PROCEEDINGS OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

ИЗВЕСТИЯ НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ



ΦИЗИКА-ՖԻՉԻԿԱ-PHYSICS



ISSN 0002-3035

2U3UUSUUF 2UUFUMESAF@3UFUGBAFUUFU UAGU3FU UAGU5FU UAGU5FU НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ

зълъчичъг известия **БРДРЧИ ФИЗИКА**

zusnr tom

№ 2

22 чии "чрыльюзпры" 2гизигичэлрозпры Издательство "гитутюн" нан ра Бгъчил Ереван

2020

Журнал издается с 1966 г. Выходит 4 раза в год на русском и английском языках

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

В. М. Арутюнян, главный редактор А. В. Папоян, зам главного редактора К. М. Гамбарян, ответственный секретарь А. А. Ахумян Э. М. Казарян Р. Б. Костанян А. О. Меликян Д. Г. Саркисян

Э. Г. Шароян

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈԼԵԳԻԱ

Վ. Մ. Հարությունյան, գլխավոր խմբագիր Ա. Վ. Պապոյան, գլխավոր խմբագրի տեղակալ Կ. Մ. Ղամբարյան, պատասխանատու քարտուղար Ա. Ա. Հախումյան Է. Մ. Ղազարյան Ռ. Բ. Կոստանյան Ա. Հ. Մելիքյան Դ. Հ. Սարգսյան

Է. Գ. Շառոյան

EDITORIAL BOARD

V. M. Aroutiounian, editor-in-chief A. V. Papoyan, associate editor K. M. Gambaryan, executive secretary A. A. Hakhumyan E. M. Kazaryan R. B. Kostanyan A. O. Melikyan D. H. Sarkisyan E. G. Sharoyan

Адрес редакции: Республика Армения, 0019 Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г.

Խմբագրության հասցեն՝ Հայաստանի Հանրապետություն, 0019, Երևան, Մարշալ Բաղրամյան պող., 24-գ։

Editorial address: 24-g, Marshal Baghramyan Ave., Yerevan, 0019, Republic of Armenia. УДК 539.17

ИЗУЧЕНИЕ РЕАКЦИЙ ФОТОВЫБИВАНИЯ ОДНОГО И БОЛЕЕ НЕЙТРОНОВ ИЗ ВИСМУТА

А.С. АКОПЯН, А.Ю. АЛЕКСАНЯН, С.М. АМИРХАНЯН, Г.Р. ГУЛКАНЯН, Т.В. КОТАНДЖЯН, В.С. ПОГОСОВ, Л.А. ПОГОСЯН^{*}

Национальная научная лаборатория им. А.И. Алиханяна, Ереван, Армения

*e-mail: lpoghos@mail.yerphi.am

(Поступила в редакцию 18 ноябрь 2019 г.)

На линейном ускорителе электронов ННЛА (ЕрФИ) при граничных энергиях тормозных фотонов E_{γ}^{max} = 30 и 40 МэВ исследован процесс фотовыбивания одного, двух, трех и четырех нейтронов из ядра ²⁰⁹Ві с образованием, соответственно, дочерних радиоизотопов ²⁰⁸Bi, ²⁰⁷Bi, ²⁰⁶Bi и ²⁰⁵Bi. Для относительных выходов ²⁰⁸Bi/ ²⁰⁷Bi, ²⁰⁶Bi/ ²⁰⁷Bi и ²⁰⁵Bi/ ²⁰⁷Bi получено, соответственно, 10.8±2.2, 0.060±0.002 и (1.45±0.53)·10⁻⁴ при E_{γ}^{max} = 30 МэВ и 6.1±0.5, 0.120±0.006 и 0.0216±0.0016 при E_{γ}^{max} = 40 МэВ. Показано, что предсказания модели TALYS, а также модели, заложенной в программный пакет GEANT4, находятся в противоречии с вышеприведенными данными. Так, при E_{γ}^{max} = 40 МэВ предсказания GEANT4 для относительных выходов ²⁰⁸Bi/²⁰⁷Bi и ²⁰⁵Bi/²⁰⁷Bi, а также предсказания GEANT4 для относительных выходов ²⁰⁸Bi/²⁰⁷Bi и ²⁰⁵Bi/²⁰⁷Bi, а также предсказания GEANT4 для относительных выходов ²⁰⁸Bi/²⁰⁷Bi и ²⁰⁵Bi/²⁰⁷Bi, а также предсказания GEANT4 для относительных выходов ²⁰⁸Bi/²⁰⁷Bi и ²⁰⁵Bi/²⁰⁷Bi, а также предсказания GEANT4 для относительных выходов ²⁰⁸Bi/²⁰⁷Bi и ²⁰⁵Bi/²⁰⁷Bi, а также предсказания GEANT4 для относительных выходов ²⁰⁸Bi/²⁰⁷Bi и ²⁰⁵Bi/²⁰⁷Bi, а также предсказания GEANT4 для относительных выходов ²⁰⁸Bi/²⁰⁷Bi и ²⁰⁵Bi/²⁰⁷Bi, а также предсказания GEANT4 для относительных выходов ²⁰⁸Bi/²⁰⁷Bi и ²⁰⁵Bi/²⁰⁷Bi, а также предсказания GEANT4 для относительных выходов ²⁰⁸Bi/²⁰⁷Bi и ²⁰⁵Bi/²⁰⁷Bi, а также предсказания и так то предсказания обеих моделей для ²⁰⁵Bi/²⁰⁷Bi на два порядка меньше экспериментальных.

1. Введение

Теоретические модели фотоядерных реакций в диапазоне энергий падающих фотонов несколько десятков МэВ имеют широкое применение во многих областях, таких, как ядерная астрофизика, получение медицинских радиоизотопов, фотогенерация нейтронных потоков, радиационная защита, трансмутация ядер, контроль за отходами. Между тем, накопленные в настоящее время экспериментальных данные [1,2,3,4] не могут быть достаточно удовлетворительно описаны существующими теоретическими моделями. Более того, результаты различных экспериментов иногда плохо согласуются или даже находятся в противоречии друг с другом. Сказанное, в частности, относится к реакциям фотовыбивания одного и более нейтронов из ядер, для изучения которых зачастую используется метод регистрации конечных нейтронов. Недостатком этого метода, как показано в ряде работ (см. [5,6] и содержащиеся в них ссылки), является присущая ему неоднозначность в оценке истинного количества выбитых

нейтронов. Этого недостатка лишен метод наведенной активности с регистрацией дочернего радионуклида, позволяющий, как правило, однозначно определить парциальные выходы нейтронов. Этот метод особенно удобен, в частности, для изучения фотонейтронных реакций на ядре висмута, которое является изотопически беспримесной (содержащей только ²⁰⁹Bi), а образованные в результате фотовыбивания нейтронов дочерние радиоизотопы ^ABi с A=203÷208 достаточно долгоживущих и могут быть однозначно идентифицированы по характерным распадным гамма-линиям. Степень достоверности получаемых таким образом экспериментальных данных позволяет использовать их для тестирования теоретических моделей (см., например, [7]). В настоящее время методом наведенной активности на ядре висмута изучены реакции фотовыбивания от двух до шести нейтронов тормозными фотонами, полученными на электронных ускорителях при граничных энергиях фотонов E_{γ}^{max} от 50 до 70 МэВ [7,8,9]. Отметим, что при более низких Е_у^{max} данные для ядра висмута отсутствуют. Следует также подчеркнуть, что реакция фотовыбивания одиночного нейтрона в указанных экспериментах не изучалась ввиду сложности идентификации долгоживущего дочернего изотопа ²⁰⁸Bi (с периодом полураспада $T_{1/2} = 3.68 \times 10^5$ лет) на фоне естественной активности, обусловленной примесью ²³²Th, содержащейся в окружающих материалах.

Данная работа нацелена на частичное пополнение указанных пробелов в экспериментальных данных. В ней изучаются процессы фотообразования радиоизотопов ²⁰⁸Bi, ²⁰⁷Bi, ²⁰⁶Bi и ²⁰⁵Bi при облучении ядер висмута тормозными фотонами с E_{γ}^{max} 30 и 40 МэВ на линейном ускорителе ННЛА [10]. Гаммаспектрометрический анализ облучённых мишеней осуществлялся при помощи низкофоновой экспериментальной установки в подземной лаборатории ННЛА [11]. Описание методики эксперимента приведено в Разделе 2. Экспериментальные результаты и их сравнение с теоретическими предсказаниями представлены в Разделе 3 и резюмированы в Разделе 4.

2. Постановка эксперимента

2.1. Условия облучения мишени и расчет тормозных спектров

Эксперимент проводился на пучке линейного ускорителя при энергиях начальных электронов $E_e = 30$ и 40 МэВ (с разбросом по энергии около 3%). Выведенный из ускорителя пучок электронов проходил через отклоняющий магнит и направлялся на облучаемую установку (см. рис.1), проходя предварительно два цилиндрических коллиматора: стальной с внутренним диаметром 14 мм и длиной 32 мм (на рисунке не показан) и вставленный в него алюминиевый с внутренним диаметром 10 мм и длиной 17 мм. На выходе из первого коллиматора средний



Рис.1. Схематическое изображение облучаемой установки. На рисунке масштабы по вертикали и горизонтали разные.

ток электронов составлял примерно 1 мкА. Непосредственно после коллиматора были расположены вольфрамовый радиатор толщиной 2мм и диаметром 12 мм и алюминиевый замедлитель электронов толщиной 20 мм и диаметром 12 мм, после чего следовали три мишени диаметром 12 мм: первая медная мишень толщиной 25 мкм, мишень из кристалла BGO (Bi₄Ge₃O₁₂) толщиной 1 мм и вторая медная мишень толщиной 25 мкм. Продолжительность облучения при $E_{\gamma}^{max} = 30$ и 40 МэВ составила, соответственно, два часа и один час.



Поскольку для теоретических расчётов выходов соответствующих радиоизотопов необходимо знание спектров тормозных фотонов, нами был произведен

Рис.2. Симулированные GEANT4 спектры падающих на мишень BGO тормозных фотонов на один первичный электрон, сгенерированных на вольфрамовом радиаторе (сплошная кривая), на алюминиевом коллиматоре (пунктирная кривая) и на стальном коллиматоре (точечная кривая) при $E_e = 30$ МэВ.

их расчет с использованием программного пакета GEANT4 (версия 10.4). В качестве библиотеки, включающей электромагнитные взаимодействия, использовалась библиотека G4EMLOW7.33 [12]. В качестве конструктора использован класс G4EmStandardPhysics_option4 [12, 13]. Кроме основного вклада в спектр от вольфрамового радиатора, учитывались также тормозные фотоны, образованные в коллиматорах, алюминиевом замедлителе и в первой медной мишени. В качестве иллюстрации на рис.2 представлены спектры γ -квантов, образованных в вольфрамовом радиаторе, в стальном и алюминиевом коллиматорах и падающих на мишень BGO при $E_{\gamma}^{max} = 30$ МэВ (рис. 2). В расчетах учтен энергетический разброс пучка электронов.

2.2. Описание у-спектрометра и процедура расчёта его эффективности

Гамма-спектрометрия проводилась с помощью экспериментальной установки на основе германиевого детектора НРGe GCD-20180, установленного в подземной лаборатории ННЛА (ЕрФИ) в Аванском соляном руднике на глубине 650 метров водного эквивалента. Основные геометрические параметры детектора приведены в таблице 1. Чувствительный объём кристалла германия составляет 101.2 см³. Разрешение детектора при 1.33 МэВ равно 1.8 кэВ. Детектор окружен защитой из радиационно-чистых свинца и меди для подавления влияния внешнего фона. Для предотвращения попадания радона в установку она окружена полиэтиленовым мешком, который продувается азотом. В случае необходимости подавления фона, вызванного мюонами космического излучения, используется также вето-детектор из пластического сцинтиллятора, располагаемый над установкой.

На рис.3 представлены результаты измерения фона, проведенные с помощью детектора без защиты в наземной лаборатории и с защитой в подземной лаборатории. Видно значительное (почти на три порядка) улучшение фоновых условий в последнем случае.

Параметр	Размеры, мм	
Диаметр кристалла	51.7	
Длина кристалла	49.05	
Диаметр отверстия	8	
Глубина отверстия	35.4	
Расстояние между поверхностью детектора и по- верхностью кристалла	5	

Табл.1. Геометрические параметры НРGе детектора



Рис.3. Приведённое к единице времени (1 час) количество фоновых событий в детекторе в наземных измерениях (а) и в подземных измерениях с защитой (b).

Эффективность регистрации γ -квантов измерялась с использованием стандартных калибровочных источников ⁶⁰Co(1173.2 кэВ, 1332.5 кэВ), ¹³⁷Cs(661.7 кэВ), ²²⁶Ra(242.0 кэВ, 295.2 кэВ, 351.9 кэВ, 609.3 кэВ, 1120.3 кэВ, 1764.5 кэВ, 2204.1 кэВ, 2447.7 кэВ), ²³²Th(583.2 кэВ, 2614.5 кэВ). Обработка γ -спектров проводилась по программе LSRM SpectraLine 1.5.5182. В случае значительного наложения двух или более спектральных линий применялась специально созданная программа, в которой подгонка спектра осуществлялась суперпозицией двух или нескольких гауссовых функций и монотонной фоновой функции. При определении площади фотопика полного поглощения учитывалась поправка, связанная с истинным совпадением разных линий. Эта поправка при измерениях на расстоянии 105 мм от источника до крышки германиевого кристалла не превышала нескольких процентов, а при измерениях на расстоянии 1 мм она доходила, например для фотопиков изотопа ⁶⁰Co, до 17%. При расположении источника на расстояния 1 мм и 105 мм, эффективность регистрации для E_{γ} = 1.332 MэВ составила, соответственно, 2.1% и 0.12%.

Был также произведен расчет эффективностей регистрации γ-квантов с помощью пакета GEANT4 (версия 10.4). В качестве входных параметров задавались геометрические размеры и форма германиевого кристалла, отверстия в нём для медного охлаждающего цилиндрического стержня, самого стержня и алюминиевой защитной крышки. Отметим, что важным параметром, характеризующим детектор и имеющим заметное влияние на эффективность регистрации γ–излучения, является толщина мёртвого слоя кристалла, обусловленная его старением, а также конфигурацией электрического поля в нём. В расчетах толщина мертвого слоя варьировалась в пределах (0.7–2.0 мм) с шагом 0.1 мм. Наилучшее согласие



Рис.4. Эффективности регистрации γ -квантов от источников ¹³⁷Cs, ⁶⁰Co, ²²⁶Ra и ²³²Th, расположенных по центру крышки детектора на расстоянии 105 мм от нее. Кружки – результат моделирования, ромбики –эксперимент.

с результатами экспериментальных измерений получено для значения искомого параметра, равного 1.55 мм. На рис. 4 приведены значения эффективностей регистрации γ-квантов, полученные путём моделирования и в экспериментальных измерениях. Как видно из рисунка, результаты, получаемые обоими методами, в пределах погрешностей измерения согласуются друг с другом, что служит обоснованием для использования в дальнейших измерениях результатов моделирования.

3. Результаты измерений

При измерениях облученная мишень BGO, как правило, располагалась на расстоянии 105 мм от крышки германиевого кристалла. Проводились также дополнительные измерения на расстоянии 1мм для более точного измерения выхода долгоживущего изотопа ²⁰⁸Bi ($T_{1/2} = 3.68 \cdot 10^5$ лет). При определении выходов были использованы следующие гамма-линии, энергии (кэВ) и относительные интенсивности (%) которых составляют [14] для ²⁰⁵Bi: 1764.3 (32.5%); для ²⁰⁶Bi: 343.5 (25.3%), 516.2 (40.8%), 803.1 (99.0%), 881.0 (66.2%), 1718.7 (31.9%); для ²⁰⁷Bi: 569.7 (97.8%), 1063.7 (74.5%); для ²⁰⁸Bi: 2614.5 (99.8%).

На рис.5 представлены γ -спектры от кристалла BGO, измеренные спустя, соответственно, 2 дня и 79 дней после его облучения тормозными фотонами при $E_{\gamma}^{\text{max}} = 40$ МэВ. Низкофоновые условия, созданные в подземной лаборатории, позволяют с высокой точностью идентифицировать γ -линии исследуемых радиоизотопов. В частности, благодаря этим условиям удалось выделить γ -линию с энергией 2614.5 кэВ от ²⁰⁸Ві на фоне заметно подавленного вклада от ²³²Th (содержащегося в окружающих материалах) при той же энергии (рис.6) и тем самым



Рис.5. Приведённый к единице времени (1 час) γ -спектр от кристалла BGO в области ниже 1300 кэВ, измеренный спустя, соответственно, 2 дня (верхняя гистограмма) и 79 дней (нижняя гистограмма) после его облучения тормозными фотонами при $E_{\gamma}^{max} = 40$ МэВ.

впервые активационным методом надежно идентифицировать процесс $^{209}\text{Bi}(\gamma,n)^{208}\text{Bi}.$

Идентификация образованных изотопов Ві проводилась по характерным энергиям гамма линий, их относительным интенсивностям I_{γ} и периоду полураспада $T_{1/2}$. На рисунке 7 приведена кривая распада изотопа ²⁰⁶Ві, образованного в результате облучения ВGO мишени при $E_{\gamma}^{\text{max}} = 30$ МэВ. Полученное фитированием значение периода полураспада $T_{1/2} = 6.20\pm0.02$ дней близко к табличному значению $T_{1/2} = 6.24$ дней.



Рис.6. Спектр от облученной BGO мишени и фоновый спектр от содержащегося в окружающих материалах ²³²Th, измеренные в течение двадцати дней.



Рис.7. Кривая распада изотопа ²⁰⁶Ві, полученная в результате облучения мишени ВGO тормозными фотонами при $E_{\gamma}^{\text{max}} = 30 \text{ M}$ эВ.

Полученное в результате спектроскопического анализа значение площади фотопика полного поглощения для гамма-линии данного радиоизотопа использовалось для оценки его выхода *Y*, который в данной работе определяется как количество ядер этого радиоизотопа, образованных в мишени за секунду её облучения тормозными фотонами. Выходы *Y* рассчитывались по следующей формуле:

$$Y = \frac{S \cdot (t_R / t_L) \cdot \lambda}{I_{\gamma} \cdot \varepsilon_{\gamma} \cdot (1 - e^{-\lambda t_e}) \cdot e^{-\lambda t_e} \cdot (1 - e^{-\lambda t_R})},$$

где S – площадь фотопика полного поглощения, ε_{γ} – эффективность регистрации γ -кванта, I_{γ} – относительная интенсивность γ -линии, λ – постоянная распада данного радиоизотопа, t_e – время облучения, t_c – время между концом облучения и началом измерений (время остывания), t_R и t_L – реальное и живое время гаммаспектроскопического измерения.

Измеренные выходы Y^{exp} дочерних радиоизотопов ²⁰⁸Bi, ²⁰⁷Bi, ²⁰⁶Bi и ²⁰⁵Bi при $E_{\gamma}^{max} = 40$ и 30 МэВ приведены в таблицах 2 и 3. Приведенные ошибки выходов соответствуют статистическим погрешностям определения площади фотопика *S*. Суммарная систематическая ошибка, обусловленная погрешностями других величин, входящих в вышеприведенное выражение, заключена в пределах от 8% до 15%. Вклад последних практически исчезает в относительных выходах, нормированных, например, на выход изотопа ²⁰⁷Bi. Указанные относительные выходы с их статистическими ошибками также приведены в таблицах 2 и 3. Там же они сравниваются с модельными предсказаниями с использованием двух версий функции возбуждения $\sigma(E_{\gamma})$ для соответствующих каналов фото-

	²⁰⁸ Bi	²⁰⁷ Bi	²⁰⁶ Bi	²⁰⁵ Bi
$Y^{\exp}(\operatorname{cek}^{-1})$	(6.1±0.48) 10 ⁸	(1.01±0.03) 10 ⁸	(1.21±0.06) 10 ⁷	(2.18±0.15) 10 ⁶
<i>Y</i> / <i>Y</i> (²⁰⁷ Bi)	6.1±0.5	1	0.120±0.007	0.0216±0.0016
<i>Y/Y</i> (²⁰⁷ Bi) (TALYS)	5.58	1	0.073	0.009
<i>Y/Y</i> (²⁰⁷ Bi) (GEANT4)	3.56	1	0.093	0.012

Табл.2. Выходы Y^{exp} и относительные выходы $Y/Y(^{207}\text{Bi})$ изотопов висмута при граничной энергии $E_{\gamma}^{\text{max}} = 40 \text{ M}$ эВ

нейтронных реакций (γ , kn) (где k=1,2,3,4): (а) версии, заложенной в код TALYS [15] и (b) версии, заложенной в код GEANT4 [12]. Для получения модельно-зависимых выходов, функции возбуждения $\sigma(E_{\gamma})$ свертывались со спектром тормозных фотонов. Как видно из таблицы 2, при $E_{\gamma}^{\text{max}} = 40$ МэВ предсказания TALYS для относительных выходов ²⁰⁶Bi/²⁰⁷Bi и ²⁰⁵Bi/²⁰⁷Bi, а также предсказания GEANT4 для $^{208}Bi/^{207}Bi$ и $^{205}Bi/^{207}Bi$ примерно в два раза меньше экспериментальных. В случае же граничной энергии $E_{\gamma}^{\text{max}} = 30 \text{ МэВ}$ (таблица 3) предсказания обеих моделей для ²⁰⁸Bi/²⁰⁷Bi и ²⁰⁶Bi/²⁰⁷Bi в 2-3 раза, а для ²⁰⁵Bi/²⁰⁷Bi – на два порядка меньше экспериментальных. В целом полученные в данной работе экспериментальные данные указывают на необходимость внесения уточнений в заложенные в обе модели функции возбуждения $\sigma(E_{\gamma})$. Сопоставление наших данных с результатами работы [7], где для ${}^{206}\text{Bi}/{}^{207}\text{Bi}$ и ${}^{205}\text{Bi}/{}^{207}\text{Bi}$ при $E_{\gamma}^{\text{max}} = 55.6$ МэВ получено, соответственно, 0.14±0.02 и 0.044±0.005, показывает, что относительные выходы многонейтронных реакций заметно растут с увеличением E_{γ}^{max} , причем эта зависимость значительно усиливается с увеличением количества выбитых нейтронов (т.е. с увеличением энергетического порога многонейтронной реакции).

	²⁰⁸ Bi	²⁰⁷ Bi	²⁰⁶ Bi	²⁰⁵ Bi
$Y^{\exp}(\operatorname{cek}^{-1})$	(1.79±0.36) 10 ⁸	$(1.65\pm0.02)\cdot10^7$	(9.83±0.18)·10 ⁵	$(2.40\pm0.87)\cdot10^3$
У/У(²⁰⁷ Ві) (эксп.)	10.8±2.2	1	0.060±0.002	(1.45±0.53) 10 ⁻⁴
<i>Y/Y</i> (²⁰⁷ Bi) (TALYS)	6.17	1	0.024	1.5.10-6
<i>Y/Y</i> (²⁰⁷ Bi) (GEANT4)	3.84	1	0.033	< 10 ⁻⁶

Табл.3. Выходы Y^{exp} и относительные выходы $Y/Y(^{207}\text{Bi})$ изотопов висмута при граничной энергии $E_{\gamma}^{\text{max}} = 30 \text{ M}$ эВ

4. Заключение

Методом наведенной активности исследованы реакции фотовыбивания нейтронов из ядра висмута, ²⁰⁹Bi(γ ,kn)^{209-k}Bi (где k = 1,2,3,4), при граничных энергиях фотонов $E_{\gamma}^{\text{max}} = 30$ и 40 МэВ. При этом идентификация процесса ²⁰⁹Bi(γ ,n)²⁰⁸Bi активационным методом произведена впервые благодаря низкофоновым условиям, созданными в подземной лаборатории. Измерены относительные выходы изотопов ²⁰⁸Bi/²⁰⁷Bi, ²⁰⁶Bi/²⁰⁷Bi и ²⁰⁵Bi/²⁰⁷Bi и проведено их сравнение с модельными предсказаниями. Показано, что предсказания модели TALYS, а также модели, заложенной в программный пакет GEANT4, находятся в противоречии с данными измерения, что указывает на необходимость внесения уточнений в заложенные в обе модели функции возбуждения для указанных каналов реакций.

Авторы выражают благодарность персоналу линейного ускорителя ЕрФИ за обеспечение пучками электронов для облучения экспериментальной установки.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Handbook of photonuclear data for applications: Crosssections and spectra, Tech. Rep. IAEA TECDOC-1178 (IAEA, Vienna, 2000).
- 2. Russia Lomonosov Moscow State University Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics Centre for Photonuclear Experiments Data database 'Nuclear Reaction Database (EXFOR)'. http://cdfe.sinp.msu.ru/exfor (2014).
- 3. USA National Nuclear Data Center database 'CSISRS and EXFOR Nuclear reaction experimental data'. http://www.nndc.bnl.gov/exfor (2014).
- IAEA Nuclear Data Section 'Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR)'. http://wwwnds.iaea.org/exfor (2014).
- V.V. Varlamov, B.S. Ishkhanov, V.N. Orlin, K.A. Stopani. Eur. Phys. J. A, 50, 114 (2014).
- 6. V.V. Varlamov, A.I. Davidov, V.D. Kaidarova. Phys. of Atomic Nucl., 82, 212 (2019).
- 7. S.S. Belyshev et al. Eur. Phys. J. A, 51, 67 (2015).
- 8. H. Naik et al. Eur. Phys. J. A, 41, 323 (2009).
- 9. H. Naik et al. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B, 269, 1417 (2011).
- 10. А. Сирунян и др. Известия НАН Армении, Физика, 53, 363 (2018).
- 11. A.A. Vasenko et al. Mod. Phys. Lett., A5, 1299 (1990).
- J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, et al. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, 835 186 (2016).
- 13. D. Cullen, J.H. Hubbell, L. Kissel. Report UCRL-50400, 6, 5 (1997).
- 14. http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/
- 15. A. Koning, S. Hilaire, M. Duijvestijn. Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Scienceand Technology ND2007, 211 (2007).

ԲԻՍՄՈՒՏԻՑ ՄԵԿ ԵՎ ԱՎԵԼԻ ՆԵՅՏՐՈՆՆԵՐԻ ՖՈՏՈԱՌԱՔՄԱՆ ՌԵԱԿՑԻԱՆԵՐԻ ՀԵՏԱՉՈՏՈՒՄ

Ա.Ս. ՀԱԿՈԲՅԱՆ, Ա.Յ. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, Ս.Մ. ԱՄԻՐԽԱՆՅԱՆ, Հ.Ռ. ԳՈՒԼՔԱՆՅԱՆ, S.Վ. ՔՈԹԱՆՋՅԱՆ, Վ.Ս. ՊՈՂՈՍՈՎ, Լ.Ա. ՊՈՂՈՍՅԱՆ

ԱԱԳՀ-ի գծային արագացուցչի վրա $E_{\gamma}^{\max} = 30$ и 40 ՄէՎ սահմանային էներգիայով արգելակման ձառագայթման ֆոտոնների փնջերով հետազոտվել են մեկ, երկու, երեք և չորս նեյտրոնների ֆոտոառաքման պրոցեսները, որոնք ընթանում են, համապատասխանաբար, ²⁰⁸Bi, ²⁰⁷Bi, ²⁰⁶Bi և ²⁰⁵Bi դուստր ռադիոիզոտոպների առաջացմամբ։ ²⁰⁸Bi/²⁰⁷Bi, ²⁰⁶Bi/ ²⁰⁷Bi, և ²⁰⁵Bi/²⁰⁷Bi հարաբերական ելքերի համար ստացվել են, համապատասխանաբար, 10.8±2.2, 0.060±0.002 և (1.45±0.53)·10⁻⁴ $E_{\gamma}^{\max} = 30$ ՄէՎ-ի դեպքում և 6.1±0.5, 0.120±0.006 և 0.0216±0.0016 $E_{\gamma}^{\max} = 40$ ՄէՎ-ի դեպքում։ Ցույց է տրվել, որ TALYS մոդելի և GEANT4 ծրագրային փաթեթում ներառված մոդելի կանխագուշակումները հակասում են վերոնշյալ տվյալներին։ Այսպես՝ $E_{\gamma}^{\max} = 40$ ՄէՎ-ի դեպքում GEANT4 – ի կանխագուշակումները ²⁰⁸Bi/²⁰⁷Bi և ²⁰⁵Bi/²⁰⁷Bi հարաբերական ելքերի համար, ինչպես նաև TALYS–ի կանխագուշակումները ²⁰⁸Bi/²⁰⁷Bi հարաբերական ելքի համար, մոտավորապես երկու անգամ փոքր են գիտափորձի տվյալներից։ $E_{\gamma}^{\max} = 30$ ՄէՎ-ի դեպքում, նշված երկու կարգով փոքր են գիտափորձի տվյալներից։

A STUDY OF REACTIONS OF ONE AND MORE NEUTRONS PHOTOEMISSION FROM BISMUTH

A.S. HAKOBYAN, A.Y. ALEKSANYAN, S.M. AMIRKHANYAN, H.R. GULKANYAN, T.V. KOTANJYAN, V.S. POGOSOV, L.A. POGHOSYAN

The process of the photoemission of one, two, three and four neutrons from the ²⁰⁹Bi nuclei with producing, respectively, ²⁰⁸Bi, ²⁰⁷Bi, ²⁰⁶Bi and ²⁰⁵Bi daughter radioisotopes was investigated at the end-point energies of $E_{\gamma}^{\text{max}} = 30$ MeV and 40 MeV of bremsstrahlung photons at the AANL (YerPhI) linear electron accelerator. Particularly, for the relative yields of ²⁰⁸Bi/²⁰⁷Bi, ²⁰⁶Bi/²⁰⁷Bi and ²⁰⁵Bi/²⁰⁷Bi and ²⁰⁵Bi/²⁰⁷Bi the following values were obtained: 10.8±2.2, 0.060±0.002 and (1.45±0.53)×10⁻⁴ at $E_{\gamma}^{\text{max}} = 30$ MeV and 6.1±0.5, 0.120±0.006 and 0.0216±0.0016 at $E_{\gamma}^{\text{max}} = 40$ MeV, respectively. It is shown that the predictions of the TALYS model, as well as the model which is contained in the GEANT4 package are in a contradiction with the experimental data. For instance, the predictions of GEANT4 at $E_{\gamma}^{\text{max}} = 40$ MeV for relative yields of ²⁰⁸Bi/²⁰⁷Bi and ²⁰⁵Bi/²⁰⁷Bi and the prediction of TALYS for ²⁰⁵Bi/²⁰⁷Bi about twice are smaller than the experimental values. At $E_{\gamma}^{\text{max}} = 30$ MeV, the predictions of both models for ²⁰⁵Bi/²⁰⁷Bi about two order of magnitude are smaller than the experimental values.

