nanostructured energy converters on secondary electrons (the current source is the secondary electrons) lays a direct transformation of the nuclear energy into the electric energy [2], which works as

follows: the kinetic energy of the primary charged particles (fission fragments, alpha- and beta particles) appearing from nuclear reactions by means of ionization of the materials of an energy converter is transformed into the kinetic energy of the secondary charged particles (electrons, ions), generating an electric current. Metal-dielectric-metal nanostructures (MDM-structures) with 10 nm (100 Å) thick layers were offered as the energy converter [2]. Energy transformation in MDM-structures is based on a different output of the secondary electrons from heavy and light metals during their irradiation by the primary heavy charged particles – alpha- or beta particles, the fission fragments coming from a thin laver of the fissile material. The metal layer with a big output of the secondary electrons is an emitter, and the metal layer with a smaller output of the secondary electrons is a collector. Between them there is a solid dielectric. The emitter and the collector are connected to a load resistance, forming a closed electric circuit [2].

In the emitter the product of the energy losses of particles dE/dx by the length of nonelastic scattering of the secondary electrons should exceed considerably this value in the collector. The emitter's thickness should be selected as equal to the depth of the output of the secondary electrons (for metals ~100 Å), which would ensure a maximal output of the electrons. The collector's thickness should be roughly of 3...5 lengths of a nonelastic interaction of electrons in its material. As a result,

a level of collection of the secondary electrons coming to the collector close to 100 % is achieved.

Earlier the authors manufactured and investigated the properties of the nanostructures for a direct transformation of a nuclear energy into the electric energy, and the structure and the sizes of the current sources based on a direct transformation of a nuclear energy into electric one with the use of emission of the secondary electrons were optimized [2, 3].

In their work the authors analyzed the electric characteristics of four various models of the current sources on the secondary electrons with the use (as the primary charged particles) of the fission fragments, alpha- and beta particles, ions of helium and argon, fast electrons and ions, as the products interaction of a reactor radiation with a substance. The models also allowed them to investigate the influence of the geometrical characteristics of the MDM-structures on their efficiency as the current sources.

Planar MDM-structure with uranium-235

A model of this type is intended for research of the MDMstructures during irradiation by the fission fragments of uranium-235 as the primary charged particles (fig. 1). The model includes: two layers of uranium-235 deposited on both sides of an aluminum substrate, two MDM-structures of W-Al₂O₃-Al with thickness of layers of 10, 100, 10 nm, insulators with thickness of 50 μ m and electric contacts. During its irradiation by a flow of neutrons fission fragments are formed in the stand channel of the uranium-235 layer. Thickness of each layer of uranium-235 is about 1 micron, which is considerably less than the run of the fission fragments in uranium. As a device for current output a copper foil is used.

The results of measurements of the electric characteristics of a model of the first type are presented in detail in [2–4]. Experiments showed, that the flow of electrons in the MDMstructure was directed from layer W to layer Al, i.e. from a heavy metal to a light one, resistance of the MDM-structure was equal to $\sim 2 \cdot 10^8 \Omega$, and the current in the MDM-structure of 0,15 nA corresponded to the flow of fission fragments into the MDM-structure of $6.5 \cdot 10^6$ fr/s.

As an emitter a heavy metal is preferable, for example, tungsten. Deposition of its layers demands high temperatures, at that, in Al_2O_3 layers nonstoichiometric by oxygen and reducing the electric resistance phases can be formed. Besides, tungsten is subjected to an intensive oxidation. Therefore its use for the MDM-structures with an oxide dielectric is inexpedient. As the tests demonstrated, it is more suitable to use as an emitter the inert or precious metals (gold, platinum), which are not subjected to corrosion.

Planar MDM-structure with americium-241

The model of the second type includes an MDM-structure, copper contacts, a mica dielectric, a source of alpha particles as the primary charged particles (fig. 2). The MDMstructure is comprised of the layers of $Al-Al_2O_3$ —NiCr with thickness of 30, 100, 20 nm and 30, 20, 10 nm.

The following methods of deposition of the layers were used:

- Al Resistive evaporation (a material in the form of rods).
- Al_2O_3 Electron-beam evaporation.
- NiCr Resistive evaporation from a tungsten boat.

The source of alpha particles with energy of 5,49 MeV was a layer of an isotope of americium-241 of a high degree of ra-

dio radionuclidic purity on a thin steel substrate with diameter of 32 mm. The case was made from a textolite with thickness of 1 mm. Layers of ²⁴¹Am were deposited in the form of nitrate solutions on the substrates from stainless steel 12X18H10T (diameter – 32 mm, thickness – 0,2 mm, height of a ledge – 1,5 mm) and it was dried up under a lamp without boiling. In order to improve the homogeneity of the deposited layer, a vaporable component of great viscosity (glycerine) was introduced into the solution. Activity of layers of ²⁴¹Am and the energy spectrum of the alpha particles were measured by an alpha-spectrometer. Several layers were made with activity from 10^6 up to 10^8 Bq.