Известия НАН Армении, Физика, т.55, №2, с.166–172 (2020)

УДК 539.1

КВАНТОВОЕ ПРОХОЖДЕНИЕ ОДНОМЕРНОЙ КУЛОНОВСКОЙ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЯМЫ

Г.А. МУРАДЯН

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

e-mail: gevorgmuradyan@yahoo.com

(Поступила в редакцию 26 ноября 2019 г.)

В настоящей работе показано, что непроницаемая в методе регуляризации одномерная потенциальная яма кулоновского вида при учете квантовых флуктуаций становится частично проницаемой.

1. Введение

В задаче квантового туннелирования сингулярных потенциалов [1, 2] принципиальная трудность приходит не столько из бесконечного значения производной в сингулярной точке пространства, сколько из того, что эта точка находится вне области определения потенциальной энергии. Туннелирование же предполагает перехода через сингулярную точку и введение соответствующих правил выполнения этого перехода. Задача относительно проста в случае сингулярных барьеров, поскольку отсутствие связанных состояний делает вполне разумным предположение о непрерывности потока вероятности во всем пространстве. При этом разные методы регуляризации вида потенциала приводят к одинаковому ответу о непроницаемости сингулярного барьера [3, 4]. Заметим, что метод регуляризации [5–8] временно заменяет сингулярный вид потенциала на регулярный и в точке сингулярности приписывает потенциалу бесконечное большое значение. На основе этого вида потенциала выводится выражение коэффициента прохождения частицы, а для восстановления сингулярного характера задачи делается соответствующий предельный переход.

Случай потенциальных ям оказывается более сложным из-за наличия связанных состояний, которые процессу туннелирования сообщают резонансный характер. Например, коэффициент прохождения прямоугольной потенциальной ямы ширины *а* имеет вид

$$T = \frac{1}{1 + \frac{V_0^2}{4E(V_0 + E)} \sin^2\left(\sqrt{2m(V_0 + E)} \, a \, / \, \hbar\right)},$$

что стремятся к нулю в пределе $V_0 \to \infty$ для произвольных значений энергии *E* кроме дискретного ряда значений, обращающих sin -функцию в знаменателе нуль для каждого конечного значения глубины потенциала V_0 .

Этот пример показывает, что предельный переход к бесконечно глубокому потенциалу сам по себе не является гарантом получения определенного ответа задачи. Обоснованием этому может служить то, что инвариантность решений дифференциального уравнения (каковым является и уравнение Шредингера) относительно замен в последовательности операций имеет обязательный характер только в случае конечных непрерывных преобразований. Тип предельного перехода, способного восстановить природу сингулярности в туннелировании потенциального барьера, был предложен и обоснован в работах [9, 10].

Целью настоящей работы является использование этого предложения для выяснения вопроса о прохождении одномерной кулоновской потенциальной ямы. Поскольку важным звеном в формировании ответа о коэффициенте прохождения являются связанные состояния, то сперва выясним насколько общим является результат о резонансной полной проницаемости углубляющихся ям, представленный выше для прямоугольной геометрии.

2. Квантовое прохождение частицы параболической потенциальной ямы

Рассмотрим параболическую потенциальную яму

$$v(z) = -v_0 \left(1 - z^2\right) \theta(1 - z^2), \qquad (1)$$

записанной в безразмерных единицах, где z = x / a, $v_0 = V_0 / E_r$, $E_r = \hbar^2 / 2Ma^2$, V_0 и a – глубина и ширина потенциальной ямы, $\theta(\cdot)$ – единичная функция Хевисайда. В тех же единицах стационарное уравнение Шредингера

$$\frac{d^{2}\psi(z)}{dz^{2}} + \left(\varepsilon + v_{0}\left(1 - z^{2}\right)\theta(1 - z^{2})\right)\psi(z) = 0$$
(2)

в области потенциальной ямы имеет решение

$$\Psi(z) = c_1 D_{\nu}(\sqrt{2} v_0^{1/4} z) + c_2 D_{\nu}(-\sqrt{2} v_0^{1/4} z), \qquad (3)$$

где $\varepsilon = E / E_r$, $D_v(\cdot)$ – функция параболического цилиндра, $v = (\varepsilon - \sqrt{v_0} + v_0) / 2\sqrt{v_0}$.

Вне потенциальной ямы решение ур. (2) состоит из суперпозиции бегущих волн $\exp(i\sqrt{\epsilon}z)$ и $\exp(-i\sqrt{\epsilon}z)$. В результате, используя стандартную процедуру, выводится аналитическое выражение для коэффициента прохождения *T*, но оно очень громоздкое и не приводится в тексте. Зависимость *T* от энергии частицы показана на Рис. 1. В области относительно малых глубин потенциальной ямы максимумы (резонансы) прохождения доходят до единицы, как и в случае



Рис.1. Коэффициент квантового прохождения потенциальной ямы параболического вида в зависимости от энергии падающей частицы. Глубина потенциала в единицах энергии отдачи E_r равна 100 (кривая 1) и 500 (кривая 2).

прямоугольной ямы. Но при увеличении глубины v_0 (кривая 2) максимумы, начиная с первого, снижаются.

Рис. 2 представляет коэффициент прохождения в зависимости от глубины потенциала. Резонансы появляются каждый раз, когда появляющаяся у поверхности ямы и движущаяся вниз с углублением ямы энергетический уровень доходит до глубины, численно равной энергии падающей на яму частицы. Поскольку дискретные энергетические уровни для рассматриваемой потенциальной ямы почти равноудалены и их число увеличивается с углублением ямы, то последнее сопровождается ростом эффективности взаимодействия и среднего коэффициента отражения. Как и следовало ожидать, при повышении энергии падающей частицы влияние потенциальной ямы на ее движение ослабляется (кривая 2 на Рис. 2, которая соответствует большей энергии падающей частицы, идет выше кривой *1*).



Рис.2. Коэффициент квантового прохождения потенциальной ямы параболического вида в зависимости от глубины потенциала. Безразмерная энергия падающей частицы равна 2 для кривой *1* и 10 для кривой *2*.

Поведение *T* в асимптотике $v_0 \rightarrow \infty$ удается получить на основе численных расчетов. Оно частично отражается на Рис. 2 в том, что резонансные максимумы проницаемости ямы непрерывно удаляются друг от друга и одновременно углубляются. Дальше они составляют уширяющиеся на нулевом уровне плотины, разделенными максимумами единичной высоты, ширины которых асимптотически приближаются к некой постоянной величине. А это означает, что предельная проницаемость ямы при $v_0 = \infty$ равна нулю для любой энергии падающей частицы.

3. Квантовое прохождение частицы синусовидной потенциальной ямы. Классический аналог

Теперь рассмотрим асимптотическое поведение потенциальной ямы, повсюду гладкой, включая пограничные точки. Для этого выберем синусоидальный вид одного периода:

$$\mathbf{V}(z) = -\frac{\nu_0}{2} \left(1 + \cos 2z \right) \theta \left(\frac{\pi^2}{4} - z^2 \right).$$
 (4)

Общее решение уравнения (4) в области ямы $-\pi/2 \le z \le \pi/2$ имеет вид

$$\psi(z) = d_1 C \left(\varepsilon + \frac{v_0}{2}, -\frac{v_0}{2}, z \right) + d_2 S \left(\varepsilon + \frac{v_0}{2}, -\frac{v_0}{2}, z \right),$$
(5)

где $C(\cdot)$ и $S(\cdot)$ – симметричная и антисимметричная функции Матье, соответственно.

Расчеты показывают, что закономерности прохождения этой ямы вполне аналогичны предыдущему случаю. В частности, проницаемость ямы (4) при $v_0 = \infty$ равна нулю для любой энергии падающей частицы. Поэтому можно делать общее заключение, что при стремлении глубины потенциальной ямы регулярной формы к бесконечности ее квантовая проницаемость стремится к нулю.

В рассмотренных выше случаях глубина потенциала стремился к бесконечности во всех внутренних точках. Ответ о нулевой проницаемости можно понять, если исходить из вероятностной интерпретации волновой функции и делать аналогию с классической картиной движения. Нулевая проницаемость ямы эквивалентно отсутствию там частицы, то есть стремлению к нулю вероятности обнаружения частицы в бесконечно углубляющейся потенциальной яме. Такой результат следует и из классической картины, поскольку по мере углубления ямы средняя скорость частицы в яме стремится к бесконечности, а время прохождения ямы – к нулю. Частица как бы находится в яме, но проходит ее мгновенно, и нет вероятности ее обнаружения там.

4. Прохождение одномерного кулоновского потенциала. Учет квантовых флуктуаций

Сингулярные потенциалы расходятся не по всей ширине, а в окрестности лишь одной точки (или изолированных друг от друга точках). В квантовой механике задачи с сингулярными потенциалами общеизвестны в связи с проблемой собственных функций и собственных значений. Тогда сингулярную точку можно бывает и оставить вне области рассмотрения. В случае же туннелирования точку сингулярности следует проходить по определению задачи.

Регулярный прототип для рассматриваемого в данной работе одномерного кулоновского потенциала

$$v(z) = -v_0 \left(\frac{1}{|z|} - 1 \right) \theta(1 - |z|),$$
(6)

записанный согласно выводам работ [9, 10], будет

$$v(z) = -v_0 \left(\frac{1+\varsigma}{|z|+\varsigma} - 1 \right) \theta \left(1 - |z| \right), \quad 0 < \varsigma \ll 1.$$
(7)

Решение соответствующего стационарного уравнения Шредингера внутри потенциальной ямы имеет вид

$$\psi(z) = h_1 U\left(\nu, 0, 2\sqrt{\nu_0 - \varepsilon} \left(-z + \varsigma\right)\right) + h_2 L_{\nu}^{-1} \left(2\sqrt{\nu_0 - \varepsilon} \left(-z + \varsigma\right)\right)$$
(8)

где *U* и *L*-вырожденная гипергеометрическая функция и обобщенная функция Лагерра соответственно, $v = v_0 (1+\varsigma) / \sqrt{V_0 - \varepsilon}$. С их помощью стандартным подходом определяется аналитическое выражение коэффициент прохождения. Последующий предельный переход для искомого коэффициента прохождения дает нулевое значение. Такой результат в [11] был получен другим способом, путем пренебрежения нерегулярного решения уравнения Шредингера.

В этих условиях, когда из квантовомеханической теории следует нулевое значение для проницаемости потенциала, существенно важным может оказаться учет нулевых флуктуаций. В уравнении Шредингера они отсутствуют и явствуют процедурой вторичного квантования. В настоящей работе будем исходить из вероятностного характера этих флуктуаций, присуждая вероятностный характер параметру ς в формуле (9). Предположим, что его значения распределены по гауссовскому закону

$$f(\varsigma) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\,\Delta} \exp\left(-\frac{\varsigma^2}{\Delta^2}\right),\tag{9}$$

где Δ – полуширина распределения. Коэффициент прохождения при этом будет

определится по формуле

$$T_{\text{fluct}}(\Delta) = \int_{-\infty}^{\infty} T(\varsigma) f(\varsigma) d\varsigma, \qquad (10)$$

где *T*(*ζ*) – коэффициент прохождения регулярной прототипной потенциальной ямы.

Рис.3 представляет коэффициент прохождения (10) в зависимости от энергии падающей частицы для двух значений ширины Δ . Основным выводом здесь является ненулевая квантовая проницаемость: квантовые флуктуации как бы снимают сингулярный характер кулоновского потенциала. Сопоставление кривых показывает ожидаемую закономерность, что с уменьшением амплитуды квантовых флуктуаций проходимость потенциальной ямы понижается.



Рис.3. Коэффициент прохождения квантовой потенциальной ямы одномерного кулоновского вида в зависимости от энергии падающей частицы. Безразмерная полуширина гауссовских флуктуаций $\Delta = 2 \times 10^{-5}$ (кривая *1*) и 10⁻⁵ (кривая *2*) соответственно.

5. Заключение

Сингулярные и очень глубокие потенциалы занимают обособленное положение в квантовой механике, в частности, в задаче квантового туннелирования частицы потенциальных ям и барьеров. Простые физические соображения на основе вероятностной интерпретации волновой функции частицы подтверждают общий вывод, что углубление ямы в среднем уменьшает прохождение до нуля. Непроницаемой является и одномерная кулоновская потенциальная яма. Квантовые флуктуации делают потенциальную яму частично проницаемой, экспериментальное обнаружение которой может служить дополнительным подтверждением наличия таких флуктуаций.

Работа выполнено при финансовой поддержке комитета науки министерства образования, науки, культуры и спорта РА в рамках лаборатории исследования и моделирования квантовых явлений ЕГУ.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. M. Andrews. Am. J. Phys., 44, 1064 (1976).
- 2. J. Dittrich, P. Exner. J. Math. Phys., 26, 2000 (1985).
- 3. H. Miyazaki, I. Tsutsui. Annal. Phys., 299, 78 (2002).
- 4. T. Fulop. SIGMA, 3, 107 (2007).
- 5. K.S. Gupta, S.G. Rajeev. Phys. Rev. D, 48, 5940 (1993).
- 6. S.A. Coon, B. Holstein. Am. J. Phys., 70, 513 (2002).
- 7. A. Essin, D.J. Griffiths. Am. J. Phys., 74, 109 (2006).
- 8. **S. Gopalakrishnan.** Self-adjointness and the renormalization of singular potentials. (Department of Physics of Amherst College: Bachelor thesis), 2006.
- 9. Г.А. Мурадян, А.Р. Акопян, Б.В. Баласанян. Изв. НАН Армении, Физика, 51, 182 (2016).
- 10. Г.А. Мурадян. Изв. НАН Армении, Физика, 54, 455 (2019).
- 11. C.L. Hammer, T.A. Weber. Am. J. Phys., 56, 281 (1988).

ՄԻԱՉԱՓ ԿՈՒԼՈՆՅԱՆ ՊՈՏԵՆՑԻԱԼԱՅԻՆ ՀՈՐԻ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԱՆՑՈՒՄԸ

Գ.Ա. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ

Սույն աշխատանքում ցույց է տրված, որ կուլոնյան տեսքի միաչափ պոտենցիալային հորը, որն անթափանցելի է կանոնավորման մեթոդով, երբ հաշվի են առնվում քվանտային ֆլուկտուացիաները, դառնում է մասամբ թափանցելի։

QUANTUM PASSAGE OF A ONE-DIMENSIONAL COULOMB POTENTIAL WELL

G.A. MURADYAN

In this paper, it is shown that a one-dimensional Coulomb potential well impenetrable in the regularization method becomes partially permeable when are taking into account quantum fluctuations. УДК 535.4

ПОЛЯРИЗОВАННЫЙ СВЕТ В СЛАБОНЕОДНОРОДНОЙ АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ С УСИЛЕНИЕМ

А.О. ОВАКИМЯН^{*}, Л.С. АСЛАНЯН, А.Э. АЙВАЗЯН

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: harutyun.hovakimyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 19 декабря 2019 г.)

Теоретически рассмотрена задача распространения линейно поляризованного света в оптически неоднородной анизотропной среде с усилением (твист-ориентированный нематический жидкий кристалл с плеохроичным красителем). Доказано, что существование точного аналитического решения системы комплексных уравнений в данной геометрии связано с тем фактом, что деформации тензоров диэлектрической проницаемости и усиления не нарушают совпадения их главных осей, что является прямым следствием известного в жидком кристалле эффекта гость-хозяин. Выяснено влияние анизотропии усиления на пространственную динамику распространения обыкновенной и необыкновенной волн в среде.

1. Введение

В последние десятилетия интенсивно изучаются оптические свойства наноструктур и фотонных кристаллов [1–6]. Мотивацией таких исследований является обнаружение новых оптических эффектов для создания устройств оптоэлектроники и фотоники на основе таких структур, а также создания новых композитных материалов для фотоники. Конкретными примерами могут служить слоистые, модулированные и спиральные среды с периодом в оптическом диапазоне длин волн. Этим объясняется интерес к оптике таких сред.

Ситуация усложняется, если среда обладает также и анизотропным поглощением (или усилением). В однородных кристаллах взаимное расположение главных осей тензора диэлектрической проницаемости и поглощения, в общем случае, являются произвольными и анализ распространения световой волны является достаточно сложной задачей [7]. Решение, однако, существенно упрощается в случае совпадения направления главных осей этих двух тензоров. Ярким примером таких структур являются смеси жидких кристаллов и анизотропно усиливающих (поглощающих) молекул.

Как известно, жидкокристаллические структуры уникальны из-за управляемости оптической оси внешними воздействиями. Хотя, с одной стороны, это намного усложняет задачу, но с другой стороны существенно расширяет круг исследуемых явлений [8]. Еще более расширяются возможности, если в среде присутствует поглощение (или усиление), которое является одной из ключевых проблем в целом ряде прикладных задач фотоники. Поэтому исследование прохождения света через усиливающий или поглощающий слой неоднородно ориентированной жидкокристаллической структуры имеет большое прикладное и теоретическое значение. Интерес в теоретическом плане и важность для смежных областей объясняется тем, что в некоторых случаях здесь удается довести аналитическое решение до конца.

Исследованию роли усиления (или поглощения) на линейные и нелинейные оптические явления, а также на распространения света в неоднородно-анизотропной среде с анизотропным поглощением (или усилением) посвящено больше количество работ (см., например, [9–12] и ссылки там). В [13] проведен теоретический анализ пространственной динамики линейно-поляризованной волны в твист ориентированном НЖК с анизотропным поглощением.

Целью настоящей работы является систематический анализ пространственной эволюции состояния света в плавнонеоднородной анизотропной среде с усилением. Отметим, интерес к такой смеси повысился в связи с обнаружением явления понижения порога перехода Фредерикса [14, 15] при добавлении в ЖК поглощающих примесей. Очевидно, что использование режима усиления вместо поглощения существенно повысит области возможных применений таких смесей.

2. Оптические характеристики композитной среды

Пусть плоская монохроматическая волна распространяется в твист ориентированном НЖК. Примем, что оси лабораторной системы координат x, yсовпадают с направлениями необыкновенной и обыкновенной волн на входе, а *z*продольная координата направленная вдоль распространения волны (см. рис.1).

Допустим, также, что в рассматриваемой среде добавлены молекулы плеохроичного красителя, т.е. такие молекулы для которых поглощение или усиление света зависит от состояния поляризации.

Представим комплексный тензор диэлектрической проницаемости такой композитной среды в виде суммы двух эрмитово-сопряженных тензоров

$$\tilde{\varepsilon}_{ij}(z) = \varepsilon_{ij}(z) + i\tau_{ij}(z).$$
(1)

Тензор $\varepsilon_{ij}(z)$ – характеризует диэлектрические свойства среды (НЖК), а $\tau_{ij}(z)$ – усиление (или поглощение) красителя. Для получения максимально простой системы связанных уравнений в приближении геометрической оптики бывает удобнее представить $\tilde{\varepsilon}_{ij}$ в виде суммы симметричных и антисимметричных слагаемых [12, 13, 16]



Рис.1. Расположение координатных осей лабораторной системы координат.

$$\tilde{\varepsilon}_{ij} = (\varepsilon_{ij,s} - \tau_{ij,a}) + i(\varepsilon_{ij,a} + \tau_{ij,s}), \qquad (2)$$

где

$$\varepsilon_{ij,s} = \frac{\varepsilon_{ij} + \varepsilon_{ji}}{2}; \varepsilon_{ij,a} = \frac{\varepsilon_{ij} - \varepsilon_{ji}}{2i},$$

$$\tau_{ij,s} = \frac{\tau_{ij} + \tau_{ji}}{2}; \tau_{ij,a} = \frac{\tau_{ij} - \tau_{ji}}{2i}.$$
(2a)

Симметричность $\varepsilon_{ij,s}$ и $\tau_{ij,s}$, а так же антисимметричность $\varepsilon_{ij,a}$ и $\tau_{ij,a}$ вытекают из эрмитовости тензоров $\varepsilon_{ij}(z)$ и $\tau_{ij}(z)$.

Согласно эффекту гость-хозяин [8,17], если в НЖК («хозяин») добавлен плеохроичный краситель («гость») молекулы которого обладают анизотропией поглощения, то при ориентации НЖК молекулы красителя тоже будут ориентированы аналогично. Тогда $\varepsilon_{ij}(z)$, $\tau_{ij}(z)$ составляющие тензора диэлектрической проницаемости композитной среды можно представить в следующем виде

$$\varepsilon_{ij}(z) = \varepsilon_{\perp} \delta_{ij} + \varepsilon_a n_i(z) n_j(z), \qquad \tau_{ij}(z) = \tau_{\perp} \delta_{ij} + \tau_a n_i(z) n_j(z). \tag{2b}$$

Здесь $\varepsilon_a = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}$, $\tau_a = \tau_{\parallel} - \tau_{\perp}$, а $\varepsilon_{\parallel}, \varepsilon_{\perp}, \tau_{\parallel}, \tau_{\perp} - г$ лавные значения тензора диэлектрической проницаемости и поглощения, $\mathbf{n}(z) = \{\cos \psi(z), \sin \psi(z), 0\}$ -единичный вектор (директор), характеризующий локальную ориентацию оптической оси, а $\psi(z)$ угол между локальной ориентацией директора и осью *x* лабораторной системы координат (см. рис.1).

3. Система укороченных уравнений

Основой анализа является волновое уравнение для неоднородной среды. При распространении в плавнонеоднородной анизотропной среде обыкновенные и необыкновенные волны перестают быть независимыми и между ними возникает энергообмен. В результате при распространении меняются характеристики световой волны и задача сводится к выявлению характера этих изменений в зависимости от свойств среды. Нетрудно заметить, что в твист ориентированном НЖК с молекулами красителя и толщиной порядка несколько микрометров (и более) изменения $\varepsilon_{ij}(z)$ и $\tau_{ij}(z)$ на длине волны практически всегда малы, то есть среда является слабонеоднородной и применение приближенных методов вполне оправдано. Полученная в геометрооптическом приближении система связанных уравнений тесно примыкает к целому классу двухуровневых задач в квантовой механике. Поэтому анализ пространственной динамики волновых характеристик света в плавнонеоднородной анизотропной среде с усилением или поглощением представляет определенный интерес не только в оптике, но и в квантовой механике, в физике плазмы и др. [11, 18–20].

Так как подробный вывод основных уравнений рассмотрен в [13], здесь для целостности изложения приведем основные моменты.

В случае нормального падения на такую среду волновое уравнение для двумерного вектора Джонса $\mathbf{E} = (E_x E_y)^T$ представляется виде

$$\frac{d^2 E_i(z)}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\varepsilon}_{ij}(z) E_j(z) = 0.$$
(3)

Индексы *i*, *j* принимают два значения *i*, *j* = *x*, *y*, а $\tilde{\epsilon}_{ij}(z)$ -комплексная диэлектрическая проницаемость (2) такой среды, по повторяющимся индексом *j* предполагается суммирование. Допустим, что среда является слабонеоднородной, то есть изменения $\epsilon_{ij}(z)$ и $\tau_{ij}(z)$ на длине волны малы. Заметим, в твист ориентированном НЖК с молекулами красителя и толщиной порядка несколько микрометров это условие выполняется практически всегда. Следовательно, применение метода геометрической оптики вполне оправдано. В соответствии с этим решение (3) будем искать в следующем виде

$$E_i(z) = \frac{J_i(z)}{\sqrt{\phi'(z)}} \exp\{i\phi(z)\}.$$
(4)

В (4) J(z) медленно меняющаяся комплексная амплитуда, а фаза

$$\phi(z) = \frac{\omega}{c} \int \sqrt{\frac{\varepsilon_{xx,s} + \varepsilon_{yy,s}}{2}} dz .$$
(4a)

Подставив (4) в основное уравнение (3) и учитывая медленность изменения $J_i(z)$, т.е. пренебрегая малое слагаемое $d^2J_i(z)/dz^2$, получим следующую систему укороченных уравнений:

$$\begin{cases} \frac{dJ_{x}(z)}{dz} = \frac{i}{2} \{ (\Omega_{1} + iT_{1})J_{x}(z) + iT_{0}J_{x}(z) + (\Omega_{2} + iT_{2})J_{y}(z) \} \\ \frac{dJ_{y}(z)}{dz} = \frac{i}{2} \{ (\Omega_{2} + iT_{2})J_{x}(z) + iT_{0}J_{y}(z) - (\Omega_{1} + iT_{1})J_{y}(z) \} \end{cases},$$
(5)

где для сокращения записи введены обозначения

$$\Omega_1 = \frac{\omega}{2cn_0} \varepsilon_a \cos 2\psi, \quad \Omega_2 = \frac{\omega}{2cn_0} \varepsilon_a \sin 2\psi, \quad (5a)$$

$$T_0 = \frac{\omega \tau_0}{cn_0}, \quad T_1 = \frac{\omega}{2cn_0} \tau_a \cos 2\psi, \quad T_2 = \frac{\omega}{2cn_0} \tau_a \sin 2\psi, \tag{5b}$$

$$n_{0} = \sqrt{\frac{\varepsilon_{\parallel} + \varepsilon_{\perp}}{2}}, \quad \tau_{0} = \sqrt{\frac{\tau_{\parallel} + \tau_{\perp}}{2}}.$$
 (5c)

Это наиболее общая система связанных уравнений, которая позволяет анализировать распространение световой волны в неоднородно анизотропных одноосных средах с примесью усиливающих молекул в приближении геометрической оптики. Решение этой системы обсудим в следующем параграфе.

4. Методика решения

Обратимся к решению системы связанных уравнений (5). В [21, 22] было показано, что аналитическое решение системы связанных уравнений в твист ориентированном НЖК возможно, если перейти во вращающуюся систему координат. Применим аналогичную методику и в этом случае, когда в среде кроме молекул НЖК присутствуют также молекулы красителя, которые за счет эффекта гость-хозяин не нарушают симметрию среды.

Путем элементарной подстановки

$$J_{x,y}(z) = f_{x,y}(z) \exp\left(-\frac{T_0}{2}z\right)$$
(6)

можно исключить слагаемые, содержащие Т₀. В результате имеем

$$\frac{d\mathbf{f}(z)}{dz} = i\gamma \hat{H}(z)\mathbf{f}(z), \tag{7}$$

где $\hat{H}(z)$ с учетом (2a), (5a,b) можно представить в следующем виде

$$\hat{H}(z) = \begin{pmatrix} \cos 2\psi(z) & \sin 2\psi(z) \\ \sin 2\psi(z) & -\cos 2\psi(z) \end{pmatrix},$$
(7a)

где

$$\gamma = \frac{\pi (\varepsilon_a + i\tau_a)}{2\lambda n_0}.$$
 (7b)

Непосредственное решение системы (7) с переменными коэффициентами связано с определенными трудностями. В случае линейного закона изменения $\psi(z) = \alpha z$ ($\alpha = \pi/(2L)$ - характеризует пространственную скорость изменения

угла ψ , а *L*-толщина слоя НЖК) удается получить аналитическое решение задачи, если перейти во вращающуюся систему координат посредством преобразования

$$\mathbf{f}(z) = \hat{R}^{-1} \mathbf{A}(z), \ \hat{H}(z) = \hat{R}^{-1} \hat{H}_0 \hat{R}, \tag{8}$$

где $\mathbf{A} = (A_{\xi}A_{\eta})^{\mathrm{T}}$ вектор Джонса во вращающейся системе координат, $\hat{R}(\psi)$ -матрица поворота координатных осей, а \hat{H}_0 -характерная матрица данной среды в локальной системе координат (в данном, конкретном случае она совпадает с единичной матрицей) [13]. После несложных, но громоздких преобразований получим следующую систему связанных уравнений относительно амплитуд $A_{\xi,\eta}$

$$\frac{d\mathbf{A}(z)}{dz} = i\hat{h}\mathbf{A}(z), \qquad (9)$$

где

$$\hat{h} = \begin{pmatrix} \gamma & -i\alpha \\ i\alpha & \gamma \end{pmatrix}.$$
 (9a)

(9) представляет систему уравнений с постоянными коэффициентами, решение которого хорошо известно [23, 24]. С учетом этого решения, после обратного преобразования в лабораторную систему координат и учета граничных условий $A_0 = E_x(z=0); B_0 = E_y(z=0)$ полное аналитическое решение задачи представляется в следующем виде:

$$E_{x}(z) = \frac{i}{2\Omega} \Big[C_{x}(z)e^{-i\Omega z} + D_{x}(z)e^{i\Omega z} \Big] \exp^{\left(i\frac{2\pi}{\lambda}n_{0}-\frac{T_{0}}{2}\right)z} \Big\}.$$

$$E_{y}(z) = \frac{i}{2\Omega} \Big[C_{y}(z)e^{-i\Omega z} + D_{y}(z)e^{i\Omega z} \Big] e^{\left(i\frac{2\pi}{\lambda}n_{0}-\frac{T_{0}}{2}\right)z} \Big\}.$$
(10)

Введенные для сокращения записи величины $C_x(z)$, $C_y(z)$, $D_x(z)$, $D_y(z)$ имеют следующий вид:

$$C_x(z) = \left(B_0 - i\frac{\alpha}{\gamma + \Omega}A_0\right) \times \left[\alpha\cos\psi(z) + i(\gamma + \Omega)\sin\psi(z)\right], \quad (10a)$$

$$D_{x}(z) = -\left(iA_{0} + \frac{\alpha}{\gamma + \Omega}B_{0}\right) \times \left[\left(\gamma + \Omega\right)\cos\psi(z) - i\alpha\sin\psi(z)\right], \quad (10b)$$

$$C_{y}(z) = \left(B_{0} - i\frac{\alpha}{\gamma + \Omega}A_{0}\right) \times \left[\alpha \sin\psi(z) - i(\gamma + \Omega)\cos\psi(z)\right], \quad (10c)$$

$$D_{y}(z) = -\left(iA_{0} + \frac{\alpha}{\gamma + \Omega}B_{0}\right) \times \left[\left(\gamma + \Omega\right)\sin\psi(z) + i\alpha\cos\psi(z)\right].$$
(10d)

Здесь $\Omega^2 = \gamma^2 + \alpha^2$. Величины A_0 и B_0 могут быть и комплексными (для возможности анализа эллиптически поляризованной входной волны). В частном случае, если входящая волна поляризована линейно, то $A_0 = \cos\beta$, $B_0 = \sin\beta$, где β – начальный азимут поляризации, т.е. угол которая составляет поляризация входящей волны с плоскостью *xz* (см. рис.1). Нетрудно проверить, что (10) в пределе $\alpha \to 0, \tau \to 0$ переходят в хорошо известные выражения [24].

5. Обсуждение результатов

С помощью аналитического решения (10) проанализируем прохождение линейно поляризованной плоской волны через слой твист ориентированного НЖК с примесями молекул красителя в режиме усиления.

Для сравнения на рис.2а представлены 3D изображения пространственной динамики $I_x(z,\beta)$ и $I_y(z,\beta)$ составляющих интенсивностей в планарно, а на рис.2b в твист ориентированном чистом МББА.



Рис.2. Эволюция декартовых составляющих поляризации света в чистом НЖК МББА (без молекул красителя). (а) планарная отиентация ($\alpha = 0$), (b) твист ориентация ($\alpha = 0.5\pi/L$). Значения параметров следующие: $\varepsilon_{\parallel} = 3.24$, $\varepsilon_{\perp} = 2.434$, $\lambda = 0.53$ мкм, L = 100 мкм.

Как следует из рис.2а, в случае отсутствия ориентационной неоднородности о- и е- волны распространяются независимо, тогда как в твист ячейке наблюдается явление адиабатического отслеживания (рис.2b).

При добавлении молекул красителя картина пространственной динамики меняется. В качестве примера рассмотрим нематический жидкий кристалл МББА в которой добавлены молекулы красителя 2-(3-этилбензотиазолиден)-2-бутенилиден-3-окситианафтена. Параметры МББА и красителя хорошо известны [8, 17].

Рассмотрим в начале случай распространения линейно поляризованного излучения через планарно-ориентированный слой НЖК ($\alpha = 0$) в присутствии усиливающих молекул. На рис.3 представлены 3D графики этой зависимости в случае изотропного (рис.3а) и анизотропного (рис.3b) усилений.



Рис.3. Эволюция декартовых составляющих поляризации света в НЖК МББА с красителем 2-(3-этилбензотиазолиден)-2-бутенилиден-3-окситианафтена (чисто планарная структура, $\alpha = 0$). Значения параметров следующие: $\varepsilon_{\parallel} = 3.24$, $\varepsilon_{\perp} = 2.434$, $\lambda = 0.53$ мкм, L = 100 мкм. (а) изотропное поглощение ($\tau_{\parallel} = -3.5 \times 10^{-3}$ мкм⁻¹, $\tau_{\perp} = -3.5 \times 10^{-3}$ мкм⁻¹) (b) анизотропное поглощение ($\tau_{\parallel} = -3.5 \times 10^{-3}$ мкм⁻¹, $\tau_{\perp} = -1.5 \times 10^{-3}$ мкм⁻¹).

Так как в данном случае жидкокристаллическая среда ориентирована однородно, взаимодействие между обыкновенной и необыкновенной волнами отсутствует, и каждая из этих волн усиливается по экспоненциальному закону. При этом, слабое изменение $I_y(z,\beta)$ составляющей связана с анизотропией коэффициента усиления.

Однако, пространственная динамика обыкновенной и необыкновенной волн существенно зависит не только от усиливающих свойств поглощающих молекул, но и от ориентации НЖК образца.

На рис.4а, b представлены 3D зависимости x, y составляющих интенсивностей от продольной координаты и азимутального угла β ($0 < \beta < \pi$) поляризации входной линейно-поляризованной волны в случае изотропного и анизотропного усиления.



Обратим внимание на некоторые особенности. Как видно из рисунка, в

Рис.4. Эволюция декартовых составляющих поляризации света в твист нематике МББА с красителем 2-(3-этилбензотиазолиден)-2-бутенилиден-3-окситианафтена (анизотропное усиление). Значения параметров следующие: $\varepsilon_{\parallel} = 3.24$, $\varepsilon_{\perp} = 2.434$, $\lambda = 0.53$ мкм, L = 100 мкм. (а) изотропное поглощение ($\tau_{\parallel} = 3.5 \times 10^{-3}$ мкм⁻¹, $\tau_{\perp} = 3.5 \times 10^{-3}$ мкм⁻¹) (b) анизотропное поглощение ($\tau_{\parallel} = 3.5 \times 10^{-3}$ мкм⁻¹, $\tau_{\perp} = 1.5 \times 10^{-3}$ мкм⁻¹).

отличие от $I_y(z,\beta)$, которая отслеживает монотонно поворот оптической оси, в зависимости $I_x(z,\beta)$ составляющей от продольной координаты появляется слабо выраженная немонотонность. Наблюдается еще одна особенность. В случае изотропно усиливающих молекул $I_x(z,\beta)$ и $I_y(z,\beta)$ составляющие усиливаются одинаково, но со сдвигом $\pi/2$ относительно азимутального угла входящей волны. В случае же анизотропного усиления такая симметрия исчезает и усиливается только та составляющая, которая на выходе параллельна длинной оси молекул красителя. Для наглядной демонстрации указанной особенности на рис.5а,b представлены зависимости $I_x(z,\beta)$, $I_y(z,\beta)$, а так же их суммарной интенсивности в двух предельных случаях азимутального угла.



Рис.5. Эволюция декартовых составляющих поляризации света в твист нематике МББА (в присутствии анизотропного поглощения). Значения параметров следующие: $\tau_{\parallel} = -3.5 \times 10^{-3} \text{ мкm}^{-1}, \tau_{\perp} = -1.5 \times 10^{-3} \text{ мкm}^{-1}, L = 100 \text{ мкм}. \epsilon_{\parallel} = 3.24, \epsilon_{\perp} = 2.434, \lambda = 0.53 \text{ мкм}, (a) \beta = 0, (b) \beta = \pi/2.$

Очевидна асимметрия усиления суммарной интенсивности, а именно, усиление максимально, когда $\beta = 0$. Это означает, что сильнее усиливается та составляющая, которая отслеживает поворот главной оси молекул НЖК и красителя.

6. Заключение

Таким образом, полученные в настоящей работе выражения позволяют полностью количественно исследовать эволюцию обыкновенной и необыкновенной волн в твист ориентированном нематике с анизотропно усиливающим красителем. Сложная картина распространения и особенности поведения связаны с процессами конкуренции явления отслеживания и изменения коэффициента усиления вдоль продольной координаты.

Заметим, такая структура может рассматриваться как удобное модельное изучение явления в целом с целью оптимизации параметров такой ячейки. На основе такого анализа могут быть созданы оптимизированные схемы на других объектах, предпочтительных в приложениях. В качестве примера можно

привести явление усиления поворота плоскости поляризации при прохождении света через анизотропный слой из поглощающей и усиливающей среды при условии сохранения линейной поляризации и рассмотрение реальной схемы эллипсометра с усилителем [25].

Можно сделать и другой вывод. При решении системы связанных уравнений, переход во вращающуюся систему координат позволяет существенно облегчить и получить полное аналитическое решение задачи, что может быть полезным и при исследовании других (и не только оптических) задач. В частности, так как рассмотренная в настоящей работе задача относится к широкому классу двухуровневых задач, то использованный метод решения может быть полезным и в других областях, в частности, в теории взаимодействия излучения с двухуровневыми атомами.

ЛИТЕРАТУРА

- D.-K. Yang, S.-T. Wu. Fundamentals of liquid crystal devices, John Wiley & Sons, Ltd, 2015.
- S. Sakabe, Ch. Lienau, R. Grunwald. Progress in Nonlinear Nano-Optics, Springer International Publishing Switzerland, 2015.
- K. Sakoda. Optical Properties of Photonic Crystals, Berlin- Heidelberg, Springer-Verlag, 2005.
- V.A. Belyakov. Localized modes in the optics of photonic liquid crystals. Nano-structures. Mathematical Physics and Modeling, 10(2), 41 (2014).
- 5. E. Collett, B. Schaefer. Polarized Light for Scientists and Engineers. The PolaWave Group, 2012.
- 6. T. Scharf. Polarized Light in Liquid Crystals and Polymers. A John Wiley and sons, 2006.
- 7. F.I. Fedorov. Optics of anisotropic media. Moscow, Editorial, URSS, 2004.
- L.M. Blinov. Structure and Properties of Liquid Crystals. Springer Science+Business Media B.V., 2011.
- B.B. Boyko, N.S. Petrov. Reflection of light from amplifying and non-linear media. Minsk, Science and technology, 1988.
- 10. A.V. Dorofeenko, A.A., Zyablovsky, A.A. Pukhov A.A. Lisyansky, A.P. Vinogradov. UFN, **182**(11), 1157 (2012).
- 11. S. Kim, K. Kim. Optics express, 24(2), 1794 (2016).
- 12. H. Kubo, R. Nagata. JOSA, 73, 1719 (1985).
- H.H. Hovakimyan, A.E. Aivazyan, L.S. Aslanyan. Optics and Spectroscopy, 127, 787 (2019).
- 14. I. Yanossy. Phys.Rev. E, 49, 2957 (1994).
- 15. R. Muenster, M. Jarash, X. Zhuang, Y.R. Shen. Phys. Rev. Lett., 78, 42 (1997).
- 16. V.M. Agranovich, V.L. Ginzburg. Crystal optics taking into account spatial dispersion and the theory of excitons. M., Science, 1979.
- 17. A.S. Sonin. Introduction to the physics of liquid crystals. M., Science, 1983.

- L. Allen, J.H. Eberli. Optical resonance and two-level atoms. New York, John Wiley and Sons, 1975.
- 19. S.E. Segre. J. Phys. D: Appl. Phys., 36, 2806 (2003).
- 20. S.E. Segre. J. Opt. Soc. Am. A, 17, 95 (2000).
- A.L. Aslanyan, L.S. Aslanyan, Yu.S. Chilingaryan. Optics and Spectroscopy, 116(3), 483 (2014).
- A.L. Aslanyan, L.S. Aslanyan, R.B. Alaverdyan, G.S. Gevorgyan, S.Ts. Nersisyan. J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), 50, 137 (2015).
- 23. A.A. Andronov, A.A. Witt, S.E. Khakin. Theory of oscilations. M., Nauka, 1981.
- 24. A. Yariv, P. Yeh. Optical Waves in Crystals. John Wiley and sons, 1984.
- 25. A.A. Gevorgyan, A.M. Sedrakyan. Proceedings of the National Academy of Sciences of Armenia, Physics, 41, 345 (2006).

ԳԾԱՅԻՆ ԲԵՎԵՌԱՅՎԱԾ ԼՈՒՅՍԸ ԱՆԻՉՈՏՈՈՊՈՒԹՅԱՆ ԹՈՒՅԼ ԱՆՀԱՄԱՍԵՌՈՒԹՅԱՄԲ ՈՒԺԵՂԱՅՆՈՂ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

Հ.Հ. ՀՈՎԱԿԻՄՅԱՆ, Լ.Ս. ԱՍԼԱՆՅԱՆ, Ա.Է. ԱՅՎԱՉՅԱՆ

Տեսականորեն ուսումնասիրված է անիզոտրոպության թույլ անհամասեռությամբ ուժեղացնող միջավայրով (պլեոքրոիկ ներկանյութով հարստացված թվիստ կողմնորոշմամբ նեմատիկ հեղուկ բյուրեղ) գծային բևեռացված լույսի տարածման խնդիրը։ Ապացուցված է, որ տրված երկրաչափության դեպքում կոմպլեքս հավասարումների համակարգի Հշգրիտ անալիտիկ լուծման գոյությունը պայմանավորված է այն հանգամանքով, որ դիէլեկտրական թափանցելիության և ուժեղացման թենզորների դեֆորմացիաները չեն խախտում նրանց գլխավոր առանցքների համընկնումը, ինչը հայտնի հյուր-հյուրընկալ երևույթի անմիջական հետևանքն է։ Բացահայտված է ուժեղացման անիզոտրոպության ազդեցությունը միջավայրում տարածվող սովորական և անսովոր ալիքների տարածական դինամիկայի վրա։

POLARIZED LIGHT IN A WEAKLY INHOMOGENEOUS ANISOTROPIC MEDIA WITH AMPLIFICATION

H.H. HOVAKIMYAN, L.S. ASLANYAN, A.E. AIVAZYAN

The problem of the propagation of linearly polarized light in an optically inhomogeneous anisotropic media with amplification (twist-oriented nematic liquid crystal with pleochroic dye) is considered theoretically. The existence of an exact analytical solution of the system of complex equations in this geometry is proven to be related to the deformation of the dielectric constant and gain tensor do not violate the coincidence of their principal axes. The latter is a direct consequence of the guest-host effect known in a liquid crystal. The influence of gain anisotropy on the spatial dynamics of the propagation of ordinary and extraordinary waves in the medium is determined. Известия НАН Армении, Физика, т.55, №2, с.184–193 (2020)

УДК 535.343.2

МОНОКРИСТАЛЛЫ ҮАР:ҮЬ ДЛЯ ЛАЗЕРОВ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ

К.Л. ОВАНЕСЯН^{1*}, М.В. ДЕРЗЯН¹, А.В. ЕГАНЯН¹, В.Э. КИСЕЛЬ², А.С. РУДЕНКОВ², Н.В. КУЛЕШОВ², А.Г. ПЕТРОСЯН¹

¹Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения ²Центр оптических материалов и технологий, БНТУ, Минск, Беларусь

*e-mail: khovhannisyan9@gmail.com

(Поступила в редакцию 18 ноября 2019 г.)

Кристаллы ортоалюмината иттрия, активированные ионами Yb^{3+} (YAlO₃:Yb), представляют интерес для создания высокомощных лазеров с диодной накачкой, излучающих в спектральной области около 1 мкм. Достигнутые на сегодняшний день параметры этих лазеров могут быть улучшены при оптимизации концентрации активатора и улучшении структурного и оптического качества кристаллов. Одной из проблем является появление центров окраски в видимой области спектра, поглощение которых тянется в ближнюю ИК область. В настоящей работе кристаллы YAlO₃:Yb выращены методами Бриджмена и Чохральского. Показано, что при использованных условиях роста, поглощение обусловленное центрами окраски, значительно ниже в кристаллах YAlO₃:Yb, полученных методом Бриджмена. Различия в оптическом качестве отнесены к окружающей атмосфере роста (Ar/H₂ в методе Бриджмена, Ar в методе Чохральского) и к условиям охлаждения кристаллов. Изучено влияние гамма-облучения и термообработки на оптическое поглощение кристаллов. Измерено излучательное время жизни ионов Yb³⁺ в кристаллах, полученных двумя методами.

1. Введение

Пико- и фемтосекундные лазеры с диодной накачкой, излучающие в спектральной области 1 мкм, имеют важные применения в высокоточной микрообработке в промышленности и в биомедицине [1]. Среди различных активных сред, изученных в последние годы для этих применений, монокристаллы перовскитов YAlO₃ и LuAlO₃ с ионами Yb³⁺ представляют особый интерес, благодаря своим высоким термооптическим свойствам и относительно высоким сечениям поглощения и стимулированного излучения [2-6]. Теплопроводность YAlO₃ (YAP) для различных кристаллографических ориентаций меняется от 10 до 13.3 BT/(мK) и сохраняется достаточно высокой в кристаллах, активированных ионами Yb³⁺ (7.1-8.3 BT/(мK) для 5%Yb:YAP) [7]. Излучательное время жизни ионов Yb³⁺ в YAP:Yb составляет 500±10 мкс [3] (600 мкс [2]).

На кристалле YAP: Yb (0.6 at%) получена эффективная генерация в непрерывном режиме (1.2 Вт на длине волны 1040 нм); в режиме пассивной синхронизации мод получены импульсы длительностью 225 фс на длине 1041 нм при средней мощности 0.8 Вт [3]. Ожидается, что оптимизация концентрации Yb³⁺ может привести к увеличению выходной мощности, а также к сокращению длительности импульсов. Результаты работ [2,3,7] (а также ссылки, приведенные в них) позволяют сравнить тепловые и спектроскопические свойства, а также генерационные характеристики лазеров на кристаллах YAP: Yb с аналогичными параметрами кристаллов других структурных типов с ионами Yb³⁺. По сравнению с изоструктурным кристаллом перовскита LuAlO₃:Yb [4-6], выращивание которого требует специальных условий [8], YAP: Yb может быть получен традиционными способами и является экономически более привлекательным. Быстрая УФ люминесценция с переносом заряда ионов Yb³⁺ (1-100 нс в зависимости от температуры) привлекательна для сцинтилляционных применений кристаллов УАР:Уb при регистрации низкоэнергетических солнечных нейтрино и в позитронно-эмиссионной томографии [9-12].

В кристаллах YAP:Yb часто наблюдаются центры окраски с широкими полосами поглощения в видимой области спектра, которые тянутся до ближней ИК области. Несмотря на многочисленные предыдущие исследования, проблема остается актуальной, поскольку центры окраски могут приводить к дополнительным оптическим потерям и тепловой нагрузке, и влиять на излучательное время жизни ионов Yb³⁺. Основными параметрами, которые определяют плотность центров окраски, являются отношение Y/Al в исходных расплавах, атмосфера выращивания, температурные градиенты и неконтролируемые примеси (см., например [13–18] и ссылки в них). Кристаллы YAP:Yb получены различными методами кристаллизации [13–19], среди которых для практических применений наиболее часто используется метод Чохральского.

В настоящей работе использован вертикальный метод Бриджмена с целью раскрытия его потенциала для получения кристаллов YAP:Yb высокого качества, а также метод Чохральского. Проведено сравнение основных свойств кристаллов, полученных двумя методами, включая плотность центров окраски, а также влияние гамма облучения и термообработки на оптические свойства кристаллов. Измерено время жизни ионов Yb³⁺ в кристаллах, полученных двумя методами.

2. Методика эксперимента

Монокристаллы YAP:Yb были выращены модифицированным методом Бриджмена (методом вертикальной направленной кристаллизации) [8,20] и методом Чохральского с использованием оксидов Y_2O_3 , Yb_2O_3 и кристаллического сапфира Al_2O_3 с чистотой не менее 99.99% и затравок, ориентированных вдоль

оси $\langle b \rangle$. Состав расплавов соответствовал стехиометрической формуле $Y_{1-x}Yb_xAlO_3$. Выращивание кристаллов методом Бриджмена (Br) ($x = 0.0 \div 0.02$) проводилось в молибденовых контейнерах диаметром 14 мм в атмосфере Ar/H₂ (10 об.% H₂) со скоростью 2.0 мм/час. Полученные кристаллы, длиной ~50 мм, были прозрачны и бесцветны. Выращивание кристаллов методом Чохральского (Cz) ($x = 0.0 \div 0.03$) проводилось из иридиевых тиглей ($50 \times 3 \times 50$ мм) в среде чистого Ar. Скорости вытягивания и вращения составляли соответственно 2.5 мм/час и 35 об/мин. Выращенные кристаллы имели длину ~30 мм и диаметр 15 мм. Полученные кристаллы были прозрачны, но некоторые из них имели желто-коричневый оттенок.

Фазовый состав и ориентация контролировались с использованием рентгеновских дифрактометров ДРФ-2.0 и УРС-50ИМ. Оптическое качество кристаллов контролировалось с использованием излучения зеленого лазера и поляризационного микроскопа МПС-2. Для оптических измерений были использованы свободные от единичных двойников и центров рассеяния плоскопараллельные полированные пластины толщиной 0.5–2.0 мм.

Для измерений спектров оптического пропускания/поглощения в области 200–1100 нм использовался спектрофотометр SPECORD200 PLUS. Облучение кристаллов проводилось с использованием источника гамма-излучения ⁶⁰Co (1.25 МэВ, мощность дозы 468 Гр/ч) до величины поглощенной дозы 1 кГр. Измерения излучательного времени жизни Yb³⁺ проводились на мелкорастертых порошках кристаллов, которые для подавления перепоглощения были погружены в этиленгликоль (см. [3,6] и ссылки в них). Возбуждение образцов проводилось импульсами длительностью 20 нс с энергией 100 мкДж в импульсе на длине волны 980 нм, которая соответствует полосе поглощения ионов Yb³⁺ (${}^{2}F_{7/2} \rightarrow {}^{2}F_{5/2}$). Излучение люминесценции, прошедшее через монохроматор МДР-12, регистрировалось InGaAs фотоприемником с постоянной времени <5 нс и цифровым осциллографом Tektronics TDS3052B. Время жизни уровня ${}^{2}F_{5/2}$ ионов Yb³⁺ определялось по времени затухания сигнала люминесценции.

3. Результаты и обсуждение

Оптические спектры пропускания неактивированных кристаллов YAP, выращенных методами Бриджмена (Br) и Чохральского (Cz), приведены на Puc. 1a. Пропускание в YAP(Br) в УФ области длин волн < 300 нм низкое из-за присутствия ряда полос поглощения, которые связаны в основном с F- центрами [13,21]. Пропускание в области длин волн >300 нм высокое (~80%) без видимых полос поглощения в этой области. Пропускание в YAP(Cz) в области длин волн <300 нм выше, однако в области >300 нм оно ниже, по сравнению с YAP(Br). Разностный спектр поглощения между YAP(Br) и YAP(Cz) приведен на вкладке



Рис.1. Оптические спектры пропускания образцов неактивированного YAP (d = 0.75 мм) (а) и YAP:Yb (d = 2 мм) (b), выращенных методами Бриджмена и Чохральского. На вкладке Рис.1а приведен разностный спектр между YAP(Br) и YAP(Cz).

Рис.1а. Разложение спектра в области 200–300 нм выявило полосы с максимумами на 225, 258, 276 нм; вторая вкладка относится к области 300-800 нм в увеличенном масштабе и показывает наличие полос с максимумами на 320, 348, 390, 422, 490 и 720 нм. Полосы поглощения в видимой области отнесены к центрам окраски, связанными с изолированными катионными вакансиями [22], а также с ионами Y³⁺ и Al³⁺ в неэквивалентных позициях («антисайты») вблизи анионных вакансий [23-25], О⁻ центрами [23,26] и F⁺ центрами [27,28].

На Рис.1b приведены спектры пропускания образцов YAP:Yb(Br) и YAP:Yb(Cz). Введение Yb приводит к смещению коротковолнового края в область больших длин волн, что обусловлено широкой полосой поглощения в области 190–260 нм, связанной с переходами из основного состояния ${}^{2}F_{7/2}$ на уровни переноса заряда ионов Yb³⁺ [10]. В ИК-области спектра появляются хорошо известные полосы поглощения с максимумами на 932, 960, 980 и 998 нм, связанные с ${}^{2}F_{7/2} \rightarrow {}^{2}F_{5/2}$ переходами ионов Yb³⁺. Как и в случае неактивированных образцов, прозрачность в области <300 нм выше в кристаллах YAP:Yb(Cz), в то время как в области >300 нм прозрачность выше в YAP:Yb(Br). Отмеченный желто-коричневый оттенок в некоторых кристаллах YAP:Yb(Cz) связан с полосами поглощения в области 300–550 нм, интенсивность которых может изменяться при небольших вариациях аксиального градиента температуры в различных опытах при выращивании кристаллов (например, из-за различной степени заполнения Turлей). Измеренное остаточное поглощение на 750 нм в серии кристаллов YAP:Yb(Cz) составляет 0.01–0.14 см⁻¹, а в YAP:Yb(Br) оно меньше, чем 0.005 см⁻¹.

Главным отличием в условиях выращивания кристаллов в двух использованных методах является среда кристаллизации. Высокое поглощение в УФ области в кристаллах YAP(Br), по сравнению с YAP(Cz), связано с преобразо-
ванием большего числа анионных вакансий в F-центры. Отсутствие в кристаллах YAP(Br) центров окраски в видимой области спектра свидетельствует о низкой концентрации соответствующих точечных дефектов, либо к подавлению их функциональной роли. Другим фактором является аксиальный градиент температуры, который достаточно высокий в конфигурации Бриджмена [8] и считается более высоким, чем в обычно используемой конфигурации Чохральского, поскольку более быстрое охлаждение образовавшейся фазы перовскита уменьшает вероятность перестройки решетки в другие кристаллографические формы, которая может сопровождаться образованием дополнительных точечных дефектов [29,16].

Неконтролируемые остаточные примеси также могут иметь вклад в поглощение в УФ-области, например ионы железа, имеющие полосы поглощения на 265 нм (Fe³⁺) и 312 нм (Fe²⁺) (см. например, [13] и ссылки в ней). Центры Мо³⁺ были зафиксированы методом электронного парамагнитного резонанса в кристаллах YAP:Се, выращенных методом Чохральского из молибденовых тиглей [30]. Поглощение в области 260-305 нм, в кристалле УАР:Мо отнесено к полосе переноса заряда ионов Мо³⁺ [31]. Несмотря на относительно невысокую концентрацию ионов Mo^{3+} в оксидных кристаллах, выращиваемых в молибденовых контейнерах (например в YAG она составляет 8.10⁻³ ат% [32]), это количество может дать вклад в поглощение в области 260-305 нм (полоса поглощения в этой области отчетливо видна на Рис.1). Отличием в двух методах является и большая площадь поверхности расплава в конфигурации Чохральского, что может вести к заметному испарению компонент расплава, в основном оксида алюминия, имеющего более высокую упругость пара. Нарушение стехиометрии в сторону избытка Y_2O_3 может способствовать увеличению количества центров Y_{Al}^{3+} , ведущих к искажениям кристаллической решетки и образованию О-центров [33].

Спектры пропускания кристаллов YAP:Yb(Br) и YAP:Yb(Cz) до и после воздействия гамма-излучения приведены на Рис.2а,b; соответствующие им разностные спектры поглощения приведены на Рис.2с. Сравнение показывает, что интенсивность наведенного поглощения в области 250–800 нм в YAP:Yb (Br) значительно ниже, чем в YAP:Yb(Cz), что дополнительно указывает на более низкую концентрации точечных дефектов, участвующих в формировании центров окраски в кристаллах, выращиваемых по Бриджмену. Максимумы основных наведенных полос поглощения лежат на 320, 390 и 490–520 нм и примерно совпадают с полосами поглощения в исходных кристаллах. Под воздействием дневного света наведенное поглощение исчезает в течение 2–3 дней. Аналогичные по структуре полосы наведенного поглощения под воздействием гамма-излучения наблюдались в кристаллах YAP с различными активаторами, выращенных методом Чохральского [17,21,34].



Рис.2. Спектры пропускания до и после гамма-облучения кристаллов YAP:Yb(Br) (a) и YAP:Yb(Cz) (b) (d = 2 мм) и соответствующие разностные спектры поглощения (c).

На Рис.3 показаны изменения в спектрах поглощения в кристалле YAP:Yb(Br) в результате термообработки на воздухе (1100°C; 5 часов), которые характеризуются относительно слабым наведенным поглощением в области



Рис.3. Поглощение в кристаллах YAP:Yb(Br) и YAP:Yb(Cz) наведенное окислительной термообработкой. Спектр 3 соответствует поглощению, наведенному гамма-облучением (из Рис.2с).

290–400 нм (с максимумами полос на 320 и 378 нм). Как и в случае гамма-облучения, наведенное поглощение под воздействием дневного света исчезает в течение 2–3 дней. Окислительная термообработка кристаллов YAP:Yb(Cz) при тех же условиях приводит к появлению широких и интенсивных полос поглощения в области 250–700 нм (на длинах волн с максимумами на 270, 318, 378 и 509 нм) и окрашиванию кристаллов в стабильный красновато-коричневый цвет, который может быть устранен только термообработкой в восстановительной среде (H₂; 1100°C). На Рис.3 для сравнения приведен и спектр наведенного поглощения в результате гамма-облучения (из Рис.2с) показывающий, что профиль наведенных полос поглощения примерно одинаков. Примерно такие же тенденции после окислительной термообработки наблюдались в кристаллах YAP:Nd(Cz) [17] и YAP:Yb(Cz) [34].



Рис.4. Временная зависимость затухания люминесценции иона Yb³⁺ в кристалле YAP:Yb(Br) (а) и зависимость времени затухания люминесценции от весового содержания порошка в иммерсионной жидкости (b).

Результаты измерений времени жизни возбужденного состояния ${}^{2}F_{5/2}$ ионов Yb³⁺ в кристаллах, выращенных методами Бриджмена и Чохральского, приведены на Рис. 4 и 5. Измерения кинетики затухания с уровня ${}^{2}F_{5/2}$ иона Yb³⁺ проводилось на порошках кристаллов YAP:Yb с диаметром частиц 40–70 мкм. Порошок использовался для уменьшения толщины кристаллов и снижения перепоглощения, а этиленгликоль для согласования показателей преломления, а также чтобы снизить влияние эффектов перепоглощения за счет полного внутреннего отражения (см. [6] и ссылки в ней). Возбуждение люминесценции проводилось на длине ~980 нм, которая соответствует полосе поглощения иона Yb³⁺ на переходе ${}^{2}F_{7/2} \rightarrow {}^{2}F_{5/2}$. Регистрация сигнала люминесценции проводилась на длинах волн около 1040 нм. Временная зависимость затухания люминесценции исследованных образцов имеет моноэкспоненциальный характер (Рис.4а и 5а). Для порошка, помещенного в этиленгликоль, измеренное время затухания



Рис.5. Временная зависимость затухания люминесценции иона Yb^{3+} в YAP:Yb(Cz) (a) и зависимость времени затухания люминесценции от весового содержания порошка в иммерсионной жидкости (b).

уменьшалось с уменьшением весовой концентрации порошка в суспензии. Начиная с определенной величины содержания порошка, время затухания люминесценции оставалось примерно постоянным, несмотря на дальнейшее разбавление (рисунки 4b и 5b), свидетельствуя об устранении эффектов перепоглощения. Обработка экспериментальных данных показала, что время жизни возбуждённого состояния Yb³⁺ в образце YAP:2%Yb(Br) равно 480±10мкс, а для образцов YAP:1.5–3%Yb(Cz) – 515±10 мкс, которое в пределах ошибки измерений было одинаковым для всей серии. Как было отмечено, приведенные концентрации Yb относятся к их значениям в расплавах. Полученные кристаллы будут использованы в исследованиях их лазерной генерации.