It was established, that the substrate material did not influence the form of the spectrum of the alpha-particles and the layer quality. The layers of nitrate of americium on the basis of a nitrate solution, were characterized by a higher heterogeneity in comparison with a layer prepared on the basis of the same solution, but with addition of glycerine. The limiting surface activity of the layer was estimated as equal to 7 MBq/mm².

For measurements of the current induced in the MDMstructure the authors used LSR Tester and A2-4 picoamperemeter with the lowest limit of measurement of 10^{-15} A. If a thinfilm source of ²⁴¹Am with activity of $5 \cdot 10^6$ Bq and $7 \cdot 10^7$ Bq was used, the current in the MDM-structures between the layers of Al and NiCr equaled accordingly to 0,10 and 0,15 pA.

Planar MDM-structure for an external irradiation

The model of the third type was intended for an irradiation by ions of helium, argon, etc. as the primary charged particles on the accelerator of ions. The model presented in fig. 4 includes the base from textolite, MDM-structure, output electrodes and a safety electrode for compensation of the surface leak currents between the emitter and the collector. As an emitter material the nichrome alloy was selected, which was only slightly rust-prone. A number of MDM-structures were made with different thickness of the emitter (NiCr 10...200 nm), dielectric (Al₂O₃ 10...100 nm) and collector (Al 10...30 nm). As a substrate for deposition of the layers a glass was used. Appearance of the MDM-structure is shown in fig. 3.

For irradiation ions of Ar^+ , He^+ were used with energy up to 40 keV (Vita accelerator, MEPhI). The circuit of irradiation of the MDM-structures and measuring contour on the basis of SHCH-300 voltmeter is presented in fig. 5. For control and measurement of the current on the sample a grid from stainless steel was used, placed on the way of the ions. For prevention of current leaks a safety electrode was used.

It was discovered that under an irradiation the induced current varied during 15...20 min, then it acquired a constant value. Table 1 presents the results of the tests of the MDM-structures of $Al-Al_2O_3$ -NiCr irradiated by ions of helium and argon. A serious degradation of the samples was observed, when they were taken out of the accelerator chamber in the air.

Coaxial MDM-structure for an external irradiation

The model of the fourth type is an extended up to 3 m MDM-structure in the form of a coaxial cable with a mineral insulation and current outputs (fig. 6). The metals used were nickel and stainless steel. The diameter of the extended MDM-structure was 1,5...3,0 mm.

Tests of this structure were done during a pulsed reactor irradiation with the dose power in the pulse maximum of up to 10^5 Gr/s on BARS-6 reactor (GNTs RF FEI). For stu-

dying of the fast radiation-induced phenomena in Mi-cables under an irradiation the following devices were developed for data recording and collection, including amplifier-analyzer NL2206, multichannel ATsP L1211 from L-card Co. [5]. The system ensured recording with a resolution up to 150 ns. The range of the electric voltage recorded by ATsP was $\pm 2,5$ V with a step of 1 mV.

During the irradiation the power of the absorbed dose (due to the elastic collisions of the neutrons (62 %), the absorbed neutrons (7 %) and gamma-photons (primary and secondary) – (31 %)) in the maximum pulse with duration of ~80 µs was accordingly $9 \cdot 10^4$ Gy/s (9 Gy, $4 \cdot 10^{12}$ n/cm² per pulse) and 2,2 $\cdot 10^4$ Gy/s (2,2 Gy, $1 \cdot 10^{12}$ n/cm² per pulse), Calculation of the time dependences of a charge flowing between the thread and the cover was done under the following formula:

$$Q(t) = \int_{0}^{t} \frac{U(t)}{R} dt.$$
 (1)

Fig. 7 presents measurements of the potential U difference on the load resistance R and the power of the absorbed dose Iin the conditions of a regular pulse of the reactor.

The mechanism of a positive charge of the thread in relation to the cover is connected with an increase in concentration of the mobile current carriers in the dielectric and reduction of the surplus negative charge in the surface layers of ceramics [5]. Negative charging is due to a fast process. It is a surplus emission of electrons from metal under the influence of irradiation. As a result of the difference between the area of the metal-dielectric contact for the thread and the cover of the cable, a negative charge arises in the thread, surplus to the cover. If ρ_S is a surface density of the electric charge on the steel-ceramic contact, then the surplus charge per unit of the thread length is defined in the following way

$$\frac{Q}{L} = \pi (d_2 \rho_S - d_1 \rho_S),$$

where d_1 and d_2 are the diameters of the thread and the cover.