4. Заключение

Методами Бриджмена (Br) и Чохральского (Cz) выращены монокристаллы YAP и YAP:Yb и сравнены их оптические свойства, включая поглощение в УФ-ближней ИК области и эффекты гамма-облучения и термообработки. В кристаллахYAP(Cz), в видимой области спектра наблюдаются центры окраски, поглощение которых тянется в ближнюю ИК область, в то время как в кристаллах YAP(Br), центры окраски в этой области отсутствуют. Наблюдаемые отличия отнесены к различной атмосфере, используемой в этих методах (Ar в методе Чохральского и Ar/H₂ в методе Бриджмена), а также к возможным отличиям в условиях охлаждения кристаллов. Результаты по влиянию ионизирующего облучения и термической обработки на воздухе подтверждают меньшую концентрацию точечных дефектов, участвующих в формировании центров окраски в видимой области спектра в кристаллах, выращенных методом Бриджмена. Измеренное излучательное время жизни ионов Yb³⁺ равно 515 мкс в YAP:Yb(Cz) и 484 мкс в YAP:Yb(Br). Полученные результаты показывают, что кристаллы YAP:Yb, выращиваемые методом Бриджмена, обладают необходимыми свойствами для создания на их основе эффективных лазеров ультракоротких импульсов с диодной накачкой.

Настоящая работа проведена при поддержке Госкомитета по науке Республики Армения (грант 18BL-015) и Белорусского Республиканского фонда фундаментальных исследований (грант F19ARM-006).

ЛИТЕРАТУРА

- 1. D. Breitling, C. Fohl, F. Dausinger, T. Kononenko, V. Konov. Topics Appl. Phys., 96, 131 (2004).
- 2. G. Boulon, Y. Guyot, H. Canibano, S. Hraiech, A. Yoshikawa. J. Opt. Soc. Am. B., 25, 884 (2008).
- 3. V.K. Kisel, S.V. Kurilchik, A.S. Yasukevich, S.V. Grigoriev, S.A. Smirnova, N.V. Kuleshov. Optics Lett., 33, 2194 (2008).
- 4. A. Rudenkov, V. Kisel, A. Yasukevich, K. Hovhannesyan, A. Petrosyan, N. Kuleshov. Optics Lett., 41, 5805 (2016).
- 5. A. Rudenkov, V. Kisel, A. Yasukevich, K. Hovhannesyan, A. Petrosyan, N. Kuleshov. Optics Lett., 42, 2415 (2017).
- 6. A. Rudenkov, V. Kisell, A. Yasukevich, K. Hovhannesyan, A. Petrosyan, N. Kuleshov. Devices and Methods of Measurements, **10**, 119 (2019).
- 7. R.L. Aggarwal, D.J. Ripin, J.R. Ochoa, T.Y. Fan. J. Appl. Phys., 98, 103514 (2005).
- 8. A.G. Petrosyan. J. Crystal Growth, 139, 372 (1994).
- 9. R.S. Ragavan. Phys. Rev. Lett., 78, 3618 (1997).
- 10. L. van Pieterson, M. Heeroma, E. de Heer, A. Meijerink. J. Lumin., 91, 177 (2000).
- I.A. Kamenskikh, N. Guerassimova, C. Dujardin, N. Garnier, G. Ledoux, C. Pedrini, M. Kirm, A. Petrosyan, D. Spassky. Optical Materials, 24, 267 (2003).
- M. Nikl, N. Solovieva, J. Pejchal, J.B. Shim, A. Yoshikawa, T. Fukuda, A. Vedda, M. Martini, D.H. Yoon. Appl. Phys. Lett., 84, 882 (2004).
- D. Sugak, A. Matkovskii, D. Savitskii, A. Durygin, A. Suchocki, Y. Zhydachevskii, I. Solskii, I. Stefaniuk, F. Wallrafen. phys. stat. sol. (a), 184, 239 (2001).
- J. Kvapil, J. Kvapil, B. Perner, B. Manek, K. Blazek, Z. Hendrich. Cryst. Res. Technol., 20, 473 (1985).
- 15. P.O. Petit, J. Petit, Ph. Goldner, B. Viana. J. Luminescence, 129, 1586 (2009).
- V.A. Antonov, P.A. Arsenev, I.G. Linda, V.L. Farshtendiker. phys. stat. sol. (a), 15, K63 (1973).
- 17. N.S. Kovaleva, I.V. Mochalov. Sov. J. Quantum Electron., 8, 1427 (1978).
- 18. J. Kvapil, J. Kvapil, J. Kubelka, R. Autrata. Crystal Res. Technol., 18, 127 (1983).
- K.L. Ovanesyan, A.G. Petrosyan, G.O. Shirinyan, R.G. Manucharyan. J.Contemporary Physics, 30, 23 (1995).
- A.A. Chernov, E.I. Givargizov, K.S. Bagdasarov, V.A. Kuznetsov, L.N. Demianets, A.N. Lobachev. Modern Crystallography III. Crystal Growth, Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo, Springer-Verlag, 1984.

- J. Chen, G. Zhao, D. Cao, H. Li, Sh. Zhou. Computational Materials Science 46, 225 (2009).
- 22. J. Chen, G. Zhao, D. Cao, Sh. Zhou. Current Appl. Phys., 10, 468 (2010).
- V.V. Laguta, M. Nikl, A. Vedda, E. Mihokova, J. Rosa, K. Blazek. Phys. Rev. B, 80, 045114 (2009).
- 24. M.M. Kuklja. J. Phys.: Condens. Matter, 12, 2953 (2000).
- C.R. Stanek, K.J. McClellan, M. R. Levy, R.W. Grimes. J. Appl. Phys., 99, 113518 (2006).
- 26. M. Nikl, V.V. Laguta, A. Vedda. phys. stat. sol. (a), 204, 683 (2007).
- 27. M. Fu, T. Liu, X. Lu, J. Li, Z. Ma. Computational Materials Science, 141, 127 (2018).
- 28. X. Zeng, G. Zhao, J. Xu, H. Li, X. He. phys. stat. sol. (a), 202, 1129 (2005).
- 29. J.S. Abell, I.R. Harris, B. Cockayne. J. Mater. Science, 7, 1088 (1972).
- V.V. Laguta, A.M. Slipenyuk, J. Rosa, M. Nikl, A. Vedda, K. Nejezchleb, and K. Blazek. Radiation Measurements, 38, 735 (2004).
- M. Zhuravleva, A. Novoselov, M. Nikl, J. Pejchal, H. Ogino, A. Yoshikawa. J. Crystal Growth, 311, 537 (2009).
- 32. E.A. Markosyan, A.G. Petrosyan, E.G. Sharoyan. FizikaTverdogoTela, 15, 2504 (1973).
- 33. M. Nikl, E. Mihokova, V. Laguta, J. Pejchal, S. Baccaro, A. Vedda, L. Juha, R. Sobierajski, H. Wabnitz. Proc. SPIE, 6586, 65860E (2007).
- 34. Y. Dong, J. Xu, G. Zhou, G. Zhao, L. Su, X. Xu, H. Li, J. Si. phys. stat. sol. (a), 204, 608 (2007).

SINGLE CRYSTALS OF YAP:Yb FOR ULTRA SHORT PULSE LASERS

K.L. HOVHANNESYAN, M.V. DERDZYAN, A.V. YEGANYAN, V.E. KISEL, A.S. RUDENKOV, N.V. KULESHOV, A.G. PETROSYAN

Single crystals of yttrium orthoaluminate activated with Yb³⁺ ions (YAlO₃:Yb) are of high interest for diode pumped high-power ultra short pulse lasers emitting in the spectral range around 1 μ m. The major parameters of lasers achieved so far can be improved by optimizing the activator concentration and improvement of the structural and optical quality of crystals. One of the problems is occurrence of color centers giving rise to absorption bands in the visible range with tails extending to the near IR. In the present work single crystals of YAlO₃:Yb were grown by the Bridgman and Czochralski methods. It is found that under the applied growth conditions absorption associated with color centers in the visible range is much lower in YAlO₃:Yb crystals grown by the Bridgman method. The differences in optical quality are attributed to the growth atmosphere (Ar/H₂for Bridgman and Ar in the case of Czochralski), and to crystal cooling conditions. The influence of gamma-ray irradiation and thermal annealing on optical absorption inYAlO₃:Yb grown by the two methods is studied. The lifetime of Yb³⁺ is measured in crystals grown by the two methods. Известия НАН Армении, Физика, т.55, №2, с.194–204 (2020)

УДК 621.315

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ ТРИОННЫХ СОСТОЯНИЙ В GaAs ЭЛЛИПСОИДАЛЬНОЙ КВАНТОВОЙ ТОЧКЕ

Ю.Ю. БЛЕЯН

Российско-Армянский университет, Ереван, Армения

e-mail: yuri.bleyan@rau.am

(Поступила в редакцию 20 декабря 2019 г.)

С помощью вариационного метода исследованы различные типы смешанных двумерных связанных отрицательных и положительных трионов в GaAs сильно сплюснутой эллипсоидальной квантовой точке в режиме промежуточного квантования. Пробная волновая функция для положительного и отрицательного трионов строится на основе одночастичной волновой функции, полученной в рамках адиабатического приближения. Получены зависимости энергии и энергии связи трионных состояний а также рекомбинации всех типов трионов от геометрических параметров эллипсоидальной квантовой точки. Оценивается радиационное время жизни различных типов положительных и отрицательных трионов для режима промежуточного квантования.

1. Введение

Экспериментальное и теоретическое исследование физических свойств квантовых точек (КТ) находится в центре внимания полупроводниковой нанофизики. Благодаря уникальным физическим свойствам КТ используются во многих областях: конструирование медицинских устройств, КТ солнечные батареи, КТ фотодетекторы, КТ датчики, КТ лазеры, аккумуляторы и системы накопления энергии, КТ транзисторы и сенсоры [1–3]. КТ с эллипсоидальной геометрией были недавно реализованы экспериментально [4–6].

Метод жидкофазной эпитаксии в [4] используется для самоорганизующихся островков, индуцированных деформацией на основе InAsSbP, и формирования КТ на подложках InAs (1,0,0). В [6] авторы представили систематическое исследование влияния деформации на формирование эллипсоидальных КТ GaInAs, имеющих удлиненную геометрию.

Таким образом, эллипсоидальные КТ могут быть экспериментально реализованы для различных типов полупроводников. Преимущество эллипсоидальных КТ (особенно сфероидальных) по сравнению со сферическими КТ состоит в наличии двух геометрических параметров (малых и больших полуосей), что дает возможность контролировать энергетический спектр КТ [7–14]. Следовательно, управление физическими характеристиками системы (в частности оптическими свойствами) становится более реализуемым [15–22]. Следует особо отметить, что эллипсоидальные КТ в своих предельных переходах могут быть преобразованы в три типа наноструктур: когда все полуоси равны, мы получим сферическую КТ, когда две полуоси стремятся к бесконечности, мы получаем случай квантовой стенки, и, наконец, когда одна полуось стремится к бесконечности, мы получаем квантовую проволоку.

Даже одночастичная задача в эллипсоидальной КТ сложна и требует применения численных или приближенных аналитических методов [9,17–19,24]. Адиабатическое приближение является очень эффективным методом в случае сильно сплюснутой эллипсоидальной КТ [12,23]. Другим важным фактом является то, что внешняя форма эллипсоидальной КТ позволяет реализовать теорему Кона для таких систем из-за специфического параболического адиабатического потенциала [25,26].

Как видно из вышеизложенного, интересно изучать электронные, экситонные и другие свойства эллипсоидальных КТ. Одной из интересных систем, которые могут быть экспериментально реализованы в КТ, являются трионы. Это заряженные экситонные комплексы, состоящие из двух дырок или одного электрона (X^+) или двух электронов и одной дырки (X^-). Исследование трионов в полупроводниках было впервые предложено Лампертом [27]. Существуют различные работы, посвященные теоретическому [28–32] и экспериментальному [32–35] изучению трионов. Однако, из-за малой величины энергии связи достаточно трудно наблюдать трионы в объемных полупроводниках. Ограничивающий потенциал трионов в КТ увеличивает их энергию связи, и это увеличение энергии связи позволяет экспериментально исследовать многочастичные комплексы в КТ [35].

В настоящей работе исследованы различные типы смешанных связанных трионов в сильно сплюснутой эллипсоидальной квантовой точке (ССЭКТ). Для расчета энергетических спектров использован вариационный метод.

Будут рассматриваться три типа положительных (тяжелая дырка-электрон-тяжелая дырка (X_{hh}^+), легкая дырка-электрон-тяжелая дырка ($X_{\ell h}^+$), легкая дырка-электрон-легкая дырка($X_{\ell \ell}^+$)) и две типа отрицательных(электрон-тяжелая дырка-электрон(X_h^-), электрон-легкая дырка-электрон (X_ℓ^-)) трионные состояния.

2. Теория

Проблема нахождения экситонных состояний в ССЭКТ с непроницаемыми стенками была решена в рамках адиабатического приближения в [12,17]. В упомянутых работах были рассмотрены три режима размерного квантования: сильный, промежуточный и слабый. В качестве общего случая рассмотрим промежуточный режим размерного квантования, когда учитывается кулоновское взаимодействие между электроном и дыркой. Из-за сплюснутой геометрии эллипсоидальной КТ проблема приобретает двухмерный характер. Таким образом, кулоновское взаимодействие между электроном и дыркой рассматривается как двумерное [14,25–26]. Волновые функции и энергии частиц (электронов и дырок) в ССЭКТ для режима промежуточного квантования для основного состояния можно записать в виде:

$$\Psi_{gr}^{\text{electron}}\left(\rho, \varphi, z\right) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sqrt{\frac{\pi}{ac}} e^{-\frac{\pi}{4ac}\rho^{2}} \left(c\sqrt{1-\rho^{2}/a^{2}}\right)^{-1/2} \\ \times \cos\left(\frac{\pi}{2c\sqrt{1-\rho^{2}/a^{2}}}z\right), \qquad (1)$$

$$\Psi_{gr}^{\text{hole}}\left(\rho, \varphi, z\right) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left(c\sqrt{1-\rho^{2}/a^{2}}\right)^{-1/2} \\ \times \cos\left(\frac{\pi}{2c\sqrt{1-\rho^{2}/a^{2}}}z\right) \sqrt{2\sqrt{\gamma^{2}+\beta^{2}}} e^{-\frac{1}{2}\sqrt{\gamma^{2}+\beta^{2}}\rho^{2}}, \qquad E^{\text{electron}} = \frac{\pi^{2}}{4c^{2}} + \frac{\pi}{ac}, \\ E^{\text{hole}} = \sigma\left(\frac{\pi^{2}}{4c^{2}} - \frac{16}{3}\sqrt{\frac{2\pi}{ac}} + 2\sqrt{\gamma^{2}+\lambda^{2}}\right), \qquad (2)$$

где $\gamma = \frac{\pi}{2ac}$, $\lambda^2 = \frac{2\pi^2}{ac} \sqrt{\frac{2\pi}{ac}}$ и $\sigma = \frac{m_e^*}{m_h^*}$ отношение эффективных масс электронов

и дырок. Отметим, что все параметры в задаче представлены в безразмерных величинах, а именно: энергии в эффективной ридберговской энергии и длины в эффективном радиусе Бора. Как упоминалось выше, рассмотрим три типа положительных трионов и два типа отрицательных трионов. Рассматриваются следующие системы:

- X_{hh}^+ тяжелая дырка-электрон-тяжелая дырка,
- *X*⁺_{*lh*} легкая дырка-электрон-тяжелая дырка,
- $X_{\ell\ell}^+$ легкая дырка-электрон-легкая дырка,
- *X_h⁻* электрон-тяжелая дырка-электрон,
- *X*⁻_ℓ электрон-легкая дырка-электрон.

Гамильтониан системы для отрицательных и положительных трионов может быть представлен в следующем виде:

$$\begin{cases} X^{-}, \ \hat{H} = \sum_{j} \frac{\hat{P}_{j}^{2}}{2m_{j}^{*}} + V_{\text{int}}^{2D}(\mathbf{\rho}_{1}, \mathbf{\rho}_{2}, \mathbf{\rho}_{\alpha}) + \sum_{j} U_{\text{conf}}(\mathbf{\rho}_{j}, z_{j}), \ j = \{1, 2, \alpha\}, \\ X^{+}, \ \hat{H} = \sum_{j} \frac{\hat{P}_{j}^{2}}{2m_{j}^{*}} + V_{\text{int}}^{2D}(\mathbf{\rho}_{1}, \mathbf{\rho}_{\alpha}, \mathbf{\rho}_{\beta}) + \sum_{j} U_{\text{conf}}(\mathbf{\rho}_{j}, z_{j}), \ j = \{1, \alpha, \beta\}. \end{cases}$$
(3)

Здесь V_{int}^{2D} является двумерным членом кулоновского взаимодействия между частицами и U_{conf} – ограничивающий потенциал, который равен нулю внутри и бесконечен вне эллипсоидальной КТ.

Основное состояние отрицательного (положительного) триона является синглетным состоянием. Поэтому пространственная пробная волновая функция основного состояния отрицательного (положительного) триона симметрична относительно взаимного обмена векторами положения электронов (дырок). Вариационная функция для отрицательного триона построена на одночастичных волновых функциях и имеет следующий вид [29–31]:

$$\Psi_{\text{trial}}(\boldsymbol{\rho}_{1},\boldsymbol{\rho}_{2},\boldsymbol{\rho}_{\alpha}) = C\psi_{100}(\boldsymbol{\rho}_{1})\psi_{100}(\boldsymbol{\rho}_{2})\psi_{100}(\boldsymbol{\rho}_{\alpha})$$

$$\times \sum_{i_{1}i_{2}i_{12}}\sum_{j_{1}j_{2}j_{12}}\kappa_{i_{1}i_{2}i_{12}j_{1}j_{2}j_{12}}(1+P_{12})e^{-\zeta_{l_{1}}^{1\alpha}\rho_{1\alpha}^{2}-\zeta_{l_{2}}^{2\alpha}\rho_{2\alpha}^{2}-\zeta_{l_{1}}^{12}\rho_{12}^{2}}e^{-\xi_{l_{1}}^{1\alpha}z_{1\alpha}^{2}-\xi_{l_{2}}^{2\alpha}z_{2\alpha}^{2}-\xi_{l_{1}}^{12}z_{1\alpha}^{2}},$$
(4)

где *С* – константа нормализации, P_{12} – оператор перестановки, меняющим электронные индексы 1 \leftrightarrow 2, $\kappa_{i_i j_2 j_1 j_2 j_1 j_2}$, $\zeta_{i_{jk}}^{jk}$, $j, k = \{1, 2, \alpha\}$ являются вариационными параметрами, которые описывают относительное положение электрона и дырки в радиальной плоскости и аксиальном направлении, соответственно.

В уравнении (4) суммирование начинается с 1 и продолжается до M_{jk} по индексам $i_{1\alpha}$ и $i_{2\alpha}$, до N_{jk} по $j_{1\alpha}$ и $j_{2\alpha}$ и до M_{12} и N_{12} по i_{12} и j_{12} . Для расчетов было использовано $M_{jk} = N_{jk} = 2$ и $M_{12} = N_{12} = 3$. Пробная волновая функция для положительного триона была выбрана аналогичным образом. Эти параметры могут быть определены после минимизации интеграла

$$E_{X-} = \left\langle \Psi_{\text{trial}} \left(\boldsymbol{\rho}_{1}, \boldsymbol{\rho}_{2}, \boldsymbol{\rho}_{\alpha} \right) \middle| \hat{H} \middle| \Psi_{\text{trial}} \left(\boldsymbol{\rho}_{1}, \boldsymbol{\rho}_{2}, \boldsymbol{\rho}_{\alpha} \right) \right\rangle.$$
(5)

Перейдем к вычислению энергии связи. Для каждого типа трионов выражения для энергии связи определены ниже [38]:

$$E_{\text{bind}}(X_{\ell}^{-}) = (2E_{e} + E_{\ell}) - E(X_{\ell}^{-}),$$

$$E_{\text{bind}}(X_{h}^{-}) = (2E_{e} + E_{h}) - E(X_{h}^{-}),$$

$$E_{\text{bind}}(X_{\ell\ell}^{+}) = (E_{e} + 2E_{\ell}) - E(X_{\ell\ell}^{+}),$$

$$E_{\text{bind}}(X_{\ell h}^{+}) = (E_{e} + E_{\ell} + E_{h}) - E(X_{\ell h}^{+})$$

$$E_{\text{bind}}(X_{h h}^{+}) = (E_{e} + 2E_{h}) - E(X_{h h}^{+}),$$
(6)

где E_e , E_ℓ и E_h являются энергиями электрона, легкой дыркы и тяжелой дыркы в ССЭКТ, соответственно. Точно так же энергии рекомбинации вышеупомянутых квазичастиц могут быть вычислены согласно следующим формулам [38]

$$\begin{aligned} &\omega_{if} \left(X_{\ell}^{-} \right) = E^{(i)} \left(X_{\ell}^{-} \right) - E_{e}^{(f)}, \\ &\omega_{if} \left(X_{h}^{-} \right) = E^{(i)} \left(X_{h}^{-} \right) - E_{e}^{(f)}, \\ &\omega_{if} \left(X_{hh}^{+} \right) = E^{(i)} \left(X_{hh}^{+} \right) - E_{h}^{(f)}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\omega_{if} \left(X_{\ell h(h\ell)}^{+} \right) = E^{(i)} \left(X_{\ell h}^{+} \right) - E_{h(\ell)}^{(f)}, \\ &\omega_{if} \left(X_{\ell \ell}^{+} \right) = E^{(i)} \left(X_{\ell \ell}^{+} \right) - E_{\ell}^{(f)}, \end{aligned}$$

$$\end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &(7) \\ &\omega_{if} \left(X_{\ell \ell}^{+} \right) = E^{(i)} \left(X_{\ell \ell}^{+} \right) - E_{h(\ell)}^{(f)}, \end{aligned}$$

где индексы i и f – начальное и конечное состояния, соответственно. Энергия рекомбинации определяется как разница между полной энергией начального и конечного состояний после рекомбинации. После рекомбинации пары электронлегкая дырка у X_{ℓ}^- остается один электрон, у $X_{\ell h}^+$ – одна тяжелая дырка и у $X_{\ell \ell}^+$ остается один электрон. После рекомбинации пары электрон-тяжелая дырка у X_{h}^- остается один электрон, у $X_{\ell h}^+$ – одна легкая дырка и у X_{h}^+ остается один электрон, у $X_{\ell h}^+$ – одна легкая дырка и у X_{h}^- остается один электрон, у $X_{\ell h}^+$ – одна легкая дырка и у X_{h}^- остается один электрон.

Рекомбинационная сила осциллятора является одним из важных параметров, позволяющих оценить время жизни излучения. Сила рекомбинационного осциллятора для положительных и отрицательных трионов предложена в [39] как

$$f_{\left(X^{-},X^{+}\right)} = A \frac{E_{P}}{2E_{\left(X^{-},X^{+}\right)}} \left| \int_{V} \Psi_{exc} \left(\mathbf{r}_{e},\mathbf{r}_{h}\right) d\mathbf{r} \right|^{2}, \qquad (8)$$

где E_P – энергия Кейна, A – коэффициент вероятности рекомбинации и A = 2 для связанных трионов.

Расчет рекомбинационной силы осциллятора может быть использован для оценки радиационного времени жизни смешанного триона. Радиационное время жизни является очень важным характеристическим параметром и важно оценить радиационное время жизни этих квазичастиц. Радиационное время жизни обратно пропорционально силе осциллятора и определяется как [39]:

$$\tau(X^{-}, X^{+}) = \frac{2\pi\epsilon_0 m c^3 \hbar^2}{\sqrt{\epsilon} e^2 E_{X^{-}, X^{+}}^2 f},$$
(9)

где ε_0 – диэлектрическая постоянная, m – масса электрона, ε – диэлектрическая постоянная материала, E_{X^-,X^+} – энергия отрицательного или положительного триона.

3. Обсуждение результатов

Перейдем к обсуждению полученных результатов. Отметим, что все полученные результаты могут применяться для различных типов полупроводников. Для наглядности полученных результатов рассмотрим эллипсоидальную КТ, выполненную из GaAs. Материальные параметры для GaAs следующие: $m_e^* = 0.067m_0$, $m_{hh}^* = 0.45m_0$, $m_{\ell h}^* = 0.082m_0$, $a_B^{\text{eff}} = 10.4 \text{ nm}$, $E_R^{\text{eff}} = 5.275 \text{ meV}$, $\varepsilon = 12.91 \text{ и } E_P = 22.71 \text{ eV}$.

Зависимость энергий для всех типов трионов от геометрических параметров эллипсоидальной КТ рассчитывается на основе минимизации уравнения (5). Очевидно, что зависимость энергии от малой полуоси будет сильнее зависимости от большой полуоси. Для каждой квазичастицы эта зависимость показана на рис.1.



Рис.1. Зависимости энергии основного состояния разных типов трионов от малой полуоси эллипсоидальной КТ при фиксированном значении большой полуоси.

Как видно из рисунка, с увеличением малой полуоси энергия каждого триона уменьшается. Трион, состоящий из двух тяжелых дырок и одного электрона, обладает самой низкой энергией. Это связано с тем, что эффективная масса тяжелой дыры намного больше, чем эффективная масса электрона. Близость кривых для $X_{\ell h}^+ \leftrightarrow X_h^-$ и $X_{\ell \ell}^+ \leftrightarrow X_\ell^-$ объясняется тем, что эффективные массы легких дырок и электронов близки друг к другу.

Близость кривых для разных типов трионов имеет место и для энергий связи. Таким образом, на рис.2 показаны зависимости энергии связи каждого типа трионов от малой полуоси.

Однако в этом случае наибольшее значение энергии связи имеет трион с двумя тяжелыми дырками и одним электроном, а наименьшее значение имеет трион с двумя электронами и одной легкой дыркой. Разница в энергиях связи для всех типов трионов позволяет дифференцировать виды трионов по определению



Рис.2. Зависимости энергии связи для разных типов трионов от малой полуоси эллипсоидальной КТ при фиксированном значении большой полуоси.

энергии связи. Зависимость энергий рекомбинации от малой полуоси эллипсоидальной КТ качественно повторяет рис.2. Поэтому ее не нужно представлять. Однако эти зависимости имеют важное поведение: после определенных значений геометрических параметров энергии рекомбинации становятся отрицательными. Это означает, что процессы рекомбинации после этих значений запрещены. Эти критические значения для всех типов трионов представлены в Таблице 1 для различных наборов геометрических параметров.

$a/a_{\scriptscriptstyle B}$	$X^{\scriptscriptstyle +}_{\scriptscriptstyle hh}$	$X^+_{\ell h}\left(h \to \ell\right)$	$X^+_{\ell h}\left(\ell \to h\right)$	$X^{\scriptscriptstyle +}_{\ell\ell}$	X_h^-	X_ℓ^-
5	1.272	2.006	1.445	2.176	1.477	2.215
7.5	1.270	1.980	1.469	2.182	1.508	2.224
10	1.269	1.970	1.487	2.194	1.532	2.241

Табл.1. Критические значения малой полуоси для всех типов трионов при фиксированной большой полуоси

Знание критических значений для полуосей важно для экспериментальной реализации трионных состояний. В зависимости от задачи, геометрические параметры КТ могут быть выбраны таким образом, чтобы усиливать или подавлять процессы рекомбинации. Сила осцилляторов всех вышеупомянутых квазичастиц на малой полуоси изображена на рис.3.

Обратим внимание на то, что сила осциллятора увеличивается с увеличением малой полуоси, и эта зависимость имеет квадратичный характер. В нашей модели все имеют один и тот же интеграл перекрытия, однако разница между ними заключается в различных значениях энергии трионов, которые включены в формулу (8).



Рис.3. Зависимости силы осциллятора для разных типов трионов от малой полуоси эллипсоидальной КТ.

Наконец, на рис.4 показана оценка радиационных времен жизни всех типов трионов на малой полуоси.

Как следует из рис.4, радиационное время жизни увеличивается до максимального значения, и после некоторых значений малой полуоси радиационное время жизни трионов уменьшается. Существование максимального значения для этих зависимостей можно объяснить влиянием двух эффектов – эффекта размерного квантования и кулоновского взаимодействия. Между тем, последний является сложным эффектом, поскольку количество отрицательно и положительно заряженных частиц, а именно электронов и дырок, варьируется в разных типах трионов. Из рисунка следует, что трион, состоящий из двух тяжелых дырок и одного электрона, имеет наименьшее значение радиационного времени жизни, а в противоположность этому трион, состоящий из двух электронов и одной легкой дыры, имеет наибольшее значение радиационного времени жизни.



Рис.4. Зависимости радиационного времени жизни различных типов трионов от малой полуоси эллипсоидальной КТ.

4. Заключение

В настоящей работе проведены расчеты для отрицательных и положительных двумерных связанных трионов со смешиванием легких и тяжелых дырок для режима промежуточного размерного квантования в сильно сплюснутой GaAs эллипсоидальной KT. Показано, что энергии связи и рекомбинации для всех трионов уменьшаются с увеличением параметра. Трион X_{hh}^+ , состоящий из двух тяжелых дырок и одного электрона, имеет самую низкую энергию из всех квазичастиц и, соответственно, имеет самую высокую энергию связи. Показано, что для всех типов смешанных связанных трионов сила осциллятора квадратично возрастает с увеличением полуоси KT.

Наконец, радиационные времена жизни всех трионов в сильно сплюснутой эллипсоидальной КТ из GaAs находятся в интервале между 30 пс и 36 пс для средних значений $a = 5a_B$ и $c = 0.5a_B$.

Автор выражает благодарность своему научному руководителю к. ф.-м. н. доценту Давиду Борисовичу Айрапетяну за оказанную помощь в реализации данной работы.

Исследование выполнено при финансовой поддержке ГКН МОН Республики Армении в рамках тематического научного проекта № 18Т-1С062.

ЛИТЕРАТУРА

- D. Bimberg, M. Grundmann, N.N. Ledentsov. Quantum dot heterostructures. John Wiley & Sons, England, 1999.
- 2. A.J. Nozik. Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, 14, 115 (2002).
- V.M. Ustinov, A.E. Zhokov, A.E. Zhukov, A.Y. Egorov, N.A. Maleev. Quantum dot lasers, Oxford University Press on Demand, New York, 2003.
- J.H. Blokland, M. Bozkurt, J.M. Ulloa, D. Reuter, A.D. Wieck, P.M. Koenraad, P.C.M. Christianen, J.C. Maan. Appl. Phys. Lett., 94, 023107 (2009).
- 5. K.M. Gambaryan, V.A. Aroutiounian, V.G. Harutyunyan. Appl. Phys. Lett., 101, 093103 (2012).
- 6. A. Löffler, J.P. Reithmaier, A. Forchel, A. Sauerwald, D. Peskes, T. Kümmell, G. Bacher. Journal of crystal growth, 286, 6 (2006).
- G. Iadonisi, G. Cantele, V. Marigliano Ramaglia, D. Ninno. physica status solidi (b), 237, 320 (2003).
- 8. E.P. Pokatilov, M.D. Croitoru, V.M. Fomin, J.T. Devreese. physica status solidi (b), 237, 244 (2003).
- 9. G. Cantele, D. Ninno, G. Iadonisi. Journal of Phys.: Cond. Matter, 12, 9019 (2000).
- 10. G. Cantele, D. Ninno, G. Iadonisi. physica status solidi (a), 197, 432 (2003).
- 11. L. Shi, Z.W. Yan. physica status solidi c, 8, 42 (2011).
- 12. K.G. Dvoyan, D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan, A.A. Tshantshapanyan. Nanoscale

research letters, 2, 601 (2007).

- 13. M. Barati, G. Rezaei, M.R.K. Vahdani. physica status solidi (b), 244, 2605 (2007).
- 14. Y.Y.Bleyan, D.B. Hayrapetyan. J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), 54, 153 (2019).
- D.A. Baghdasaryan, D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan. The European Physical Journal B, 88(9), 223 (2015).
- D.A.Baghdasaryan, D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan. Physica B: Cond. Metter, 479, 85 (2015).
- D.B. Hayrapetyan, K.G. Dvoyan, E.M. Kazaryan. J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), 42, 151 (2007).
- 18. E. Sadeghi, M. Moradi LM. Chinese Journal of Phys., 54, 773 (2016).
- D.B. Hayrapetyan, G.L. Ohanyan, D.A. Baghdasaryan, H.A. Sarkisyan, S. Baskoutas, E.M. Kazaryan. Phys. E, 95, 27 (2018).
- 20. L. Shi, Z.W. Yan. Superlattices and Microstructures, 94, 204 (2016).
- D.A. Baghdasaryan, D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan. Journal of Nanophotonics, 10, 033508 (2016).
- 22. E. Sadeghi. Phys. E, 73, 1 (2015).
- 23. I.H. Lee, Y.H. Kim, K.H. Ahn. Journal of Phys.: Cond. Matter, 13, 1987 (2001).
- 24. D.B. Hayrapetyan. J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), 42, 292 (2007).
- 25. D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan, H.A. Sarkisyan. Phys. E, 75, 353 (2016).
- D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan, H.A. Sarkisyan. J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), 48, 32 (2013).
- 27. M.A. Lampert. Phys. Rev. Lett., 1, 450 (1958).
- 28. B. Stebe, A. Moradi, F. Dujardin. Phys. Rev. B, 61, 7231 (2000).
- B. Szafran, B. Stébé, J. Adamowski, S. Bednarek. J. Phys.: Condens. Matter, 12, 2453 (2000).
- 30. B. Szafran, B. Stébé, J. Adamowski, S. Bednarek. Phys. Rev. B, 66, 165331 (2002).
- D.B. Hayrapetyan, Y.Y. Bleyan, D.A. Baghdasaryan, H.A. Sarkisyan, S. Baskoutas, E.M. Kazaryan. Phys. E, 105, 47 (2019).
- 32. D.M. Whittaker, A.J. Shields. Phys. Rev. B, 56, 15185 (1997).
- 33. C. Riva, F.M. Peeters, K. Varga. Phys. Rev. B, 61, 13873 (2000).
- G. Finkelstein, V. Umansky, I. Bar-Joseph, V. Ciulin, S. Haacke, J.D. Ganiere, B. Deveaud. Phys. Rev. B, 58, 12637 (1998).
- 35. A. Esser, E. Runge, R. Zimmermann, W. Langbein. Phys. Rev. B, 62, 8232 (2000).
- R.J. Warburton, C.S. Dürr, K. Karrai, J.P. Kotthaus, G. Medeiros-Ribeiro, P.M. Petroff. Phys. rev. let., 79, 5282 (1997).
- 37. K. Kheng, R.T. Cox, M.Y. d'Aubigné, F. Bassani, K. Saminadayar, S. Tatarenko. Phys. rev. let., 71, 1752 (1993).
- 38. G.A. Narvaez, G. Bester, A. Zunger. Phys. Rev. B, 72, 245318 (2005).
- 39. M. Sahin, F. Koç. Appl. Phys. Lett., 102, 183103 (2013).

ՏԱՐԲԵՐ ՏԵՍԱԿԻ ՏՐԻՈՆԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ՏԵՍԱԿԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ GaAs ԷԼԻՊՍԱՐԴԱՅԻՆ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԿԵՏՈՒՄ

3.3. FLԵ3UՆ

Հետազոտվել են տարբեր տեսակի բացասական և դրական երկչափ կապված տրիոնային վիճակները GaAs խիստ սեղմված էլիպսարդային քվանտային կետում (ԽՍԷՔԿ) միջին քվանտացված ռեժիմում։ Դրական և բացասական տրիոնների փորձնական ալիքային ֆունկցիաները կառուցված են էլեկտրոնի և խոռոչի մեկմասնիկային ալիքային ֆունկցիաների հիման վրա, որոնք ստացվել են ադիաբատական մոտավորության շրջանակում։ Կառուցվել են բոլոր տեսակի տրիոնային վիճակների էներգիաների, կապի և ռեկոմբինացիայի էներգիաների կախվածությունները էլիպսարդային քվանտային կետի տարբեր երկրաչափական պարամետրերից։ Վերջապես, գնահատվել է տարբեր տեսակի բացասական և դրական տրիոնային վիճակների կյանքի տևողությունը միջին քվանտացման ռեժիմի համար։

THEORETICAL INVESTIGATION OF DIFFERENT TYPES OF TRION STATES IN GaAs ELLIPSOIDAL QUANTUM DOT

Y.Y. BLEYAN

Different types of negative and positive two-dimensional bound trion states in a strongly oblate GaAs ellipsoidal dot (SOEQD) are investigated in the mode of intermediate size quantization. The trial wave functions for positive and negative trions are constructed on the basis of single-particle wave functions of an electron and a hole, obtained in the framework of the adiabatic approximation. The dependences of the energy, binding and recombination energies of all types of trion states on the geometrical parameters of the ellipsoidal quantum dot are constructed. Finally, the radiative lifetime for different types of negative and positive trion states in the mode of intermediate size quantization is estimated.

УДК 621.382

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МДП-СЕНСОРОВ РАДИАЦИОННЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ В РЕЖИМАХ СИЛЬНОПОЛЕВОЙ ИНЖЕКЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ

В.В. АНДРЕЕВ^{1*}, Г.Г. БОНДАРЕНКО², Д.В. АНДРЕЕВ¹, А.А. СТОЛЯРОВ¹

¹Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Калужский филиал, 248000, Калуга, Россия ²Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", 101000, Москва, Россия

*e-mail: vladimir andreev@bmstu.ru

(Поступила в редакцию 20 сентября 2019 г.)

Предложена модель, описывающая изменение зарядового состояния МДП-структур и сенсоров на их основе в условиях одновременного воздействия радиационной ионизации и сильнополевой инжекции электронов из полупроводника. В предложенной модели проводится учет взаимодействия инжектированных электронов с дырками, генерируемыми радиационной и сильнополевой ионизацией и захватываемыми на ловушки у границы раздела пленки SiO₂ с полупроводником, а также генерации поверхностных состояний при аннигиляции части дырок в процессе их взаимодействии с инжектированными электронами. Показано, что МДП-сенсор, находящийся в режиме сильнополевой инжекции электронов в диэлектрическую пленку, можно использовать для контроля интенсивности радиационного излучения путем определения тока радиационной ионизации из временной зависимости напряжения, падающего на сенсоре, с использованием предложенной модели. Установлено, что в режиме сильнополевой инжекции электронов возможно существенное повышение дозовой чувствительности МДП-сенсоров, но при этом опо может значительно снижаться ресурс работы и дозовый диапазон МДП-сенсора.

1. Введение

В настоящее время для контроля характеристик радиационных излучений в космической технике, медицине, персональной дозиметрии, при эксплуатации ядерного оборудования и других областях широко применяются сенсоры на основе структур металл-диэлектрик-полупроводник (МДП) [1–10]. В основном такие сенсоры используются для контроля поглощённой дозы радиационного излучения и изготавливаются на основе радиационно-чувствительного рканального МДП-транзистора. Их называют RADFET (Radiation-Sensitive Field

Effect Transistor) сенсорами [1, 3, 4, 9]. Основными преимуществами таких сенсоров являются относительно широкий диапазон контролируемых доз, очень низкое энергопотребление, малый размер чувствительного элемента, быстрое неразрушающее считывание дозиметрической информации и возможность ее постоянного хранения, а также конкурентоспособная цена и возможность совмещения с электронной системой обработки информации. Одним из методов повышения чувствительности таких сенсоров является приложение к затвору транзистора положительного напряжения, в результате чего электрическое поле, создающееся в подзатворном диэлектрике, обеспечивает разделение зарядов, возникающих в результате радиационной ионизации, и ускоряет их транспорт в диэлектрической пленке [1, 11–13]. Эксплуатация RADFET сенсора в условиях приложения к затвору положительного напряжения позволяет существенно повысить величину информационного положительного заряда, накапливающегося в подзатворном диэлектрике у границы, раздела с полупроводником при той же дозе облучения и, тем самым, увеличить дозовую чувствительность сенсора. Однако, при эксплуатации RADFET сенсоров обычно используются относительно слабые электрические поля, которые значительно ниже тех, при которых наблюдаются сильнополевая инжекция заряда в подзатворный диэлектрик [1, 2, 11]. Следовательно, исследование физических процессов, наблюдающихся в тонких диэлектрических плёнках МДП-структур при одновременном воздействии ионизирующего излучения и сильнополевой инжекции электронов в диэлектрик, является важной задачей для повышения дозовой чувствительности RADFET сенсоров и их корректной эксплуатации в предельных режимах. Эксплуатация RADFET сенсора при протекании через подзатворный диэлектрик постоянного тока, при определенных режимах позволяет определять величину тока, создаваемого ионизирующим излучением и, тем самым, контролировать интенсивность радиационного излучения [14]. Таким образом, работа RADFET-сенсоров в режимах сильнополевой инжекции электронов в диэлектрик может позволить не только повысить их дозовую чувствительность, но и использовать эти сенсоры для контроля интенсивности радиационных излучений. Ниже вместо термина RADFEET-сенсор будет использоваться термин МДП-сенсор.

В данной работе на основе экспериментальных исследований и результатов проведенного моделирования изучены зарядовые процессы, протекающие в МДП-структурах при совместном воздействии радиационных излучений и сильнополевой инжекции электронов в диэлектрическую пленку. Рассмотрена возможность эксплуатации МДП-сенсоров в режимах сильнополевой инжекции электронов и их использование для контроля интенсивности радиационного излучения.

2. МОДЕЛЬ ЗАРЯДОВЫХ ПРОЦЕССОВ В МДП-СТРУКТУРЕ

Основные зарядовые процессы, протекающие в МДП-структурах при воздействии радиационного излучения, представлены на зонных диаграммах (рис.1).



Рис.1. Зонные диаграммы МДП-структур, показывающие основные зарядовые процессы, протекающие под действием радиационного излучения для случая низких (не инжекционных) электрических полей [11] (а) и сильнополевой туннельной по Фаулеру-Нордгейму туннельной инжекции электронов (b): 1 – создание электронно-дырочных пар радиационным излучением; 2 – транспорт дырок; 3 – захват дырок на ловушки в SiO₂ у границы с кремнием; 4 – высвобождение водорода; 5 – транспорт водорода; 6 – взаимодействие водорода с дефектами с образованием поверхностных состояний; 7 – сильнополевая по механизму Фаулера-Нордгейма инжекция электронов; 8 – аннигиляция части захваченных дырок при взаимодействии с инжектированными электронами; 9 – генерация поверхностных состояний в результате аннигиляции дырок; 10 – транспорт и разогрев инжектированных электронов в зоне проводимости SiO₂; 11 – термализация горячих электронов с образованием дырок.

В слабых электрических полях, приложенных к подзатворному диэлектрику (рис.1а), согласно обзорной работе [11], воздействие ионизирующего излучения приводит к генерации электронно-дырочных пар (процесс 1). Сразу после их создания, большая часть электронов быстро перемещается по направлению к затвору (в течении пикосекунд), в то время как дырки, имеющие меньшую подвижность, чем электроны, сравнительно медленно перемещаются к границе Si-SiO₂. Ещё до того, как электроны покинут оксид, некоторые из них прорекомбинируют с дырками. Часть электронно-дырочных пар, избежавших рекомбинации, называется выходом заряда *Y*. Дырки, избежавшие «первоначальной» рекомбинации, движутся по оксиду по направлению к границе раздела Si-SiO₂ посредством скачкообразного перемещения по состояниям, локализованным в оксиде (рис.1, процесс 2). По мере приближения дырок к границе раздела некоторая их часть захватывается на дырочные ловушки у границы Si- SiO₂, тем самым формируя положительный заряд, захваченный в оксиде (рис.1, процесс 3). Величина этого положительного заряда пропорциональна дозе облучения и описывается выражением [11, 13]:

$$p = q \cdot F_t \cdot Y(E) \cdot K_g \cdot d_{ox} \cdot D, \qquad (1)$$

где q – заряд электрона; F_t – эффективность захвата дырок ($F_t \approx \sigma_p \cdot N_p$); σ_p – сечение захвата дырочных ловушек; N_p – плотность дырочных ловушек; Y(E) – выход заряда при облучении (доля дырок, избежавших рекомбинации); K_g – количество электронно-дырочных пар на единицу дозы и объема SiO₂ (8·10¹² см⁻³·рад⁻¹ (SiO₂) пар); d_{ox} – толщина оксида; D – доза облучения (рад.).

В соответствии с «водородной» моделью [11,13] в пленке диоксида кремния нейтральный атом водорода H^0 при воздействии ионизирующего излучения захватывает образовавшуюся дырку h и становится протоном H^+ (рис.1, процесс 4). Затем протоны перемещаются к границе раздела Si-SiO₂ (рис.1, процесс 5), где они могут инициировать образование P_b – центров (ловушек заряда на границе раздела (рис.1, процесс 6)). Для р-канальных транзисторов такие ловушки на границе раздела являются преимущественно положительно заряженными [11]. Генерация поверхностных состояний в этом случае обычно описывается согласно [11, 15, 16] выражением

$$n_{it}(t) = N_{it} \left[1 - \exp(-\lambda \cdot D) \right], \tag{2}$$

где N_{it} – плотность поверхностных состояний при насыщении «дозового» процесса, λ – параметр, характеризующий скорость поверхностного дефектообразования.

Для р-канального МДП-сенсора основным параметром, характеризующим поглощённую дозу радиационного излучения, является сдвиг порогового напряжения МДП-транзистора, который определяется как [1, 17]

$$\Delta V_{\rm th} = \frac{q}{\epsilon \epsilon_0} \Big[p \big(d_{\rm ox} - x_{\rm p} \big) + n_{\rm it} d_{\rm ox} \Big], \tag{3}$$

где єє₀ – диэлектрическая проницаемость диэлектрика; x_p – положение центроида (относительно границы Si-SiO₂) положительного заряда захваченных в SiO₂ дырок.

В сильных электрических полях (рис. 1b) наряду с выше рассмотренными зарядовыми процессами необходимо также учитывать сильнополевую по механизму Фаулер-Нордгейма инжекцию электронов в диэлектрическую пленку (процесс 7) [18–22]. Инжектированные электроны могут взаимодействовать с захваченными дырками, приводя к аннигиляции части положительного заряда (рис.1, процесс 8). В свою очередь, при аннигиляции положительного заряда с электронами может иметь место генерация поверхностных состояний (рис.1, процесс 9). Основная часть инжектированных электронов, перемещаясь в зоне проводимости SiO₂, перемещается к затвору. При этом для толщин диэлектрических пленок более 60 нм, которые обычно используются в RADFET сенсорах, в соответствии с [18], часть электронов разогревается до энергий, больших чем ширина запрещенной зоны SiO₂ (рис.1, процесс 10). При их термализации может иметь место ударная ионизация с образованием дырок (рис.1, процесс 11). Эти дырки движутся к катоду и могут частично захватываться на ловушки вблизи границы Si-SiO₂ в дополнение к дыркам, сгенерированных радиационным облучением. В этом случае, как было показано нами в [14], для определения плотности дырок, накапливаемых в подзатворном диэлектрике при совместном действии радиационного излучения и сильнополевой инжекции электронов, необходимо использовать уравнение:

$$q\frac{dp}{dt} = (J_{\rm inj} \cdot \alpha + J_{\rm rad}) \cdot \sigma_{\rm p} \cdot (N_{\rm p} - p) - J_{\rm inj} \cdot \sigma_{\rm ep} \cdot p, \qquad (4)$$

где для определения плотности тока Фаулера-Нордгейма используется выражение [18, 21]

$$J_{\rm inj} = AE^2 \exp(-B/E), \qquad (5)$$

а для нахождения плотности тока, создаваемого ионизирующим излучением, применяется выражение [11, 13, 14]

$$J_{\rm rad} = q \cdot Y(E) \cdot K_{\rm g} \cdot d_{\rm ox} \cdot I_{\rm rad} , \qquad (6)$$

где α – коэффициент ионизации в пленке SiO₂ при сильнополевой инжекции; σ_{ep} – сечение захвата заполненными дырочными ловушками инжектированных электронов (при аннигиляции части положительного заряда), имеющее полевую зависимость $\sigma_{ep} = b_0 \cdot E^{-3}$, где b_0 – параметр модели; а I_{rad} – интенсивность облучения.

Для определения количества поверхностных состояний, генерируемых при аннигиляции захваченных дырок инжектированными электронами, использовалось выражение [18]

$$\frac{\mathrm{d}n_{\mathrm{it}}^{\mathrm{e-h}}}{\mathrm{d}t} = \gamma_{\mathrm{e-h}} \frac{J_{\mathrm{inj}}}{q} \sigma_{\mathrm{ep}} p(E,t), \qquad (7)$$

где γ_{e-h} – вероятность создания поверхностного состояния электронно-дырочной рекомбинацией.

Система уравнений (2-7) решалась при следующих начальных условиях $p(0) = 0; n_{it}(0) = 0; n_{it}^{e-h}(0) = 0$. Коэффициент ионизации в пленке SiO₂ при сильнополевой инжекции (α) для исследуемых МДП-структур определялся с использованием выражений, предложенных в [18, 19]. Моделирование проводилось с учетом ранее полученных нами экспериментальных данных [14] для МДПструктур, изготовленных на кремнии n-типа с термическими пленками SiO₂ с толщиной 100 нм и алюминиевым затвором [14, 20, 23]. Такие МДП-структуры изготавливаются промышленностью и совместимы с технологией изготовления интегральных микросхем серии CD4000. Данная технология используется для изготовления RADFET-сенсоров [7]. Сильнополевые воздействия рассматривались при положительной полярности напряжения на затворе, что соответствовало режиму инжекции электронов из кремниевой подложки. Для уменьшения вероятности пробоя подзатворного диэлектрика и удобства поддержания стабильного состояния сильнополевая инжекция электронов в диэлектрик обычно осуществляется в режиме протекания постоянного тока [20-24]. Параметры модели, входящие в выражения (2-7), были определены с учетом ранее проведенных исследований [14, 23] и полагались следующими: $N_{\rm p} = 1.10^{13}$ см⁻²; $\sigma_{\rm p} = 5 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$; $b_{\rm o} = 3 \cdot 10^{-13} \text{ MB}^3$ /см; $N_{\rm it} = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$; $\lambda = 6 \cdot 10^{-8} \text{ рад}^{-1}$; $\gamma_{\rm e-h} = 0.3$.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ, МОДЕЛИРОВАНИЕ И ОБСУЖДЕНИЕ

Обычно контроль величины поглощённой дозы при использовании МДПсенсоров осуществляют по сдвигу порогового напряжения, определяемого выражением (3). Как видно из формулы (3), сдвиг порогового напряжения обусловлен накоплением положительного заряда дырок в диэлектрической пленке (p) и заряда на поверхностных состояниях (n_{it}). В соответствии с данными из литературы [11,13,17], n_{it} необходимо учитывать при малоинтенсивном излучении или при большой величине дозы. При малоинтенсивном радиационном воздействии, как правило, $J_{rad} \ll J_{inj}$ и в этом случае изменение зарядового состояния МДПструктуры определяется сильнополевым воздействием. Следовательно, режим сильнополевой инжекции для МДП-сенсора целесообразно использовать, когда радиационное излучение обладает относительно сильной интенсивностью при которой величина J_{rad} становится соизмеримой или больше J_{inj} . В этом случае увеличение поверхностных состояний в основном определяется аннигиляцией захваченных в диэлектрике дырок при их взаимодействии с инжектированными электронами и описывается зависимостью (7).

На рис.2 показаны рассчитанные нами на основе предложенной модели с

учетом ранее полученных экспериментальных данных [14] временные зависимости плотности захваченных в диэлектрике дырок и величины поверхностных состояний при совместном воздействии радиационного излучения и сильнополевой инжекции электронов.



Рис.2. Плотность дырок (р), накапливаемых в подзатворном диэлектрике МДП-структуры и количество поверхностных состояний (n_{it}), генерируемых при аннигиляции захваченных дырок инжектированными электронами от времени воздействия при радиационном облучении с интенсивностью 10 рад/с (1, 2, 3, 4, 5) и одновременной сильнополевой инжекции электронов (2, 3, 4, 5) различной плотностью тока: 2, $4 - 10^{-8}$ А/см²; 3, $5 - 10^{-7}$ А/см².

Кривые 2 и 3 на рис. 2 рассчитаны с использованием системы уравнений (2-7), а кривая 1 получена для электрического поля, соответствующего плотности инжекционного тока 10^{-8} A/cm², с использованием выражения (1) без учета процессов, протекающих в сильных электрических полях. Как следует из рис. 2 (кривая 2) аннигиляция части положительного заряда в результате взаимодействия с инжектированными электронами дает более низкие значения плотности захваченных дырок по сравнению с расчетами, полученными с использованием формулы (1). При более высоких плотностях инжекционного тока (рис. 2, кривая 3) в начале воздействия плотность положительного заряда определяется не только радиационной, но и сильнополевой генерацией дырок и в этом случае плотность дырок выше, чем рассчитанная по формуле (1). При больших временах воздействия начинает сказываться процесс аннигиляции части захваченных дырок с инжектируемыми электронами, положительный заряд насыщается и становится существенно ниже полученной с использованием формулы (1).

Аннигиляция части положительного заряда в результате взаимодействия с инжектированными электронами также приводит к генерации поверхностных состояний (рис. 2, кривые 4 и 5). Как следует из рис. 2, кривая 5 при плотности инжекционного тока 10^{-7} A/cm² величина вновь создаваемых поверхностных состояний может достигать значений, которые необходимо учитывать при определении сдвига порогового напряжения (3) и контроле поглощенной дозы RADFET-сенсором, работающим в сильнополевом инжекционном режиме. Другим важным направление исследования МДП-структур при совместном воздействии ионизирующей радиации и сильнополевой инжекции электронов является возможность определения тока, вызываемого радиационным излучением, и как следствие, возможен контроль интенсивности излучения [14]. Наиболее удобный режим сильнополевой инжекции, используемый в МДП-сенсорах, заключается в поддержании постоянного тока, протекающего через подзатворный диэлектрик [14, 18, 21, 25, 26]. В этом режиме существенно уменьшается вероятность пробоя подзатворного диэлектрика и может существенно повышен ресурс работы прибора [25]. Возникновение в подзатворном диэлектрике МДП-структуры тока, обусловленного радиационной ионизацией, в режиме поддержания постоянного тока (J_0) , протекающего через диэлектрик, приводит к уменьшения инжекционного тока (J_{ini}) в режиме сильнополевой инжекции или тока заряда емкости МДПструктуры (J_c) в режиме перехода к сильнополевой инжекции. Величину изменения инжекционного или емкостного тока, протекающего через подзатворный диэлектрик, можно определить по изменению временной зависимости напряжения, приложенного к МДП-структуре [14, 20–24].

На рис.3 показаны временные зависимости напряжения на кремниевой МДП-структуре, находящейся в режиме сильнополевой инжекции электронов из кремния, при протекании через диэлектрик постоянного тока для случая, когда $J_{rad} > J_0$ (кривые 3,3',3'',4), и для случая, когда $J_{rad} < J_0$ (кривые 7,8,9,9',8',7'). Результаты, показанные на рис.3, получены с использованием предложенной модели и хорошо согласуются с ранее полученными нами экспериментальными данными в работе [14]. Как видно из рис.3, возникновение в диэлектрической пленке тока в результате радиационной ионизации приводит к уменьшению или полному прекращению инжекционного тока и, как следствие, к снижению напряжения, падающего на диэлектрической пленке. Тогда, воспользовавшись формулой [24, 20–23]

$$J_0 = J_{\rm inj} + J_{\rm rad} + J_{\rm c} , \qquad (8)$$

из временной зависимости напряжения, приложенного к МДП-структуре, с учетом предложенной модели можно рассчитать J_{rad} и определить интенсивность радиационного излучения.



Рис.3. Временные зависимости напряжения на МДП-структуре, находящейся в режиме сильнополевой инжекции электронов из кремния, при протекании через диэлектрик постоянного тока (J_0): 1,2,3,3',3",3",4 – 10⁻⁷ A/см² и 5,6,7,6',8,6",9,6",9',8',7',6"" – 10⁻⁶ A/см² (на участках 1,2,5,6,6',6",6"",6"" облучение отсутствует; на участках 3',3",3"',4,7,8,9,9',8',7' действует радиационное ионизирующее излучение, при этом на участках: 3 – J_{rad} = 10· J_0 ; 3' – J_{rad} = 5· J_0 ; 3" – J_{rad} = 3· J_0 ; 3"' – J_{rad} = 2· J_0 ; 7,7' – J_{rad} = 0,5· J_0 ; 8,8' – J_{rad} = 0,8· J_0 ; 9,9' – J_{rad} = 0,9· J_0).

В случае, когда величина $J_{rad} > J_0$, ионизационный ток определяется по скорости разряда емкости МДП-структуры (рис.3, кривые 3, 3',3",3"). Если $J_{rad} < J_0$ (рис.3, кривые 7,8,9,9',8',7'), то режим сильнополевой инжекции сохраняется, а напряжение на МДП-структуре уменьшается в соответствии со снижением инжекционного тока, что позволяет определить J_{rad} с использованием предложенной.

Как следует из рис.3, при сильнополевой инжекции электронов в режиме поддержания постоянного тока, протекающего через диэлектрик, ионизирующее радиационное воздействие может существенно снижать электрическое воле в диэлектрической пленке, что необходимо учитывать при эксплуатации МДПсенсоров в этих режимах. Эксплуатация МДП-сенсора в режиме сильнополевой инжекции заряда в диэлектрик при поддержании протекания через диэлектрик постоянного тока позволяет контролировать интенсивность радиационных излучений [14], что существенно расширяет функциональные возможности МДПсенсоров.

На рис. 4 представлены дозовые зависимости сдвига порогового напряжения МДП-сенсора (ΔV_{th}) при воздействии гамма- и альфа-излучений, рассчитанные на основе предложенной модели (сплошные линии), и полученные экспериментально (значки). Как видно из рис.4, в режиме сильнополевой инжекции электронов сенсор имеет максимальную чувствительность, однако дозовый диапазон при этом может существенно уменьшиться. Уменьшение дозового диапазона МДП-сенсора обусловлено заполнением части дырочных ловушек положительным зарядом, сгенерированным сильнополевой инжекцией электронов, и ускорением деградационных процессов в подзатворном диэлектрике, связанных с сильнополевым воздействием. Аннигиляция части положительного заряда инжектированными электронами, как было показано выше, может приводить к повышению величины поверхностных состояний на границе раздела Si-SiO₂ а также ускорять деградационные процессы, связанные со структурной перестройкой границы раздела и диэлектрической пленки. Из рис.4 следует, что при воздействии альфа-излучения наблюдается более сильное возрастание чувствительности МДП-сенсора при переходе от режима, при котором к подзатворному диэлектрику приложено поле 0.5 MB/см, к режиму сильнополевой инжекции, что связано, по-видимому, с более заметным возрастанием на этом участки выхода заряда по сравнению с воздействием гамма-излучения [27].

Таким образом, эксплуатация МДП-сенсоров в режимах сильнополевой инжекции заряда в диэлектрик требует дополнительного анализа зарядовых процессов, протекающих в диэлектрической пленке, и учета их влияния при обра-



Рис.4. Зависимости сдвига порогового напряжения МДП сенсора (ΔV_{th}) от дозы гамма-излучения (1,1',2,3,3',4) и альфа-излучения (5,6,7): 1,1',5 – без смещения на затворе (1' – [5,14] экспериментальные данные); 2 – при положительном смещении на затворе (E = 0.2 MB/см); 3,6 – при положительном смещении на затворе (E = 0.5 MB/см, 3' – [7] экспериментальные данные); 4,7 – при положительном смещении на затворе в режиме сильнополевой инжекции при E = 7.28 MB/см.

ботке экспериментальных данных и выборов режимов работы сенсора [1, 11, 14, 28]. Для такого анализа может использоваться модель, предложенная в данной статье, с учетом параметров, определяемых для конкретных МДП-сенсоров.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучены физические процессы, протекающие в МДП-структурах и сенсорах на их основе при совместном воздействии радиационных излучений и сильнополевой инжекции электронов в диэлектрик. На основе полученных результатов предложена модель, описывающая изменение зарядового состояния МДП-структуры в условиях радиационной и сильнополевой ионизации, протекающей в диэлектрической пленке. Основной особенностью предложенной модели является учет взаимодействия инжектированных электронов с дырками, генерируемыми радиационной и сильнополевой ионизацией и затем захватываемых на ловушки в пленке SiO₂ у границы раздела с полупроводником, а также генерация поверхностных состояний на границе раздела Si-SiO₂, протекающая при аннигиляции части дырок в процессе их взаимодействии с инжектированными электронами.

Показано, что воздействие ионизирующего радиационного излучения на МДП-структуру, находящуюся в режиме сильнополевой инжекции электронов постоянным током, может приводить к снижению напряжения, падающего на образце, за счет уменьшения или прекращения протекания инжекционного тока. В этом случае МДП-сенсор можно использовать для контроля интенсивности радиационного излучения. Ток, обусловленный радиационной ионизацией, можно определять с использованием предложенной модели.