The density of the divided electric charge in MI-cables under pulse reactor irradiation with the power of the absorbed dose of $2,2 \cdot 10^4$ Gy/s was within the intervals of $(0,5...1,5 \cdot 10^{-10}$ Kl/m. Comparison of the results for cables with diameter of 1,5 and 2 mm and diameter of 3 mm demonstrated, that the values of the divided electric charge and the electric potential between the thread and the cover in MIcables of bigger diameter was 2...3 times more. In the cables with a thread from a stainless steel the divided charge and the difference of potentials between the thread and the cover in comparison with the cables with a thread from nickel was ~2 times more.

Estimation for the surface density of an electric charge on the nickel-ceramic and steel-ceramic contacts is $\rho_{\text{Ni}} =$ = (6...8) $\cdot 10^{-8}$ Kl/m², $\rho_S = (1...3) \cdot 10^{-8}$ Kl/m². The bigger density of the charge on nickel is due to a smaller work of the output of electrons from nickel in a contact with MgOceramics.

Conclusion

An important characteristic of an MDM-structure as a current source is the conversion efficiency — the number of current carriers per one absorbed particle of the radiating flow. This value is a coefficient of efficiency of the system and it allows us to define the absolute values of a current and power of the MDM-structures depending on the geometry of the design and materials. The results of measurements and the calculated conversion efficiency of the MDM-structures are presented in table 2.

The main conclusions from the research work are the following:

1. The design and circuit solutions were developed for creation of tiny current sources on the basis of the energy converters on secondary electrons. The model samples of flat and coaxial MDM-structures (W $-Al_2O_3-Al$, Al $-Al_2O_3-NiCr$, Fe(Ni, Cr)-MgO) allow us to investigate the converters of the energy and current sources on secondary electrons with the use of the primary charged various particles (ions of helium and argon, alpha particles, fission fragments, electrons and ions as interaction products of a reactor radiation with substance).

2. It was experimentally shown, that the conversion efficiency in the planar and coaxial structures reaches $3 \cdot 10^{-2}$. Of great importance is the geometrical factor — a correlation of the thicknesses in the MDM-structure and a projective run of ions.

3. It was experimentally demonstrated, that a radiation degradation of the planar MDM-structures appears already at doses of $\sim 10^{14}$ ion/cm², which excludes their use for more than $10^7...10^8$ s.

4. For development of tiny current sources on the basis of the energy converters on secondary electrons the work should be continued for the further improvement of the manufacturing techniques of the multilayered nanostructures, possessing a sufficient time and radiation resistance.

References

1. Nano- i mikrosistemnaya tehnika. Ot issledovanii κ razrabotkam. Pod redakciei P. P. Mal'ceva. M.: Tehnosfera. 2005. 590 p.

2. Anufrienko V. B., Sigeikin G. I., Chernov V. A. i dr. Ispol'zovanie sverhmnogosloinyh (SMS) nanostruktur dlya pryamogo preobrazovaniya yadernoi energii v elektricheskuyu if. *Nano- i mikrosistemnaya tehnika*. 2008. N. 8. P. 30–38.

3. Chernov V. A., Palagushkin A. N., Prudnikov N. V. i dr. Izgotovlenie i issledovanie svoistv nanostruktur dlya pryamogo preobrazovaniya yadernoi energii v elektricheskuyu s ispol'zovaniem emissii vtorichnyh elektronov. *Nano- i mikrosistemnaya tehnika*. 2010. N. 11. P. 2–9.

4. Chernov V. A., Zhdanov G. S., Miterev A. M. i dr. Optimizaciya sostava i razmerov istochnikov toka, osnovannyh na pryamom preobrazovanii yadernoi energii v elektricheskuyu s ispol'zovaniem emissii vtorichnyh elektronov. *Nano- i mikrosistemnaya technika*. 2011. N. 8. P. 21–26.

5. **Plaksin O. A., Stepanov V. A., Chernov V. M.** i dr. Issledovanie vliyaniya moshnosti dozy i temperatury na radiacionnoinducirovannoe razdelenie zaryada v kabelyah s mineral'noi izolyaciei v usloviyah impul'snogo reaktornogo oblucheniya. *Pribory i tehnika eksperimenta*. 2004. N. 2. P. 32–34.

Адрес редакции журнала: 107076, Москва, Стромынский пер., 4. Телефон редакции журнала (499) 269-5510. E-mail: nmst@novtex.ru Журнал зарегистрирован в Федеральной службе по надзору за соблюдением законодательства в сфере массовых коммуникаций и охране культурного наследия.

Свидетельство о регистрации ПИ № 77-18289 от 06.09.04.

Оригинал-макет ООО «Адвансед солюшнз». Отпечатано в ООО «Адвансед солюшнз». 119071, г. Москва, Ленинский пр-т, д. 19, стр. 1. Сайт: www.aov.ru

Технический редактор Т. А. Шацкая. Корректор Т. В. Пчелкина

Сдано в набор 20.12.2014. Подписано в печать 25.12.2014. Формат 60×88 1/8. Заказ МС0215. Цена договорная