Установлено, что режим сильнополевой инжекции может существенно повысить дозовую чувствительность сенсоров поглощённой дозы на основе МДП-структур. Однако в режиме сильнополевой инжекции электронов в диэлектрик может значительно снижаться ресурс работы и дозовый диапазон МДПсенсора за счет протекания дополнительных зарядовых и деградационных процессов, вызванных сильнополевым воздействием.

Работа выполнена в рамках государственного задания МГТУ им. Н.Э. Баумана из Министерства образования и науки РФ (проект №8.6779.2017/8.9).

ЛИТЕРАТУРА

- 1. A. Holmes-Siedle, L. Adams. Radiat. Phys. Chem., 28, 235 (1986).
- 2. F. Ravotti. IEEE Trans. Nucl. Sci., 65, 1440 (2018).
- 3. M.S. Andjelkovic, G.S. Ristic, A.B. Jaksic. Meas. Sci. Technol. 26, 025004 (2015).

- E. Yilmaz, A. Kahraman, A.M. McGarrigle, N. Vasovic, D. Yegen, A. Jaksic. Applied Radiation and Isotopes, 127, 156 (2017).
- 5. M.M. Pejović. Radiation Physics and Chemistry, 130, 221 (2017).
- 6. E. Pikhay, Y. Roizin, Y. Nemirovsky. J. Low Power Electron, 7, 20 (2017).
- O.F. Siebel, J.G. Pereira, R.S. Souza, F.J. Ramirez-Fernandez, M.C. Schneider, C. Galup-Montoro. Radiation Measurements, 75, 53 (2015).
- L.J. Asensio, M.A. Carvajal, J.A. Lopez-Villanueva, M. Vilches, A.M. Lallena, A.J. Palma. Sensors and Actuators A, 125, 288 (2006).
- J. Lipovetzky, A. Holmes-Siedle, M.G. Inza, S. Carbonetto, E. Redin, A. Faigon. IEEE Transactions on Nuclear Science, 59, 3133 (2012).
- V.V. Andreev, G.G. Bondarenko, D.V. Andreev, D.M. Akhmelkin. IEEE Proceedings. 2018 Moscow – Workshop on Electronic and Networking Technologies (MWENT), 1, (2018).
- J.R. Schwank, M.R. Shaneyfelt, D.M. Fleetwood, J.A. Felix, P.E. Dodd, P. Paillet, V. Ferlet-Cavrois. IEEE Transactions on Nuclear Science, 55, 1833 (2008).
- 12. D.M. Fleetwood. IEEE Transactions on Nuclear Science, 65, 1465 (2018).
- 13. T.R. Oldham, F.B. McLean. IEEE Transactions on Nuclear Science, 50, 483 (2003).
- V.V. Andreev, V.M. Maslovsky, D.V. Andreev, A.A. Stolyarov. Proceedings SPIE. International Conference on Micro- and Nanoelectronics 2018, 11022, 1102207 (2019).
- 15. В.Д. Попов. Физика и техника полупроводников, 50, 354 (2016).
- M.P. Baze, R.E. Plaag, A.H. Johnston. IEEE Transactions on Nuclear Science, 36, 1858 (1989).
- 17. M. Pejović Milić. Facta universitatis, Series: Electronics and Energetics, 29, 509 (2016).
- 18. D. Arnold, E. Cartier, D.J. DiMaria. Phys. Rev. B, 49, 10278 (1994).
- 19. . D.J. DiMaria, E. Cartier, D.A. Buchanan. J. Appl. Phys., 80, 304 (1996).
- D.V. Andreev, G.G. Bondarenko, V.V. Andreev, V.M. Maslovsky, A.A. Stolyarov. Acta Phys. Pol. A, 132, 245 (2017).
- V.V. Andreev, G.G. Bondarenko, V.M. Maslovsky, A.A. Stolyarov, D.V. Andreev. Phys. Status Solidi C, 12, 299 (2015).
- V.V. Andreev, V.M. Maslovsky, D.V. Andreev, A.A. Stolyarov. Proceedings SPIE. International Conference on Micro- and Nanoelectronics, 10224, 1022429, (2016).
- 23. V.V. Andreev, G.G. Bondarenko, V.M. Maslovsky, A.A. Stolyarov, D.V. Andreev. Phys. Status Solidi C, 12, 126 (2015).
- V.V. Andreev, G.G. Bondarenko, V.M. Maslovsky, A.A. Stolyarov. Acta Phys. Pol. A, 125, 1371 (2014).
- 25. A.W. Strong, E.Y. Wu, R. Vollertsen, J. Suñé, G.L. Rosa, S.E. Rauch, T.D. Sullivan. Reliability wearout mechanisms in advanced CMOS technologies. Hoboken, New Jersey, Wiley-IEEE Press, 2009.

- F. Palumbo, C. Wen, S. Lombardo, S. Pazos, F. Aguirre, M. Eizenberg, F. Hui, M. Lanza. Adv. Funct. Mater., 1900657 (2019).
- 27. A. Haran, M. Murat, J. Barak. IEEE Trans. Nucl. Sci., 55, 2098 (2008).
- 28. А.А. Саакян. Известия НАН Армении, Физика, 42, 382 (2007).

USE OF MIS SENSORS OF RADIATION IN HIGH-FIELD ELECTRON INJECTION MODES

V.V. Andreev, G.G. Bondarenko, D.V. Andreev, A.A. Stolyarov

A model is proposed that describes the change in the charge state of metal-insulatorsemiconductor (MIS) structures and sensors made from it's under the conditions of the simultaneous effect of radiation ionization and high-field injection of electrons from a semiconductor. The proposed model takes into account the interaction of injected electrons with holes generated by radiation and high-field ionization and trapped at the interface of the SiO₂ film with a semiconductor, as well as the generation of surface states during the annihilation of part of holes during their interaction with injected electrons. It is shown that the MIS sensor, where the high-field injection of electrons into the dielectric film takes place, can be used to control the intensity of radiation by determining the radiation ionization current from the time dependence of the voltage incident on the sensor using the proposed model. It has been established that in the high-field electron injection mode, a significant increase in the dose sensitivity of MIS sensors is possible, but at the same time, the operating time and dose range of the MIS sensor can be significantly reduced. УДК 537.311.6

ВЛИЯНИЕ УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫХ ЛУЧЕЙ НА ВОЛЬТ-ЕМКОСТНУЮ ХАРАКТЕРИСТИКУ SnO₂:Со СЕНСОРА ПАРОВ ПЕРЕКИСИ ВОДОРОДА

М.С. АЛЕКСАНЯН^{*}, А.Г. САЮНЦ, А.А. ЗАКАРЯН, В.М. АРУТЮНЯН, В.М. АРАКЕЛЯН, Г.Э. ШАХНАЗАРЯН

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: maleksanyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 10 января 2020 г.)

Синтезирована методом твердофазной реакции керамическая мишень на основе металлооксида SnO₂, легированного кобальтом. Мишень использовалась в процессе высокочастотного магнетронного распыления. Была осаждена тонкая SnO₂:Со пленка, проявляющая чувствительность к парам перекиси водорода. Были проведены измерения вольт-емкостных характеристик SnO₂:Со сенсора при наличии в среде паров перекиси водорода при одновременном воздействии на сенсор ультрафиолетовых лучей при комнатной температуре. Показано, что чувствительность SnO₂:Со пленки увеличивается примерно в 1.6 раза при воздействии на нее ультрафиолетовых лучей.

1. Введение

Перекись водорода (H_2O_2) – бесцветная слабокислая жидкость, которая в основном используется в виде водного раствора. Низкая себестоимость и превосходные дезинфицирующие свойства позволяют широко использовать перекись водорода в промышленности. В частности, H_2O_2 используется в качестве отбеливателя для масел, меха, кожи, бумаги и других веществ. Перекись водорода используется в качестве дезинфицирующего и стерилизирующего средства для промышленных и бытовых сточных вод. H_2O_2 также может быть использована в качестве антисептического и антибактериального средства в медицине и фармацевтике. Перекись водорода удобно использовать для стерилизации стоматологических и хирургических инструментов, а также контактных линз. Пары H_2O_2 используются также в фармацевтике для очистки среды от бактерий [1–5].

Характеристики газовых сенсоров перекиси водорода обсуждены в обзоре [6]. Сенсоры паров перекиси водорода используются также в системах диагностики различных заболеваний. В состав выдыхаемого человеком воздуха входят много не стабильных, летучих соединений (окись азота, ацетон, спирт и др.), а также более устойчивые соединения (перекись водорода, нитриды, хлориды и др.). У здоровых людей концентрация стабильных соединений в выдыхаемом воздухе чрезвычайно мала. Однако, их количество резко увеличивается, если человек страдает каким-нибудь заболеванием. Например, при хроническом воспалении легких лейкоциты в крови человека вырабатывают ферменты (перекись водорода и другие соединения) для уничтожения существующих бактерий [7–12]. Избыточные концентрации перекиси водорода в выдыхаемом человеком воздухе указывают на то, что пациент страдает бронхиальной астмой и хронической обструктивной болезнью легких. Используя сенсор для обнаружения паров перекиси водорода, можно спроектировать систему для диагностики легочных заболеваний, которая позволит бесконтактным методом выявить наличие в организме указанных заболеваний [13]. Вместе с тем, перекись водорода относится к категории опасных для человека веществ с определенной предельно допустимой концентрацией. Концентрированные растворы H₂O₂ могут вызвать раздражение глаз, горла, дыхательных путей и кожи. Поэтому при таком широком использовании перекиси водорода необходимость обеспечения системами для обнаружения паров H_2O_2 и в точном измерении их концентрации является актуальной проблемой.

Для обнаружения паров перекиси водорода и измерения их концентрации существует ряд методов и устройств таких, как инфракрасная спектрофотометрия, рамановская спектроскопия, колориметрические индикаторы, спектрометры ионной подвижности и масс-спектрометры, соединенные с газовыми хроматографами, оптические сенсоры, электрохимические сенсоры, электролитические сенсоры на полевых транзисторах на основе структур металл/оксид/полупроводник, резистивные сенсоры на основе полупроводниковых металлооксидов и др. [14–18]. Наибольший интерес сегодня вызывают металлооксидные резистивные газовые сенсоры, имеющие низкую стоимость, простую технологию изготовления, высокие чувствительность и селективность, хорошую временную стабильность параметров и т. д.

Отметим, что двуокись олова (SnO₂) представляет собой полупроводниковый металлооксид n-типа, широко используемый в металлооксидных резистивных сенсорах в качестве газочувствительного элемента. SnO₂ имеет низкую стоимость, химическую и временную стабильность, а также не токсичен. Однако, чистая двуокись олова имеет большое сопротивление и проявляет очень слабые чувствительность и селективность по отношению к восстанавливающим и окисляющим газам. Для улучшения параметров этого материала в зависимости от типа воздействующего газа проводится легирование SnO₂ соответствующей примесью, что значительно улучшает газочувствительность сенсора [19–23].

Резистивные сенсоры в основном работают при высоких температурах подогрева подложки, что увеличивает энергопотребление сенсора и уменьшает

возможности его функционирования во взрывоопасной среде. Существует ряд способов снижения рабочей температуры подложки сенсоров, однако наиболее предпочтительным является освещение активной поверхности сенсора ультрафиолетовым (УФ) излучением. УФ лучи генерируют в полупроводнике электронно-дырочные пары, что приводит к значительному уменьшению сопротивления полупроводника, и, с другой стороны, эти лучи стимулируют протекание на поверхности полупроводник - газ соответствующих химических реакций. В результате газочувствительность сенсора значительно увеличивается при комнатной температуре и дополнительный нагрев чувствительного элемента сенсора не требуется [24–26].

Обычно в литературе исследуется влияние фотоактивации на вольт-амперную характеристику химических сенсоров, изготовленных из различных металлоксидов и их гетеропереходов. В данной работе впервые представлены результаты исследования влияния ультрафилетовых лучей на вольт-емкостную характеристику сенсора для обнаружения им в окружающей среде паров перекиси водорода. Газочувствительным элементом изготовленного сенсора является полученная методом высокочастотного магнетронного распыления тонкая наноструктурная пленка на основе легированной кобальтом SnO₂.

2. Методика эксперимента

Керамическая мишень SnO₂ + 2ат.% Со была синтезирована методом твердофазной реакции [14]. Тонкие наноструктурные пленки были осаждены на оксидно алюминиевую подложку (Multi-Sensor-Platform, TESLA BLATNA) методом высокочастотного магнетронного распыления, используя синтезированную керамическую мишень. На поверхности оксидно алюминиевой подложки располагаются платиновые гребенчатые омические контакты, окруженные нагревателем из Pt1000. Здесь также установлен датчик температуры. Нагреватель и датчик температуры покрыты стеклянным изолирующим слоем. После осаждения на активную поверхность подложки газочувствительной SnO₂:Со пленки подложка превращается в сенсор паров перекиси водорода. В процессе напыления тонких наноструктурных пленок мощность высокочастотного магнитного генератора равнялась 60 Вт, температура подложки 200 °С, а длительность процесса распыления составляла 15 минут. Известно, что частицы благородных металлов могут действовать как катализаторы на поверхности оксида металла [27]. Для улучшения газочувствительности пленки и повышения скорости протекания реакций на активную поверхность пленки наносились каталитические частицы палладия Pd методом ионноплазменного напыления. Длительность процесса осаждения каталитических частиц палладия составляла 3 секунды. На заключительном этапе изготовления структура подвергалась термообработке на воздухе при 350°С в течение 4 часов для получения однородной пленки, устранения механических напряжений и улучшения стабильности параметров сенсора.

На чувствительность и быстродействие сенсора в значительной степени влияет толщина газочувствительной пленки. Используя профилометр Alpha-Step D-300 (KLA Tencor), была измерена толщина изготовленной нами пленки SnO₂:Co. Она составляла около 140 нм (рис.1).



Рис.1. Результат измерения толщины SnO₂ + 2ат.% Со пленки.

Вольт-емкостные характеристики изготовленного сенсора были измерены с помощью системы Keithley 4200-SCS (Semiconductor Characterization System). Прикладываемое к образцу во время измерения постоянное напряжение изменялось в пределах от -1 B до 1 B, амплитуда переменного напряжения составляла 30 мВ, измерения проводились на частоте 10 МГц. Измерения вольтемкостных характеристик были проведены в специальной измерительной камере, в которой на расстоянии 1 см от исследуемого образца был расположен испускающий ультрафиолетовые лучи светодиод (LED) RC35E6-UIE-AR, интенсивно освещающий поверхность исследуемого образца УФ лучами с длиной волны 365 нм. Вольт-емкостные характеристики SnO₂:Со сенсора были измерены при комнатной температуре без ультрафиолетового воздействия и при его воздействии, при отсутствии и при наличии в окружающем воздухе различных концентраций паров перекиси водорода. Чувствительность сенсора S = C_{воздух}/C_{газ} определялась как отношение высокочастотной емкости сенсора в чистом воздухе к высокочастотной емкости сенсора при наличии в воздухе воздействующего газа.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Вольт-емкостные характеристики исследуемого SnO₂:Со сенсора вначале для сравнения были измерены без освещения активной поверхности. Эти исследования были проведены при комнатной температуре (без нагрева

газочувствительного пленки) в воздухе и при наличии в окружающей среде паров перекиси водорода с концентрацией 100 ppm (рис.2). Как видно из рис.2, высокочастотная емкость пленки без УФ освещения величина положительная и составляет порядка нескольких десятков пикофарад. Полученная кривая вольтемкостной зависимости и емкостные пределы (30-40 пФ) являются характерными для резистивных сенсоров, электрические характеристики которых в значительной степени зависят от поверхностного заряда. Была получена также вольт-емкостная кривая пленки SnO₂:Со без воздействия УФ лучей при концентрации 100 ppm паров перекиси водорода в воздухе. Как видно, максимальная чувствительность сенсора к парам перекиси водорода при 100 ppm концентрации без воздействия УФ лучей довольно мала ($S \sim 1.074$).



Рис.2. Вольт-емкостные характеристики пленки SnO₂+2 ат.% Со в отсутствии (0 ppm) и при наличии (100 ppm) в воздухе паров перекиси водорода без освещения.

Была измерена вольт-емкостная характеристика пленки $SnO_2 + 2at.\%$ Со при воздействии на сенсор УФ излучения с интенсивностью 2 MBT/см². Как видно из рис. 3, высокочастотная емкость сенсора под действием УФ лучей существенно отклоняется от емкости неосвещенной пленки и сдвигается в диапазон отрицательных емкостей (от 35 пФ до –90 пФ).

Известно, что изменения сопротивления и емкости полупроводниковых пленок могут быть связаны непосредственно с процессами перемещения и накопления зарядов, а также с генерационно-рекомбинационными явлениями. На эти процессы, в свою очередь, большое внимание оказывают внешние воздействия, такие как освещение, наличие электромагнитных полей, тепловое излучение и др. [28]. Несмотря на то, что в настоящее время реальные физические причины сдвига емкости в область отрицательных значений в ряде полупроводниковых



Рис.3. Вольт-емкостные характеристики пленки SnO_2+2 ат.% Со, полученные при комнатной температуре в воздухе в темноте и под действием УФ лучей.

приборов полностью не установлены, некоторые авторы связывают этот сдвиг с рекомбинационными механизмами [29]. Емкость определяется как C = dQ/dV и отрицательные значения емкости для тонких пленок могут наблюдаться, если при увеличении прикладываемого напряжения (V) заряд (Q) в системе будет уменьшаться. Теоретически такое состояние может возникнуть, если число поверхностных состояний будет уменьшаться или же будут увеличиваться обусловленные ловушками процессы рекомбинации. Под действием УФ лучей на поверхности металоксидного сенсора кроме генерационно-рекомбинационных процессов имеет место также активация адсорбционно-десорбционных процессов. Известно, что освещение УФ лучами наиболее способствует десорбционным



Рис.4. Вольт-емкостные характеристики пленки SnO₂+2 ат.% Со при отсутствии (0 ppm) и при наличии в воздухе паров перекиси водорода (100 ppm) под действием УФ лучей.




процессам, вследствие чего число расположенных на поверхности ионов кислорода уменьшается, что, в свою очередь, приводит к уменьшению поверхностного заряда. В таком случае параллельно увеличению прикладываемого напряжения будет уменьшаться поверхностный заряд и, соответственно, будут наблюдаться отрицательные значения емкости [30].

Были получены вольт-емкостные характеристики газочувствительной SnO₂:Со пленки под действием УФ лучей на воздухе и при наличии 100 ppm паров перекиси водорода (рис.4). Максимальная чувствительность сенсора при концентрации 100 ppm паров перекиси водорода под действием УФ лучей равна около 1.74 (без УФ лучей она равна 1.074, рис.2). Таким образом воздействие УФ лучами привело к повышению чувствительности датчика примерно в 1.6 раза.



Рис.6. Чувствительность сенсора на основе пленки SnO₂:Со при наличии в воздухе 100 ppm и 200 ppm паров перекиси водорода под действием УФ лучей.

На рис. 5 приведены результаты измерений вольт-емкостных характеристик сенсора на основе чувствительной пленки SnO₂ + 2at.% Со под действием УФ лучей в воздухе и при наличии в окружающей среде паров перекиси водорода более высокой концентрации (200 ppm). Результаты расчета чувствительности исследуемого сенсора к парам перекиси водорода представлены на рис.6.

При большей концентрации H₂O₂ чувствительность сенсора на основе пленки SnO₂:Со значительно увеличивается (рис.6). Чувствительность сенсора при небольших смещениях при концентрации 100 ppm паров перекиси водорода составляет около 1.74, а при концентрации 200 ppm – 1.95.

Повышение чувствительности сенсора при высоких концентрациях воздействующего газа является естественным, так как в этом случае большие количества молекул газа адсорбируются на поверхности полупроводника и изменение поверхностного заряда больше, что приводит к большему изменению емкости.

4. Заключение

Разработана простая технология для изготовления на основе легированного кобальтом металлооксида SnO₂ резистивного газового сенсора, чувствительного к парам перекиси водорода. Для изготовления тонкой газочувствительной SnO₂:Со пленки был использован метод высокочастотного магнетронного распыления. Предлагаемый сенсор может функционировать при комнатной температуре без предварительного нагрева его поверхности. Значения газочувствительности сенсора были улучшены путем увеличения интенсивности освещения его поверхности ультрафиолетовыми лучами. При воздействии ультрафиолетовых лучей высокочастотная емкость сенсора значительно изменяется по модулю даже при низких концентрациях паров перекиси водорода. Показана возможность отрицательной емкости сенсора, изготовленного из двуокиси олова, легированой кобальтом. Это явление наблюдается при облучении сенсора ультрафиолетовым излучением. С увеличением интенсивности облучения сложные генерационно-рекомбинационные процессы на поверхности такого оксида с ловушками приводят к увеличению модуля значения емкости. Изготовленный сенсор может быть использован в качестве имеющего очень низкую потребляемую мощность устройства для обнаружения низких концентраций паров перекиси водорода.

Работа выполнена в рамках программы 19YR-2K002 (Молодые ученые 2019-2021) тематического финансирования Научного комитета Министерства образования, науки, культуры и спорта Республики Армения.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. I.A. Salem. Monatshefte fuer Chemie, 131, 1139 (2000).
- 2. G.L. Grigoryan, P.S. Gukasyan, A.I. Martiryan, A.A. Beglaryan, and G.S. Grigoryan. Russian Journal of Physical Chemistry A, **81**, 1212 (2007).
- D.W. O'Sullivana, K.C. Silwal, A.S. McNeill, V. Treadawayc, B. G. Heikes. International Journal of Mass Spectrometry, 424, 16 (2018).
- D.R. Stanisavljev, K.Z. Stevanovic, I. Nuša, M. Bubanja. Chemical Physics Letters, 706, 120 (2018).
- 5. B.P. Garreffia, M. Guoa, N. Tokranovab, N.C. Cadyb, J. Castracaneb, I.A. Levitskyc. Sensors and Actuators B, 276, 466 (2018).
- 6. V.M. Aroutiounian. Sensors & Transducers, 223, 9 (2018).
- 7. C. Natale, R. Paolesse, E. Martinelli, R. Capuano. Analytica Chimica Acta, 824, 1 (2014).
- 8. V.M. Aroutiounian. Medical Science in Armenia, 60, 3 (2020).
- 9. V.M. Aroutiounian. J. Nanomedicine and Nanotechnology, 11, 1 (2020).
- 10. T.A. Popov. Ann Allergy Asthma Immunol, 106, 451 (2011).
- 11. R. Stolarek, P. Bialasiewicz, M. Krol, D. Nowak. Clinica Chimica Acta, 411, 1849 (2010).
- 12. J. Wiedemair, H. Dorp, W. Olthuis, A. Berg. Electrophoresis, 33, 3181 (2012).
- 13. Q. Jöbsis, H.C. Raatgeep, P.W.M. Hermans, J.C. de Jongste. Eur Respir J, 10, 519 (1997).
- V. Aroutiounian, V. Arakelyan, M. Aleksanyan, G. Shahnazaryan, P. Kacer, P. Picha, J. Kovarik, J. Pekarek, B. Joost. J. Sensors Sens. Syst., 7, 281 (2018).
- V. Aroutiounian, V. Arakelyan, G. Shahnazaryan, P. Kacer, P. Picha. Sensors & Transducers, 213, 46 (2017).
- 16. P. Salazara, V. Ricoa, A.R. González-Elipea. Electrochimica Acta, 235, 534 (2017).
- B.P. Garreffia, M. Guoa, N. Tokranovab, N.C. Cadyb, J. Castracaneb, I.A. Levitskyc. Sensors and Actuators B, 276, 466 (2018).
- Z. Adamyan, A. Sayunts, V. Aroutiounian, E. Khachaturyan, M. Vrnata, P. Fitl, J. Vlcek. J. Sensors Sens. Syst., 7, 31 (2018).
- 19. M.S. Aleksanyan. J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), 45, 77 (2010).
- V.M. Aroutiounian, V.M. Arakelyan, M.S. Aleksanyan, G.E. Shahnazaryan, A.G. Sayunts, B. Joost. Sensors & Transducers, 229, 24 (2019).
- 21. G. Korotcenkov, V. Nehasi. Materials Chemistry and Physics, 232, 160 (2019).
- 22. G. Korotcenkov, B.K. Cho. Sensors and Actuators B, 231, 239 (2016).
- V.M. Aroutiounian, V.M. Arakelyan, E.A. Khachaturyan, G.E. Shahnazaryan, M.S. Aleksanyan, L. Forro, A. Margez, K. Hernadi, Z. Nemeth. Sensors and Actuators B, 173, 890 (2012).
- 24. E. Espid, F. Taghipour. Sensors and Actuators B, 241, 828 (2017).
- 25. B. Gong, T. Shi, W. Zhu, G. Liao, X. Li, J. Huang, T. Zhou, Z. Tang. Sensors and Actuators B, 245, 821 (2017).
- 26. A. Ilina, M. Martyshova, E. Forshb, P. Forsha, M. Rumyantsevad, A. Abakumovd,

A. Gaskovd, P. Kashkarova. Sensors and Actuators B, 231, 491 (2016).

- 27. M.S. Barbosa, P.H. Suman, J.J. Kim, H.L. Tuller, J.A. Varelaa, M.O. Orlandi. Sensors and Actuators B, 239, 253 (2017).
- 28. L. Cui, E.P. Murray. Sensors, 15, 24573 (2015).
- F. Ebadi, N. Taghavinia, R. Mohammadpour, A. Hagfeldt, W. Tress. Nat. Commun., 10, 1574 (2019).
- 30. A. Thakre, S.S. Kushvaha, M.S.Kumarab, A. Kumar. RSC Advances, 8, 32794 (2018).

በՒԼՏՐԱՄԱՆՈՒՇԱԿԱԳՈՒՅՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՋՐԱԾՆԻ ՊԵՐՕՔՍԻԴԻ ԳՈԼՈՐՇԻՆԵՐ ՀԱՅՏՆԱԲԵՐՈՂ ՏոՕ₂։Co ՍԵՆՍՈՐԻ ՎՈԼՏ-ՈՒՆԱԿԱՅԻՆ ԲՆՈՒԹԱԳՐԻ ՎՐԱ

Մ.Ս. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, Ա.Գ. ՍԱՅՈՒՆՑ, Հ.Ա. ԶԱՔԱՐՅԱՆ, Վ.Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Վ.Մ. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ, Գ.Է. ՇԱՀՆԱԶԱՐՅԱՆ

Պինդֆազային ռեակցիայի միջոցով սինթեզվել է կոբալտով լեգիրացված ՏոՕ₂ մետաղօքսիդային կերամիկական թիրախ, որը օգտագործվել է մագնետրոնային փոշեցրման համար։ Բարձրհաձախային մագնետրոնային փոշեցրման եղանակով նստեցվել է բարակ, ջրածնի պերօքսիդի գոլորշիների նկատմամբ զգայուն թաղանթ։ Չափվել են ռեզիստիվ թաղանթի վոլտ-ունակային բնութագրերը ջրածնի պերօքսիդի գոլորշիների առկայությամբ սենյակային ջերմաստիձանում ուլտրամանուշակագույն ձառագայթների ներքո։ Յույց է տրվել ՏոՕ₂։Co սենսորի բացասական ունակության հնարավորությունը։ Ուլտրամանուշակագույն ձառագայթների ազդեցությամբ թաղանթի զգայունությունը մոտ 1.6 անգամ բարձրանում է։

THE INFLUENCE OF UV IRRADIATION ON CAPACITANCE-VOLTAGE CHARACTERISTIC OF SnO₂:Co SENSOR FOR DETECTION OF HYDROGEN PEROXIDE VAPOURS

M.S. ALEKSANYAN, A.G. SAYUNTS, H.A. ZAKARYAN, V.M. AROUTIOUNIAN, V.M. ARAKELYAN, G.E. SHAHNAZARYAN

A ceramic target made of SnO_2 metal oxide doped with Co was synthesized in result of solid phase reaction for magnetron sputtering. A hydrogen peroxide vapour sensitive thin films were deposited by high-frequency magnetron sputtering method. Capacitance-voltage characteristics of the resistive film with the presence of hydrogen peroxide vapour were measured at room temperature under the influence of UV irradiation. In result the sensitivity of the film is increased by about 1.6 times. The possibility of negative capacitance of SnO_2 :Co sensor is shown.

УДК 535.215.4

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ШУМЫ В ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРАХ НА ОСНОВЕ ПЛЕНОК ZnO:Li

Р.К. ОВСЕПЯН^{1,2*}, Н.Р. АГАМАЛЯН^{1,2}, Е.А. КАФАДАРЯН^{1,2}, А.А. АРАКЕЛЯН^{1,2}, Г.Г. МНАЦАКАНЯН^{1,2}, С.И. ПЕТРОСЯН^{1,2}

¹Российско–Армянский университет, Ереван, Армения ²Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

*e-mail: ruben.ovsepyan@mail.ru

(Поступила в редакцию 22 ноября 2019 г.)

Исследованы шумовые характеристики полевых транзисторов на основе пленок ZnO:Li, полученных с использованием диффузной технологии. Приведены результаты экспериментального исследования шумовых характеристик тока стока, а именно: взрывной шум и 1/*f*-шум. Спектральная плотность шумов тока стока в низкочастотном диапазоне (10–5000 Гц) имеет классическую 1/*f*-зависимость. Обнаружено, что при малых концентрациях акцепторной примеси наблюдается 1/*f*-шум. а при увеличении концентрации акцепторной примеси превалирует взрывной шум.

1. Введение

Прозрачная электроника стала быстроразвивающейся областью физики полупроводников и материаловедения, которая позволяет создавать целый ряд принципиально новых устройств, например, прозрачные дисплеи, прозрачные (невидимые) системы безопасности и т. д. Основные активные элементы прозрачной электроники – это прозрачные полевые транзисторы и диоды [1, 2]. Получению и исследованию таких транзисторов посвящено множество работ, однако мало исследованы шумовые характеристики прозрачных полевых транзисторов [3]. Одним из фундаментальных факторов, ограничивающих производительность электронных структур, являются шумы при передаче сигнала или обработке информации [4]. Понижение уровня шума в микронных и субмикронных металл-оксид-полупроводниковых (МОП) структурах является актуальной задачей. В таких МОП структурах из-за большого отношения поверхности к объему шумовые характеристики, в частности низкочастотные токовые шумы, более выражены, чем в кремниевых полупроводниковых структурах. Поэтому важно уменьшить шумы в таких устройствах, по крайней мере, до уровня шумов, сравнимых с традиционными полупроводниковыми элементами.

Существуют различные, зачастую противоречивые теории, пытающиеся

объяснить природу 1/f-шума и, в частности, определить его связь с взрывным шумом. Взрывной шум, имеющий характер случайного телеграфного процесса «Random Telegraph Signal» (RTS), наблюдается на фоне других шумов во многих электронных устройствах [5]. Некоторые исследователи предполагают, что 1/fшум представляет собой суперпозицию нескольких случайных RTS процессов с различными характеристическими частотами. Другие полагают, что 1/f-шум возникает из-за флуктуаций подвижности носителей, а взрывной шум связан с захватом носителей ловушками, ведущим к изменению концентрации носителей заряда и, следовательно, к флуктуациям проводимости. В последнее время взрывной шум был описан как импульсный шум, проявляющий ступенчатое изменение уровня сигнала. Этот вид шума проявляется как двухуровневый RTS сигнал с одинаковой высотой импульсов тока и со случайно распределенными интервалами времени между импульсами [6]. Кроме того, возможно образование многоуровневого RTS сигнала с несколькими дискретными уровнями. Низкочастотный 1/f-шум традиционно используется в качестве показателя качества и надежности для полупроводниковых приборов, поэтому эти исследования представляют интерес для транзисторов на основе ZnO [7].

Целью настоящей работы было экспериментальное исследование низкочастотного шума полевого транзистора на основе пленок ZnO:Li.

2. Эксперимент

Для проведения исследований шумовых характеристик были изготовлены транзисторы двумя разными методами [8, 9]. В первом случае легирующая примесь, акцепторная или донорная, вводилась в мишень и методом электроннолучевого напыления в вакууме однородно по толщине вводилась в пленку. Во втором случае в номинально чистую пленку ZnO акцепторная или донорная примесь вводилась методом термической диффузии. Структурные схемы тонкопленочных полевых транзисторов приведены в работах [9, 10]. В технологии создания обоих типов транзисторов при напылении использовались маски-трафареты. На единой подложке сапфира с ориентацией (001) были изготовлены одинаковые по структуре полевые транзисторы. Кристаллическое качество и ориентация пленок оценивались методом рентгеновской дифракции с помощью дифрактометра ДРОН-3 с использованием излучения Си $K\alpha$ ($\lambda = 0.1542$ нм).

В качестве изолятора затвора использовались аморфная пленка MgF₂, полученная методом термического вакуумного напыления. После получения однородной структуры ZnO:Li/MgF₂ методом лазерной абляции на одной подложке было получено 5 транзисторов. Проводилась электрическая изоляция полевых транзисторов друг от друга.

Измерения шумовых характеристик проводились двумя методами:

методом прямой аналоговой фильтрации (шумовые измерения включали в себя прямое измерение шумового напряжения с использованием аналогового резонансного усилителя с возможностью перестройки по частоте), а также методом оцифровки сигнала.

Шумовой аналоговый сигнал X(t) измерялся в диапазоне от 10 до 5000 Гц. Спектр шумового сигнала может быть однозначно и без потерь восстановлен согласно теореме Котельникова, если частота дискретизации f_{SF} строго больше удвоенной максимальной частоты. В наших измерениях частота дискретизации f_{SF} пятикратно превышала удвоенную максимальную частоту. Измерения шумовых характеристик проводились при комнатной температуре, поэтому образец помещался в термостат. Сбор данных и управление экспериментом осуществлялись с помощью DAQ системы фирмы «National Instruments». Для амплитудного анализа сигнала использовался 60-канальный виртуальный анализатор фирмы «National Instruments», разработанный на основе пакета прикладных программ «LabVIEW». Измерения проводились с использованием изолятора радиопомех.

3. Результаты и их обсуждение

Для проведения исследований были изготовлены транзисторы *n*-типа с применением разных технологий легирования – в процессе роста пленки и диффузного легирования. В зависимости от концентрации акцепторной и донорной примеси полевые транзисторы отличались тремя типами транспорта носителей заряда канала: первый тип – дрейфовая проводимость термически возбужденных носителей заряда, второй тип – прыжковая проводимость на ближайшие примесные центры и третий тип – прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка. Наибольшей проводимостью исток–сток при нулевом напряжении затвора обладают транзисторы с дрейфовой проводимостью термически возбужденных носителей и наименьшей – транзисторы с прыжковой проводимостью с переменной длиной прыжка [10, 11]. Методика диагностики типа транспорта носителей заряда описана в работах [12, 13].

Проводились низкочастотные измерения электрических характеристик полученных полевых транзисторов. Для этого транзистор включался в режим усилителя, измерения проводились на постоянном токе и на частоте 200 Гц.

На рис.1а представлены зависимости тока стока I_D от напряжения истоксток U_{DS} при напряжениях затвор-исток $U_{GS} = 20$ В и на рис.1b – зависимости тока стока I_{DS} от напряжения затвор-исток U_{GS} . Кривые 1 и 2 на рис.1 соответствуют каналам полевого транзистора с дрейфовым механизмом транспорта носителей заряда и с прыжковым механизмом движения носителей на ближайшие примесные центры, соответственно.



Рис.1. Электрические характеристики тонкопленочного полевого транзистора, полученного диффузным методом для каналов полевого транзистора с дрейфовой проводимостью (*I*) и с прыжковой проводимостью (*2*): (а) зависимость тока стока I_{DS} от напряжения исток–сток U_{DS} при напряжениях затвор–исток $U_{GS} = 20$ В и (b) зависимость тока стока I_{DS} и (I_{DS})^{1/2} от напряжения затвор–исток U_{GS} при $U_{DS} = 30$ В.

На основе этих измерений оценивалась эффективная полевая подвижность μ_{FE} носителей заряда канала с использованием выражения $\mu_{FE} = \frac{L_{DS}}{W} \frac{g_m U_{GS}}{U_{DS} C_i}$, где L_{DS} – длина и W – ширина канала, C_i – удельная емкость затвора, обусловленная диэлектриком MgF₂, и $g_m = \left| \partial I_{DS} / \partial U_{GS} \right|_{U_{DS}=const}$ – крутизна передаточной характеристики транзистора.

Максимальная величина полевой подвижности µ_{FE} исследуемых образцов достигала значений 15 и 12 см²/Вс для канала с дрейфовым и прыжковым механизмами проводимости, соответственно. Отношение тока стока в открытом состоянии к закрытому состоянию полевого транзистора составляло ~10⁵. Сопротивление канала в закрытом состоянии $R_{\rm DS} \sim 1.5 \times 10^8$ и ~1.1 × 10⁶ Ом для каналов с прыжковым и дрейфовым механизмами проводимости, соответственно.

Пороговое напряжение определялось из этих же измерений на основе выражения $I_{\rm DS} = \frac{1}{2} \mu_{\rm Hall} C_i \frac{W}{L} (U_{\rm GS} - U_{\rm th})^2$ (при условии $U_{\rm DS} > U_{\rm GS} - U_{\rm th}$) аппроксимацией зависимости $(I_D)^{1/2}$ прямой линией до ее пересечения с осью абсцисс

(рис.1b). Получены полевые транзисторы с пороговым напряжением $U_{\rm th} = 7.2-9.8$ В вне зависимости от механизма проводимости канала (прыжкового или дрейфового).

Измерения шумовых параметров транзисторов проводились при включении транзисторов в режим усилителя с общим стоком или истокового повторителя, далее сигнал усиливался малошумящим аналоговым трансимпедансным усилителем и оцифровывался.

На рис.2а приведены частотные зависимости шумов полевых транзисторов с дрейфовой проводимостью канала. Измерения представлены в частотном диапазоне 10–5000 Гц с нормализованной спектральной плотностью амплитуды тока шумов $S(I_{\rm DS})/(I_{\rm DS})^2$. Напряжение шумов на образце измерялось при прохождении через него постоянного прямого тока (режим генератора тока). Спектры приведены в логарифмическом масштабе. Измерения проводились при напряжении смещения исток–сток $U_{\rm DS} = 20$ В и напряжениях затвор–исток $U_{\rm GS} = 1, 5$ и 10 В. Спектры низкочастотных шумов аппроксимировались зависимостью $1/f^{\alpha}$. Для полевого транзистора с дрейфовой проводимостью канала $\alpha =$ 0.8 (рис.2а) и для полевого транзистора с прыжковой проводимостью канала с прыжками на ближайшие примесные центры $\alpha = 1.1$ (рис.2b). Как видно из рис.2,



Рис.2. Нормализованная спектральная плотность шумов тока стока $S(I_{DS})/(I_{DS})^2$ от частоты в диапазоне 10–5000 Гц при комнатной температуре для (а) полевого транзистора с дрейфовой проводимостью канала и (b) полевого транзистора с прыжковой проводимостью (прыжки на ближайшие примесные центры): при напряжениях U_{GS} затвор–исток 1 (1), 5 (2), 8 В (3) и напряжении исток–сток $U_{DS} = 20$ В.

показатель α близок к 1, и в этих экспериментах преобладающим является 1/*f*шум, что и оправдывает название шума.

Источники шума и механизмы их воздействия на ток стока в МОПтранзисторах в основном аналогичны тем, которые были рассмотрены для полевых транзисторов с управляющим переходом [5]. Существует лишь одно важное различие – в МОП-транзисторах значительно сильнее выражен 1/f-шум. Причиной этого являются ловушки, расположенные в слое диэлектрика затвора. В МОП кремневых транзисторах с дрейфовой проводимостью канала флуктуации проводимости обусловлены туннелированием и захватом носителей на ловушках, расположенных в переходе канал–изолятор затвора. В этом случае большой разброс значений времени релаксации т возникает за счет экспоненциального уменьшения вероятности туннелирования с увеличением расстояния от границы раздела полупроводник–изолятор затвора в глубину изолятора затвора.

Как показали наши исследования, для полевых транзисторов с дрейфовой или прыжковой проводимостью канала (прыжки на ближайшие примесные центры) доминирующим является 1/f-шум. Флуктуации числа носителей в образце вызывают флуктуации его сопротивления, которые проявляются в виде флуктуации тока при протекании некоторого среднего тока <I> по транзистору под действием приложенного к нему стабильного напряжения. При этом 1/f-шум рассматривается как суперпозиция некоррелированных случайных процессов взрывного шума. Это означает, что процессы захвата и эмиссии электронов в канал не коррелированы по пространству и времени.

Взрывной шум – другой тип шума на низких частотах. Он описывается как импульсный (взрывной) шум, проявляющийся в ступенчатых изменениях уровня сигнала. Этот вид шума проявляет себя как двухуровневый случайный телеграфный (RTS) сигнал с одинаковой высотой импульсов тока или напряжения со случайно распределенными интервалами времени между импульсами и с переменной длительностью. Взрывной шум на осциллографе выглядит как меандр, импульсы с постоянной амплитудой, но со случайной шириной. В некоторых случаях шум может иметь не два, а несколько разных уровней. Спектральная плотность взрывного шума имеет вид

$$S_{\rm RTS}(f) = C \frac{4(\overline{\Delta I})^2}{1 + (2\pi f / f_{\rm RTS})^2}, \qquad (1)$$

где $C = 1/((\overline{\tau_l} + \overline{\tau_h})f_{RTS}^2)$, $\Delta I = (I_l - I_h)$ – ток импульсов перехода низкий–высокий уровень, τ_l и τ_h – средняя продолжительность импульсов на низком и высоком уровнях, соответственно, и $f_{RTS} = 1/2\pi\tau_l + 1/2\pi\tau_h$ – частота излома спектральной плотности шума.

Интенсивность взрывного шума зависит от расположения уровня ловушек относительно уровня Ферми. Только те из них, которые находятся в непосредственной близости от уровня Ферми, генерируют этот шум. Центры захвата, которые являются источником взрывного шума, обусловлены кислородными вакансиями и смещенными атомами цинка.

На рис.За показана временная зависимость взрывного шума для исследуемого полевого транзистора с прыжковым механизмом проводимости канала с переменной длиной прыжка. Для определения временных параметров $\tau_l u \tau_h$ были построены гистограммы тока на нижнем I_l и верхнем I_h , уровнях, из аппроксимации которых распределением Гаусса были найдены средние значения токов I_l и I_h и $\Delta I \approx 10$ нА. Определялось время пребывания транзистора в высоком и низком уровнях и на основе этих измерений рассчитывались $\tau_l = 12 \times 10^{-3}$ и $\tau_h = 8.5 \times 10^{-3}$ с. Далее рассчитывалась частота излома $f_{\text{RTS}} = 150$ Гц.



Рис.3. (а) Временная зависимость взрывного шума для полевого транзистора с прыжковым типом проводимости канала (прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка). (b) Зависимость нормализованной спектральной плотности шумов тока стока от частоты в диапазоне 10–5000 Гц при комнатной температуре. Излом наблюдается на частоте $f_{\rm RTS} = 125$ Гц, измерения проведены для $U_{\rm GS} = 8$ и $U_{\rm DS} = 20$ В.

Определив амплитуду флуктуации тока $\Delta I \sim 10$ нА при подвижности носителей заряда $\mu_{\text{Hall}} = 12 \text{ см}^2/\text{Bc}$, вычислим амплитуду флуктуаций проводимости $\Delta \sigma = 10^{-6}$ Ом см⁻¹. Это означает, что концентрация носителей заряда канала из-за взрывного шума изменяется на $\Delta n \approx 10^{10}$ электронов. Такой результат можно объяснить, предполагая наличие ловушек двух типов в переходе диэлектрик–канал с энергией активации в пределах нескольких $k_{\rm B}T$ от уровня Ферми канала транзистора. В этом случае возможен обратимый процесс захвата и эмиссии электронов из канала в ловушки. Следовательно, для объяснения столь большой величины флуктуаций необходимо предположить коррелированный захват и коррелированную эмиссию электронов из ловушек [14].

Для объяснения 1/*f*-шума нами использовалось одноэлектронное приближение, оставаясь в рамках этого приближения невозможно объяснение взрывного шума в полупроводниках с прыжковым типом проводимости с изменяющейся длиной прыжка, т.е. необходимо учитывать корреляционные эффекты. Исследование корреляционных эффектов в таких полупроводниках проводилось в работах [15, 16]. Рассматривая взаимодействие локализованного электрона с ближайшими к нему зарядами, показано, что плотность состояний должна быть минимальной и близкой к уровню Ферми. С увеличением плотности состояний из-за увеличения концентрации носителей необходимо учесть электрон-электронную корреляцию через взаимодействие электрона с фононами, т. е. рассмотреть поляронное приближение. Исследование поляронов в оксиде цинка проводилось в работах [17, 18]. В поляронном приближении имеет место резонансное взаимодействие поляронов, что означает коррелированное поглощение поляронов ловушками и коррелированную эмиссию поляронов из ловушек.

На рис.3b приведены частотные зависимости шумов полевых транзисторов с прыжковым типом проводимости канала с переменной длиной прыжка. Измерения нормализованной спектральной плотности амплитуды тока шумов $S(I_{DS})/(I_{DS})^2$ представлены в частотном диапазоне 10–5000 Гц. Напряжение шумов на образце измерялось при прохождении через него постоянного прямого тока (режим генератора тока). Спектры приведены в логарифмическом масштабе. Полученная зависимость аппроксимирована формулой (1). На основе этой аппроксимации рассчитана частота излома f_{RTS} спектральной плотности шума. Проведенные измерения зависимости нормализованной спектральной плотности шумов тока стока показали значение $f_{RTS} = 125$ Гц. Таким образом, оба метода анализа параметра f_{RTS} дают хорошее совпадение – 125 и 150 Гц, соответственно.

Сравнивая рис.2 и 3, можно сказать, что с изменением механизма проводимости от прыжков на ближайшие центры на прыжки с переменной длиной прыжка (закон Мотта), обусловленное уменьшением проводимости, доминирующий шум меняется с 1/*f* типа на взрывной шум.

На рис.4 представлен многоканальный амплитудный анализ переменной составляющей шумового тока стока $\Delta I_{\rm DS}$ полевого транзистора с дрейфовой проводимостью канала в зависимости от напряжения затвор–исток $U_{\rm GS}$ с величиной



Рис.4. Гистограмма амплитудного анализа переменной составляющей шумового тока стока $\Delta I_{\rm DS}$ полевого транзистора с дрейфовой проводимостью канала в зависимости от напряжения затвор–исток $U_{\rm GS}$ при постоянной составляющей тока стока $I_{\rm DS}$ для максимума распределения: (a) $I_{\rm DS} = 0.55$ мкА и $U_{\rm GS} = 10$ B, (b) $I_{\rm DS} = 9.18$ мкА и $U_{\rm GS} = 20$ B, (c) $I_{\rm DS} = 18.9$ мкА и $U_{\rm GS} = 25$ B, (d) $I_{\rm DS} = 33.22$ мкА и $U_{\rm GS} = 30$ B, и (e) $I_{\rm DS} = 36.35$ мкА и $U_{\rm GS} = 40$ B. Измерения проведены при напряжении исток–сток $U_{\rm SD} = 30$ B.

тока стока *I*_{DS} для максимума распределения. Измерения проводились для 60 интервалов регистрации с шириной интервала 1 нА при напряжении исток–сток *U*_{DS} = 30 В. Полученные зависимости имеют единственный пик и хорошо аппроксимируются функцией Гаусса.

С увеличением напряжения затвор–исток $U_{\rm GS}$ изменяется траектория движения носителей заряда: они приближаются к области перехода канал–изолятор, где увеличивается дефектность структуры, что приводит к увеличению разброса энергии ловушек. Этим обусловлено уширение гистограммы. Шум имеет бистабильный характер во всем исследуемом диапазоне напряжений $U_{\rm GS}$ от 10 до 40 В.

На рис.5 представлен амплитудный анализ переменной составляющей шумового тока исток-сток $\Delta I_{\rm DS}$ полевого транзистора с прыжковым механизм проводимости канала (прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка) в зависимости от напряжения смещения затвора $U_{\rm GS}$ при постоянной составляющей тока исток-сток $I_{\rm DS}$ для максимума распределения. Измерения проведены при напряжении исток-сток $U_{\rm DS} = 30$ В. Полученные зависимости имеют 3 пика, это особенно четко видно при напряжениях затвор-исток $U_{\rm GS}$, равных 30 и 40 В. Полученные экспериментальные кривые хорошо аппроксимируются суммой



Рис.5. Гистограмма амплитудного анализа переменной составляющей шумового тока стока $\Delta I_{\rm DS}$ полевого транзистора с прыжковым механизм проводимости канала (прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка) в зависимости от напряжения затвор–исток $U_{\rm GS}$ при постоянной составляющей тока стока $I_{\rm DS}$ для максимума распределения: (a) $I_{\rm DS} = 1.11$ мкА и $U_{\rm GS} = 10$ B, (b) $I_{\rm DS} = 18.4$ мкА и $U_{\rm GS} = 20$ B, (c) $I_{\rm DS} = 37.8$ мкА и $U_{\rm GS} = 25$ B, (d) $I_{\rm DS} = 66.4$ мкА и $U_{\rm GS} = 30$ B, и (e) $I_{\rm DS} = 77.8$ мкА и $U_{\rm GS} = 40$ B. Измерения проведены при напряжении исток–сток $U_{\rm SD} = 30$ B.

гауссовских распределений. Амплитуда этих импульсов мала и соответствует кооперативному переходу носителей из канала на ловушку в изоляторе и обратно, приводящему к скачкообразному изменению сопротивления (проводимости) канала из-за изменения в нем числа носителей заряда, это означает, существуют четыре метастабильные концентрации носителей заряда. Многоуровневый взрывной шум наблюдается достаточно редко, и нет четкого понимания его механизма [19, 20].

3. Заключение

Проведены исследования шумовых характеристик трех типов полевых транзисторов на основе пленок ZnO. Наибольшей сквозной проводимостью исток–сток обладают транзисторы с дрейфовой проводимостью термически возбужденных носителей. В этих транзисторах доминирует шум типа $1/f^{\alpha}$ с $\alpha = 0.8$. Для полевого транзистора с прыжковой проводимостью канала с прыжками на ближайшие примесные центры также доминирует шум $1/f^{\alpha}$ с $\alpha = 1.1$. Изменение механизма проводимости с прыжков на ближайшие центры на прыжки с

переменной длиной (закон Мотта), обусловленное уменьшением проводимости, приводит к изменению доминирующего шума с 1/*f* типа к взрывному шуму. Проведен амплитудный анализ переменной составляющей шумового тока с дрейфовой проводимостью канала: полученные зависимости имеют одиночные пики и структура шума не зависит от напряжения затвора. Проведенный амплитудный анализ переменной составляющей шумового тока полевого транзистора с прыжковой проводимостью канала в зависимости от напряжения затвора показал, что полученные зависимости имеют 3 пика.

Работа выполнена при финансовой поддержке РАУ за счет средств субсидий Министерства Образования и Науки Российской Федерации.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. C. Han, D. Xiang, M. Zheng, J. Lin, J. Zhong. Nanotechnology, 26, 095202 (2015).
- 2. J.F. Wager, D.A. Keszler, R.E. Presley. Transparent Electronics. Springer, 2008.
- 3. A. Abliz, C.Wei Huang, J. Wang, L. Xu, L. Liao. ACS Appl. Mater. Interfaces, 12, 7862 (2016).
- 4. H.D. Xiong, W. Wang, Q. Li, C. Richter, J.S. Suehle. Appl. Phys. Let., 91, 053107 (2007).
- 5. М. Букингем. Шумы в электронных приборах и системах. Москва, Мир, 1986.
- 6. А. Ван дер Зил. Шум: источники, описание, измерение. Москва, Сов. радио, 1973.
- 7. B. Dierickx, E. Simoen. J. Appl. Phys., 71, 2028 (1992).
- 8. P. Dutta, P.M. Horn. Rev. Mod. Phys., 53, 497 (1981).
- 9. Р.К. Овсепян, Н.Р. Агамалян, С.И. Петросян. Известия НАН Армении, Физика, 45, 407 (2010).
- 10. Р.К. Овсепян, Н.Р. Агамалян, А.А. Аракелян, Е.А. Кафадарян, Г.Г. Мнацаканян, С.И. Петросян. Известия НАН Армении, Физика, 54, 384 (2019).
- 11. Н.Ф. Мотт. Переходы металл–изолятор. Москва, Наука, 1979.
- 12. В.Ф. Гантмахер. Электроны в неупорядоченных средах. Москва, Физматлит, 2005.
- 13. Н.Р. Агамалян, Т.А. Асланян, Э.С. Варданян, Е.А. Кафадарян, Р.К. Овсепян, С.И. Петросян, А.Р. Погосян. Известия НАН Армении, Физика, 47, 417 (2012).
- 14. **Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос.** Электронные свойства легированных полупроводников. Москва, Наука, 1979.
- 15. M. Pollak. Disc Far. Soc., 50, 13 (1970).
- M.L. Knotek, M. Pollak. J. Non-Cryst. Sol., 810, 505 (1972); M.L. Knotek, M. Pollak. Phys. Rev., B9, 664 (1974).
- 17. H. Sezen, H. Shang, F. Bebensee, C. Yang, M. Buchholz. Nat. Comm., 6, 6901 (2015).
- A. de Jamblinne de Meux, G. Pourtois, J. Genoe, P. Heremans. J. Appl. Phys., 123, 161513 (2018).
- 19. G. Giusi, F. Crupi, C. Pace. Rev. Sci. Instr., 79, 024701 (2008).
- 20. J. Pavelka, J. Šikula, M. Tacano, M. Toita. Radioengineering, 20, 194 (2011).

ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԱՂՄՈՒԿՆԵՐԸ ԴԱՇՏԱՅԻՆ ՏՐԱՆՉԻՍՏՈՐՆԵՐՈՒՄ՝ ZnO:Li-Ի ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ՀԻՄԱՆ ՎՐԱ

Ռ.Կ. ՀՈՎՍԵՓՅԱՆ, Ն.Ռ. ԱՂԱՄԱԼՅԱՆ, Ե.Ա. ԿԱՖԱԴԱՐՅԱՆ, Ա.Ա. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ, Հ.Գ. ՄՆԱՑԱԿԱՆՅԱՆ, Ս.Ի. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

Հետազոտված են դիֆուզ տեխնոլոգիայի կիրառմամբ ստացված ZnO:Li-ի թաղանթների հիման վրա դաշտային տրանզիստորների աղմուկային բնութագրերը։ Բերված են արտահոսքի հոսանքի աղմուկային բնութագրերի փորձարարական հետազոտության արդյունքները, այսինքն՝ պատահական հեռագրական ազդանշանը և 1/*f*-աղմուկը։ Արտահոսքի հոսանքի աղմուկների սպեկտրալ խտությունը հաձախությունների ցածրհաձախային տիրույթում (10–5000 Հց) ունի դասական 1/*f* կախում։ Հայտնաբերվել է, որ ակցեպտորային խառնուկի փոքր կոնցենտրացիաների դեպքում դիտվում է 1/*f*-աղմուկ, իսկ ակցեպտորային խառնուկի կոնցենտրացիայի մեծացման դեպքում գերակշռում է պատահական հեռագրական ազդանշանը։

ELECTRICAL NOISE IN FIELD-EFFECT TRANSISTORS BASED ON ZnO:Li FILMS

R.K. HOVSEPYAN, N.R. AGHAMALYAN, Y.A. KAFADARYAN, A.A. ARAKELYAN, H.G. MNATCAKANYAN, S.I. PETROSYAN

The noise characteristics of field-effect transistors based on ZnO:Li films obtained by the diffuse technology are studied. The results of an experimental study of the noise characteristics of the drain current are presented, namely, the Random Telegraph Signal and the 1/f-noise. The spectral density of the drain current noises in the low-frequency range (10–5000 Hz) has a classical 1/f dependence. It was found that at low concentrations of the acceptor impurity, 1/f-noise is observed, and with an increase in the acceptor impurity concentration the Random Telegraph Signal prevails.

Известия НАН Армении, Физика, т.55, №2, с.240–250 (2020)

УДК 538.975

ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЕ НАПЫЛЕНИЕ ПЛЕНОК ГЕКСАБОРИДА ЛАНТАНА ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В КАЧЕСТВЕ АНТИОТРАЖАЮЩЕГО ПОКРЫТИЯ

А.А. КУЗАНЯН^{*}, А.С. КУЗАНЯН, С.И. ПЕТРОСЯН, В.С. КУЗАНЯН, Г.Р. БАДАЛЯН

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

*e-mail: astghik.kuzanyan@gmail.com

(Поступила в редакцию 20 октября 2019 г.)

Разработка эффективных антиотражающих покрытий электромагнитного излучения является необходимой основой для решения широкого круга фундаментальных и прикладных задач. Мы исследовали условия получения методом электронно-лучевого напыления нанокристаллических пленок гексаборида лантана (LaB₆) на подложках Al₂O₃, AlN, ZrO₂, Si, W и покрытиях CeB₆ и W. Исследованы фазовый и элементный состав, микроструктура и оптические характеристики образцов, полученных при различных условиях напыления. Изучена взаимосвязь спектров отражения и шероховатости поверхности образцов. Определена область электромагнитного спектра, в которой полученные пленки могут использоваться в качестве антиотражающих покрытий.

1. Введение

Развитие науки и высоких технологий на современном этапе обусловлено созданием нового поколения измерительных устройств с повышенными характеристиками и созданием новых устройств на основе последних достижений фундаментальной науки. К числу таких устройств относятся однофотонные детекторы (SPD – single photon detector), которые способны регистрировать одиночный фотон и определить его энергию [1]. В последние годы наблюдается экспоненциальное повышение интереса к однофотонным источникам и детекторам видимого и ИК диапазонов из-за ускоренного развития таких областей науки как квантовая оптика [2], квантовая обработка информации и телекоммуникационные системы [3–5]. Одновременно повышается интерес к детекторам УФ и рентгеновского диапазонов в астрофизике и космической астрофизике, лазерной физике, традиционной и квантовой метрологии, физике высоких энергий, медицинском приборостроение, флуоресцентной микроскопии, рентгеновском микроанализе и биолюминесценции [6].

На данном этапе развития однофотонного детектирования наиболее

высокими характеристиками обладают сверхпроводящие нанопроволочные детекторы (SNSPD – superconducting nanowire single photon detector) [7, 8]. Они обладают высоким энергетическим разрешением, большой скоростью счета, низким темновым счетом в широкой области электромагнитного спектра. Одной из важнейших характеристик SPD является эффективность детектирования, а именно, отношение числа зарегистрированных фотонов к числу попавших в детектор [9]. В телекоммуникационных системах, устройствах квантовой обработки информации, использующих излучение ближней ИК области, малая эффективность детектирования недопустима. Именно поэтому в ряде работ рассматривается задача повышения эффективности SPD ИК диапазона. Системная эффективность SNSPD в 2012 г. для длины волны 1550 нм лимитировалась на уровне 36% [10], но позже были предложены конструкции сенсоров с системной эффективностью, превосходящей 90% [11–13]. В этих работах для повышения эффективности детекторов использовались многослойные покрытия с SiO₂ антиотражающим слоем.

Значительно меньше исследований по созданию эффективных SPD в видимой и УФ области. Мало детекторов, способных регистрировать одиночные фотоны с высокой эффективностью, низким уровнем шума и высоким временным разрешением в УФ области ($\lambda < 400$ нм). Фотоумножители имеют субнаносекундное разрешение, но их эффективность меньше 50%. Недавно были разработаны SNSPD для регистрации фотонов с длиной волны 315 нм [14] и MoSi-детекторы, оптимизированные для 370 нм, с эффективностью детектирования больше 80%, темновым счетом меньше 10^{-2} Гц и рабочей температурой выше 4 К [15].

Конкуренцию SNSPD могут составить термоэлектрические однофотонные детекторы (TSPD – thermoelectric single-photon detector), концепцию которых предложили армянские и американские ученые в 2000 году [16, 17]. Основными преимуществами TSPD по сравнению с другими типами детекторов являются простая конструкция и отсутствие жестких требований к рабочей температуре [18, 19]. Возможность создания чувствительного элемента TSPD с высокой эффективностью детектирования показана методом компьютерного моделирования. В однослойном и трехслойном чувствительном элементе TSPD используется поглотитель из LaB₆ [20, 21], а в конструкции четырехслойного чувствительного элемента LaB₆ используется в качестве антиотражающего покрытия [22].

Законы геометрической оптики обуславливают простейшие подходы к усилению поглощения электромагнитного излучения. При попадании излучения на слой с отличающимся показателем преломления часть излучения проходит в слой, а часть отражается и не может быть поглощена. Для увеличения доли поглощаемой энергии необходимо создать дополнительное рассеяние излучения вблизи поверхности поглотителя [23]. Достигнуть увеличения поглощения излучения можно подбором материала поглотителя, увеличением шероховатости поверхности и изменением микроструктуры поглотителя [24, 25]. По развитости технологий на первое место можно поставить применение многослойных покрытий [26, 27]. Добиться полного поглощения можно используя метаматериалы и дифракционные решетки [28, 29]. При поглощении излучения с широким спектром важной характеристикой является интегральный коэффициент поглошения. Углеродные нанотрубки являются хорошим широкополосным поглотителем в видимом и инфракрасном диапазонах [30]. Сконструированная определенным образом система из углеродных нанотрубок способна поглотить более 95% солнечного излучения. Поглотители состоящие из наночастиц также перспективны. В [31] теоретически исследована многослойная структура, состоящая из вольфрамовых наночастиц и SiO₂. Согласно расчетам в таком поглотителе может поглотиться более 94% излучения в области между 400 и 2500 нм. В обзоре [32] обсуждается структура LaB₆ и показывается, что уменьшение размера наночастиц меняет атомные вибрации на поверхности и, следовательно, плазмонные полосы поглощения.

В настоящей работе исследуются условия получения электронно-лучевым методом пленок LaB₆, а также приводятся результаты исследований их микроструктуры и оптических свойств. Определяется область электромагнитного спектра в которой эти пленки могут использоваться в качестве антиотражающих покрытий.

2. Эксперимент

Напыление пленок LaB₆ проводилось на вакуумной установке BУ-1A, оснащенной электронной пушкой с энергией электронов 6 кэВ. Начальный вакуум в камере был ~ 10^{-5} торр. Использовались керамические мишени с 99.99% содержанием основного вещества. Подложки помещались в держателе, расположенном на расстоянии 18 см от мишени и нагревались вольфрамовой печкой. Температура в процессе напыления фиксировалась с помощью платина–платинородиевой термопары. Пленки напылялись на подложки из сапфира, фианита, кремния, нитрида алюминия и вольфрамовых пластин двух типов с площадью поверхности 10×10 мм². Шероховатость подложек (Ra) составляла Al₂O₃ – 2-5 нм, $ZrO_2 - 3-6$ nm, Si – 4-10 нм, AlN –19-25 нм, W1 – 100-180 нм, W2 – 400-700 нм. Пленки LaB₆ напылялись также на полученные ранее пленки вольфрама (W*) и гексаборида церия (CeB₆*) с шероховатостью меньше 20 нм.

Толщина пленок и шероховатость образцов измерялась с помощью профилометра Ambios Technology XP-1. Вертикальное разрешение профилометра при перепаде измеряемых высот до 10 мкм составлет 0.1 нм. Толщина пленок определялась по нескольким измерениям с последующим усреднением. Отклонение от среднего значения толщины пленок не превышало $\pm 5\%$. Микроструктура поверхности и элементный состав образцов исследовались с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) VEGA TS5130MM, оснащенного системой энергодисперсионного рентгеновского микроанализа INCA Energy 300. Максимальная чувствительность аналитической системы составляет 0.1 вес %. Оптические спектры отражения изучались с помощью спектрофотометра СФ-8 с приставкой зеркального отражения. Рентгенодифракционный анализ проводился с помощью дифрактометра ДРОН-2 с использованием излучения CuK α .

3. Результаты и их обсуждение

В табл.1 приведены параметры процесса напыления пленок LaB₆: температура подложки в процессе напыления (T), ток эмиссии (I_E), ток катода (I_C), длительность процесса (t) и скорость напыления (V).

Процесс напыления	<i>T</i> , °C	<i>I</i> _E , мА	<i>I</i> _C , A	<i>t</i> , мин	<i>V</i> , нм/мин
L1	1050	95–110	25	10	200
L2	550–580	85	22	14	33.5
L3	650–690	85	22	14	35.7
L4	750–770	85	21.5	14	28.6

Табл.1. Параметры напыления пленок LaB₆

В держателе подложек располагались по 4 образца в 3 рядах. В результате каждого напыления получались 12 образцов, маркировка которых включает номер процесса напыления (L1–L4), номер образца в ряду держателя (a–d) и номер ряда (1–3). Таким образом, образец с маркировкой L1b3 был получен в результате первого процесса напыления на подложке расположенной второй в третьем ряду держателя.

Рассмотрим результаты профилометрии полученных образцов. На рис.1 представлен профиль поверхности пленки L3d2, напыленной на полученную ранее на подложке AlN пленку вольфрама. Можно видеть, что при длине сканирования 500 мкм и 100 мкм отличаются как характер профиля, так и величина шероховатости поверхности (Ra). При большой длине сканирования проявляются (обусловленные особенностями поверхности подложки) неоднородности больших размеров, которые не оказывают существенного влияния на оптические характеристики пленок. Поэтому шероховатость поверхности всех пленок измерялась при стандартной длине сканирования 100 мкм.



Рис.1. Шероховатость поверхности пленки L3d2 (LaB₆/W/AlN) при длине сканирования: (a) -500 мкм, (b) -100 мкм.

В табл.2 представлены значения толщины (h) и шероховатости поверхности полученных образцов. Общим выводом для всех четырех напылений является то, что толщина пленок, полученных в одном процессе напыления отличается несколько друг от друга, что является следствием угловой зависимости скорости массопереноса испаренного из мишени вещества. Эта особенность свойственна всем методам напыления фокусированным пучком с небольшой площади мишени. Образцы напыления L1 значительно толще, хотя

Образец/ Подложка	<i>h</i> , нм	Ra, нм	Образец/ Подложка	<i>h</i> , нм	Ra, нм
L1a2/W1	3698	49	L2a1/Al ₂ O ₃ 477		3.6
L1a3/CeB ₆ *	2741	14	L2a2/W1	390	106
L1b1/Al ₂ O ₃	2228	7.5	L2b2/W2	470	422
L1c1/AlN	2413	251	L2c1/AlN	469	23
L1c2/Al ₂ O ₃	2311	16.9	L2d1/Si	401	1.3
L3a2/W1	560	84.6	L4a1/Al ₂ O ₃	393	1.1
L3b1/Si	453	4.5	L4a3/CeB ₆ *	399	3.2
L3b2/W2	460	235	L4b2/Si	370	1.2
L3c1/AlN	489.6	51	L4c1/AlN	414	14.3
L3d2/W*	439	18	L4d1/ZrO ₂	422	1.2
L3d3/Al ₂ O	520	2.4	L4d2/W*	422	1.2

Табл.2. Толщина и шероховатость поверхности пленок LaB₆

продолжительность этого процесса была меньше остальных. В процессе напыления L1 использованы высокие токи катода и эмиссии, что обусловило высокую скорость напыления. В трех остальных процессах напыления использовались более низкие токи катода и эмиссии. В результате получены более тонкие пленки при более низкой скорости напыления.

Шероховатость поверхности пленок LaB₆ обуславливается в основном шероховатостью поверхности использованных подложек и изменяется в пределах от очень гладкой (Ra ~ 1.1-3.2 нм) на подложках ZrO₂, Al₂O₃, Si, до очень шершавой (Ra ~ 235-422 нм) на подложках W2. Промежуточные значения шероховатости имеют пленки на подложках AlN и W1.

По данным рентгенофазового анализа пленки LaB₆ имели кристаллическую структуру типа CsCl (пространственная группа $Pm\overline{3}m - O_h^l$). На рентгенограммах пленок присутствовал только пик (100). Такая преимущественная ориентация пленок наблюдалась на всех использованных подложках. Мы имели подобный результат и при напылении ранее электронно-лучевым методом пленок CeB₆ [33] и (La,Ce)B₆ [34]. Однако при лазерном напылении пленок LaB₆ наблюдается несколько иная закономерность. Так по данным представленным в работе [35], пленки LaB₆ на вольфрамовой фольге имели ориентацию с основными отражениями от плоскостей (110) и (311), а на фольге из рения – от плоскости (200).

Результаты измерения концентрации химических элементов, полученные с помощью микроаналитической системы INCA Energy 300 для многослойных структур, обрабатывались дополнительно программой StrataGem для пленочных образцов. Приведенные в табл. 3 концентрации бора, лантана и кислорода получены непосредственно на анализаторе без дополнительной обработки при энергии электронного зонда 10 кэВ. Посторонних примесей (кроме кислорода) в пленках обнаружено не было. В анализе некоторых образцов в незначительном количестве присутствуют элементы, входящие в состав подложек, т.к. электронный зонд достигал до подложек. Максимальная статистическая ошибка измерения концентрации элементов в атомных процентах составляла: B \pm 1.5, O \pm 0.33, La \pm 0.09, Al \pm 0.07, Si \pm 0.07, W \pm 0.05, где Al, Si и W – элементы подложек.

Из данных табл. 3 следует, что во всех образцах присутствует кислород. Причем в образцах напылений L1 и L2 кислорода больше, чем в образцах последующих двух напылений. Среди трех образцов напыления L4 больше кислорода в анализе образца на сапфировой подложке. Возможно, часть обнаруженного в данном образце кислорода находятся не в пленке, а в подложке. Это предположение подтверждается присутствием в анализе образца небольшого количества алюминия.

Пленка/	Содерж			
Подложка	В	La	0	B/La
L1b3 / Si	65.35	21.65	13	3.02
L1b1/Al ₂ O ₃	67.86	20.37	11.78	3.33
L1c1 / AlN	62	19.15	18.85	3.24
L2d1 / Si	75.84	15.29	8.87	4.96
$L2b1/Al_2O_3$	77.17	12.82	8.06	6.02
L2c1 / AlN	77.53	11.95	6.39	6.48
L3b1 / Si	81.55	14.59	2.95	5.59
L3d3 / Al ₂ O ₃	80.58	14.96	3.96	5.39
L3c1 / AlN	81.59	15.01	2.63	5.44
L4b2 / Si	81.58	12.44	1.04	6.56
L4a1 / Al ₂ O ₃	81.15	13.58	4.17	5.98
L4c1 / AlN	81.34	13.89	2.79	5.86

Табл.3. Данные рентгеновского микроанализа образцов

Соотношение количества атомов бора к количеству атомов лантана (B/La) образцов напыления L1 отличаются от стехиометрического для гексаборидов значения 6 довольно значительно. Для образцов трех остальных процессов параметр B/La довольно близок к стехиометрическому значению. Наиболее близкие к стехиометрическому значения параметр B/La 6.02 и 5.98 имеют образцы L2b1 и L4a1 на сапфировой подложке.



Рис.2. СЭМ изображения поверхности образцов на подложке Al_2O_3 : (a) L1c2, увеличение 10 000×; (b) L3d3, увеличение 30 000×.

Пленки, полученные напылением L2–L4, имеют гладкую поверхность с металлическим блеском на всех подложках кроме W2. По данным электронной микроскопии они обладают гранулярной структурой с размером гранул порядка 30 нм. Пленки, полученные напылением L1, имеют матовую поверхность со средним размером гранул около 200 нм. Размеры гранул и характер поверхности образцов обусловлены приведенными в табл. 1 параметрами напыления. На рис. 2 представлены СЭМ изображения поверхности образцов L1 и L3 демонстрирующие различие микроструктуры образцов полученных при больших и малых скоростях напыления. Микроструктура пленок напылений L2–L4 не отличается друг от друга. Это означает, что изменение температуры напыления в интервале 550–750°C не оказывает ощутимого влияния на размер гранул образцов. Таким образом, задача получения пленок LaB₆ с нанокристаллической микроструктурой решается при малых скоростях напыления электронно-лучевым методом.

Монокристаллы LaB₆ в ближней УФ области отражают меньше 40%, но, после минимума обусловленного плазменными колебаниями электронов проводимости, отражение резко возрастает и становится больше 50 % уже при 700 нм [36, 37]. Низкий коэффициент отражения порядка 5% в ближней ИК области имеют покрытия с наночастицами LaB₆ [38]. Для выявления в какой области длин волн полученные нами пленки могут быть использованы в качестве антиотражающих покрытий исследовались спектры отражения в интервале 370–2000 нм. На рис.3 представлены спектры отражения пяти образцов с различной шероховатостью поверхности, полученные напылением L2. Видно, что в исследованной области длин волн отражение образцов зависят от шероховатости их поверхности. Кривые 1 и 2 соответствуют отражению от образцов с малой шероховатостью 1–4 нм. Отражение более 50% наблюдается для длин волн больше 800 нм.



Рис.3. Спектры отражения образцов напыления L2 на подложках: $l - Al_2O_3$, 2 - Si, 3 - AlN, 4 - W1 и 5 - W2.

Спектры отражения 3 и 4 получены для образцов со средней шероховатостью 23 нм и 106 нм на подложках AlN и W1. Отражение более 50% наблюдается для длин волн больше соответственно 1200 нм и 1400 нм. Образец с шероховатостью более 400 нм на подложке W2 не демонстрирует зеркальное отражение (отражение на уровне фона). Скорее всего, для образцов с такой шероховатостью выполняется критерий Рэлея и имеет место диффузное отражение во всей исследованной области длин волн.

Можно утверждать, что такие покрытия могут быть использованы в устройствах где излучение не должно поглощаться и не должно отражаться зеркально. Однако такие покрытия не могут использоваться в детекторах. Эффективными могут быть детекторы с нанокристаллическим антиотражающим слоем LaB₆ с шероховатосью не превышающей 100 нм для фотонов с длиной волны < 800 нм, т.е. электромагнитного излучения с длиной волны короче красного света.

4. Заключение

Показано, что получение нанокристаллических пленок LaB₆ стехиометрического состава электронно-лучевым методом возможно при малых скоростях напыления. По данным электронной микроскопии пленки LaB₆ имеют гранулярную структуру с размером гранул около 30 нм при скорости напыления 28–36 нм/мин. Шероховатость поверхности полученных образцов определяется в основном шероховатостью использованных подложек.

На основе исследования оптических характеристик образцов сделаны следующие выводы. Нанокристаллические пленки LaB₆ отражают менее 50% на длинах волн меньше 800 нм, следовательно, могут использоваться как антиотражающие покрытия для регистрации УФ и рентгеновских фотонов.

Авторы выражают благодарность А.М. Гуляну за интерес к работе и полезные обсуждения.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Государственного комитета по науке МОН РА в рамках научного проекта № 18Т-2F134.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ: Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. J.-C. Besse, S. Gasparinetti, M.C. Collodo, T. Walter, P. Kurpiers, M. Pechal, C. Eichler, A. Wallraff. Phys. Rev. X, 8, 021003 (2018).
- 2. D. Bouwmeester. Nature, 429, 139 (2004).
- 3. N. Gisin, G. G. Ribordy, W. Titel, H. Zbinden. Rev. Mod. Phys., 74, 145 (2002).
- 4. P.A. Hiskett, D. Rosenberg, C.G. Peterson, R.J. Hughes, S. Nam, A.E. Lita, A.J. Miller,

- J. E. Nordholt. New J. Phys., 8, 193 (2006).
- 5. E. Knill, R. Laflamme, G. J. Milburn. Nature, 409, 46 (2001).
- H. Zhang, L. Xiao, B. Luo, J. Guo, L. Zhang, J. Xie. J. Phys. D: Appl. Phys., 53, 013001 (2020).
- 7. R.H. Hadfield. Nature Photonics, 3, 696 (2009).
- 8. T. Yamashita, S. Miki, H. Terai. IEICE Trans. on Electronics, E100-C, 274 (2017).
- D. Rosenberg, A.E. Lita, A.J. Miller, S. Nam, R.E. Schwall. IEEE Trans. Appl. Supercond., 15, 575 (2005).
- R.E. Correa, E.A. Dauler, G. Nair, S.H. Pan, D. Rosenberg, A.J. Kerman, R.J. Molnar, X. Hu, F. Marsili, V. Anant, K.K. Berggren, M.G. Bawendi. Nano Lett., 12, 2953 (2012).
- W.J. Zhang, L.X. You, H. Li, J. Huang, C.L. Lv, L. Zhang, X.Y. Liu, J.J. Wu, Z. Wang, X.M. Xie. Sci. China-Phys. Mech. Astron., 60, 120314 (2017).
- I.E. Zadeh, J.W.N. Los, R.B.M. Gourgues, G. Bulgarini, S.M. Dobrovolskiy, V. Zwiller, S.N. Dorenbosz. ArXiv:1801.06574v1 (2018).
- M. Caloz, M. Perrenoud, C. Autebert, B. Korzh, M. Weiss, C. Schönenberger, R.J. Warburton, H. Zbinden, F. Bussières. Appl. Phys. Lett., 112, 061103 (2018).
- D.H. Slichter, V.B. Verma, D. Leibfried, R.P. Mirin, S.W. Nam, D.J. Wineland. Opt. Express, 25, 8705 (2017).
- E.E. Wollman, V.B. Verma, A.D. Beyer, R.M. Briggs, B. Korzh, J.P. Allmaras, F. Marsili, A.E. Lita, R.P. Mirin, S.W. Nam, M.D. Shaw. Opt. Express, 25(22), 26792 (2017).
- G.G. Fritz, K.S. Wood, D. Van Vechten, A.L. Gyulamiryan, A.S. Kuzanyan, N.J. Giordano, T.M. Jacobs, H.-D. Wu, J.S. Horwits, A.M. Gulian. Proc. SPIE, San Diego, CA, 4140, 459 (2000).
- 17. D. Van Vechten, K. Wood, G. Fritz, J. Horwitz, A. Gyulamiryan, A. Kuzanyan, V. Vartanyan, A. Gulian. Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res., A, 444, 42 (2000).
- K. Wood, D. Van Vechten, G. Fritz, H.-D. Wu, S. Bounak, K. Bussman, K. Winzer, S. Kunii, V. Gurin, C. Mitterer, M. Carlsson, F. Golf, A. Kuzanyan, G. Badalyantz, S. Harutyunyan, S. Petrosyan, V. Vardanyan, T. Paronyan, V. Nikoghosyan, A. Gulian. Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A, 520, 56 (2004).
- 19. V.A. Petrosyan. J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), 46, 125 (2011).
- A.A. Kuzanyan, A.S. Kuzanyan, V.R. Nikoghosyan. J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), 53, 242 (2018).
- A.S. Kuzanyan, A.A. Kuzanyan, V.R. Nikoghosyan. J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), 53, 338 (2018).
- A.A. Kuzanyan, A.S. Kuzanyan, V.R. Nikoghosyan. J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), 54, 175 (2019).
- 23. P. Kowalczewski, M. Liscidini, L. Andreani. Opt. Lett., 37, 4868 (2012).
- Y. Hung, S. Hsu, Y. Wang, C. Chang, L. Chen, L. Su, J. Huang. Nanotechnology, 22, 485202 (2011).
- 25. M. Burresi, F. Pratesi, F. Riboli, D.S. Wiersma. Adv. Opt. Mat., 3, 722 (2015).
- 26. M. Kats, R. Blanchard, P. Genevet, F. Capasso. Nature Materials, 12, 20 (2013).
- 27. H-L. Huang, H. Xia, Z-B. Guo, D. Xie, H-J. Li. Chin. Phys. Lett., 34, 117801 (2017).
- 28. N. Landy, S. Sajuyigbe, J. Mock, D. Smith, W. Padilla. Phys. rev. lett., 100, 207402

(2008).

- 29. E. Popov, D. Maystre, R.C. McPhedran. Opt. Express, 16, 609 (2008).
- 30. Z.-P. Yang, L. Ci, J. Bur, S. Lin, P. Ajayan. Nano Lett., 8, 446 (2008).
- C. Liu, D. Zhang, Y. Liu, D. Wu, L. Chen, R. Ma, Z. Yu, L. Yu, H. Ye. Nanoscale Res. Lett., 12, 601 (2017).
- 32. T.M. Mattox, J.J. Urban. Materials, 11, 2473 (2018).
- S.I. Petrosyan, A.A. Kuzanyan, G.R. Badalyan, A.S. Kuzanyan. J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), 53, 157 (2018).
- A.S. Kuzanyan, S.R. Harutyunyan, V.O. Vardanyan, G.R. Badalyan, V.A. Petrpsyan, V.S. Kuzanyan, S.I. Petrosyan, V.E. Karapetyan, K.S. Wood, H.-D. Wu, A.M. Gulian. J Solid State Chem., 179, 2862 (2006).
- D.J. Late, M.A. More, P. Misra, B.N. Singh, L.M. Kukreja, D.S. Joag. Ultramicroscopy, 107, 825 (2007).
- V.N. Gurin, M.M. Korsukova, M.G. Karin, K.K. Sidorin, I.A. Smirnov, A.I. Shelykh. Sov. Phys. Solid State 22(3), 418 (1980).
- 37. K. Adachi, M. Miratsu. J. Mater. Res., 25(3), 510 (2010).
- 38. H. Takeda, H. Kuno, K. Adachi. J. Am. Ceram. Soc., 91, 2897 (2008).

ELECTRON BEAM DEPOSITION OF LANTANE HEXABORIDE FILMS FOR USAGE AS ANTI-REFLECTIVE COATING

A.A. KUZANYAN, A.S. KUZANYAN, S.I. PETROSYAN, V.S. KUZANYAN, G.R. BADALYAN

The development of effective anti-reflective coatings of electromagnetic radiation is a necessary basis for solving a wide range of fundamental and applied problems. We studied the conditions for the preparation of lanthanum hexaboride (LaB₆) films by electron beam deposition on Al₂O₃, AlN, ZrO₂, Si, W substrates, and CeB₆ and W coatings. The phase and elemental composition, microstructure and optical characteristics of samples obtained under various deposition conditions were studied. The relationship between the reflection spectra and surface roughness of the samples was investigated. The region of the electromagnetic spectrum in which the obtained films can be used as anti-reflection coatings is determined. The relationship between the reflection spectra and surface roughness of the samples deposited on various substrates under various conditions was studied. The region of the electromagnetic spectrum in which the obtained films can be used as anti-reflection coatings is revealed.

Известия НАН Армении, Физика, т.55, №2, с.251–258 (2020)

УДК 537.86

ОБНАРУЖЕНИЕ НАНОЧАСТИЦ ЖЕЛЕЗА В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ С ПОМОЩЬЮ МИКРОВОЛНОВОГО СЕНСОРА

Л. ОДАБАШЬЯН¹, Н. МАРГАРЯН¹, Г. ОГАНЯН¹, М. МАНВЕЛЯН¹, Д. АМБАРЯН¹, Т. АБРААМЯН¹, Р. ХАЧАТРЯН², А. БАБАДЖАНЯН^{1*}

¹Ереванский государственный университет, Ереван, Армения ²Институт радиофизики и электроники НАН Армении, Аштарак, Армения

*e-mail: barsen@ysu.am

(Поступила в редакцию 02 февраля 2020 г.)

Водный раствор с наночастицами железа исследован с помощью микроволнового полоскового сенсора на основе оптимизированного двойного квадратичного профиля. В результате электромагнитного взаимодействия между микроволнами и образцом, коэффициент отражения сенсора S_{11} в ближнем поле в режиме реального времени изменяется в зависимости от концентрации наночастиц железа в водном растворе на резонансной частоте. В работе исследован отклик сенсора в диапазоне концентраций наночастиц железа от 0 до 20 мкг/л при рабочей частоте около 1.75 ГГц. Измеренный минимальный обнаруживаемый сигнал составил 0.035 дБ/(мкг/л), а сдвиг резонансной частоты – 0.25 МГц/(мкг/л), при этом измеренная минимальная обнаруживаемая концентрация составила 1.4 мкг/л и 0.2 мкг/л соответственно. Микроволновый отклик сенсорной системы может быть объяснен дополнительными структурными изменениями водных кластеров в результате абляции металлических наночастиц. Процесс разработки является доступным, точность измерения - высокая, следовательно, его можно применить в качестве физико-химического датчика для неинвазивного мониторинга наночастиц металлов в сложных жидкостях.

1. Введение

Стремительное ухудшение качества воды стало глобальной проблемой. Загрязнение воды критическая проблема во всем мире, а защита окружающей среды и устранение загрязнения воды вызывают особую озабоченность среди всех обитателей планеты [1,2]. Самые распространённые загрязнители воды в основном неорганические, такие как тяжелые металлы (металлы с атомными номерами больше 20), ионы мышьяка и органические, такие как моющие средства, пестициды, фармацевтические препараты и биоматериалы [3,4]. Загрязнение тяжелыми металлами стало серьезной проблемой для окружающей среды и общественного здравоохранения, поскольку накопление биоразлагаемых тяжелых металлов в организме человека может привести к серьезным заболеваниям. В большинстве случаев применяются химические, физические и биологические стратегии для решения проблемы токсичных элементов, органических загрязнений и биоматериалов в воде [5,6].

Наночастицы металлов или оксидов металлов широко используются для удаления ионов тяжелых металлов в сточных водах. Благодаря своим уникальным свойствам наночастицы железа широко применяются при удалении тяжелых металлов из воды. Таким образом, определение концентрации наночастиц железа в водных растворах становится важной задачей [7].

Микроволновые резонансные датчики продемонстрировали высокую чувствительность для измерения концентрации в жидких растворах [8,9]. В данной работе мы исследовали определение концентрации наночастиц железа в водном растворе с разрешением около 1 мкг/л. В исследовании использована методика безконтактного электромагнитного взаимодействия ближнего поля в режиме реального времени, а эксперимент был реализован с помощью микрополоскового микроволнового датчика на основе двойного квадратичного профиля с резонансной частотой 1.75 ГГц. Квадратичная форма успешно использовалась для разработки образцов полосковых биосенсоров в наших предыдущих работах по измерению концентрации глюкозы [10], NaCl [11] и в исследованиях наночастиц Ag в водных растворах [12]. Результаты показывают, что предлагаемый микроволновый датчик характеризуется высокой точностью определения концентрации наночастиц железа в водном растворе, а данный метод применим для неразрушающего биофизического и химического зондирования.

2. Материалы и методы исследования

Обогащение деионизированной (ДИ) воды наночастицами железа проводилось методом лазерной абляции [12]. Исследуемое железо, погруженное в стеклянную кювету, заполненную ДИ водой, подвергалось облучению пучком Nd:YAG лазера, в результате чего раствор обогащался наночастицами железа. Более подробная информация об этой технике лазерной абляции приведена в работе [12], в которой использовалась та же процедура абляции для получения наночастиц серебра в воде.

На Рис. 1 показана схема измерительной установки. Процедура подготовки микроволнового датчика и используемые материалы являются такими же, как для датчика, использованного в работе [10] для неинвазивного зондирования водного раствора глюкозы.

Во время эксперимента мы поместили кварцевую кювету с раствором (то есть с тестируемым материалом (ТМ)) на датчик, а отклик (микроволновый коэффициент отражения S_{11}) был измерен векторным анализатором сетей (VNA: HP8753D). Мы исследовали концентрации наночастиц от 0 мкг/л (то есть ДИ



Рис.1. Схема экспериментальной установки.

вода – без наночастиц) до 20 мкг/л с интервалами 10 мкг/л. Объем раствора составлял 2 мл. Датчик температуры зафиксировал изменение температуры тестируемого материала во время измерения. Мы зарегистрировали изменения коэффициента отражения S_{11} , что является следствием изменения концентрации наночастиц железа в образце. Обратим внимание, что влияние пустой кварцевой кюветы на изменение импеданса системы было незначительным, и датчик был откалиброван с помощью деионизированной воды с минимумом $S_{11} = -28,5$ дБ при частоте около 1.75 ГГц. Время сбора данных при мониторинге в реальном времени составляло 0.2 секунды. Эксперименты проводились при температуре 25°С. Размеры образованных наночастиц железа были эмпирически оценены в диапазоне 50–500 нм.

Принцип действия предлагаемой системы основан на смещении коэффициента микроволнового отражения S_{11} (как по величине, так и по частоте) из-за изменений диэлектрической проницаемости и электропроводности TM. Замена образца вносит изменения в общий импеданс всей системы из-за изменения диэлектрической проницаемости и электрической проводимости TM (например, изза изменения концентрации наночастиц в жидкости). Модель Максвелла-Гарнетта [13] описывает эффективную диэлектрическую проницаемость для диэлектрической среды содержащей проводящие частицы (металлы) следующим образом

$$\varepsilon_{\rm eff} = \varepsilon_d + \frac{\frac{1}{3} \sum_{i=1}^n f_i \left(\varepsilon_i - \varepsilon_d\right) * \sum_{j=1}^3 \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_d + N_{ij} \left(\varepsilon_i - \varepsilon_d\right)}}{1 - \frac{1}{3} \sum_{i=1}^n f_i \left(\varepsilon_i - \varepsilon_d\right) * \sum_{j=1}^3 \frac{N_{ij}}{\varepsilon_d + N_{ij} \left(\varepsilon_i - \varepsilon_d\right)}}, \tag{1}$$

где ε_{d} – относительная диэлектрическая проницаемость воды, ε_{i} – относительная диэлектрическая проницаемость включений рода *i* (наночастицы железа), f_{i} – объемная доля, занятая включениями рода *i*, N_{ij} – факторы деполяризации

включений рода i, а индекс j = 1, 2, 3 соответствует координатам X, Y, Z. В нашем исследовании включения представляют собой наночастицы железа, которые являются проводящими материалами. Комплексная относительная диэлектрическая проницаемость TM описывается как:

$$\varepsilon_i(\omega) = \varepsilon'_i - j\varepsilon''_i = \varepsilon'_i - j\frac{\sigma_i}{\omega\varepsilon_0}, \qquad (2)$$

где ε'_i и ε''_i – действительная и мнимая части комплексной диэлектрической проницаемости TM, σ_i – объемная проводимость TM, ω – рабочая частота, ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума.

3. Обсуждение результатов

На Рис.2а показана зависимость измеренного коэффициента микроволнового отражения S_{11} TM при различных концентрациях наночастиц железа в водном растворе: 0 мкг/л, 10 мкг/л и 20 мкг/л. При увеличении концентрации наночастиц железа наблюдались изменения микроволновой резонансной кривой. Как и ожидалось, изменения концентрации образца приводят к изменению коэффициента отражения S_{11} как по величине, так и по резонансной частоте. Как следует из Рис.2b, измеренный коэффициент отражения S_{11} возрастал на резонансной частоте (1.75 ГГц), когда концентрация наночастиц в TM была увеличена.

На Рис.2b показано, что резонансная частота сенсора также чувствительна к изменению концентрации наночастиц, а при увеличении концентрации наночастиц резонансная частота изменяется. Однозначно отслеживается связь между *S*₁₁



Рис.2. (а) Измеренный коэффициент микроволнового отражения *S*₁₁ для *l* – ДИ воды и водного раствора наночастиц железа с концентрацией наночастиц *2* – 10 мкг/л, *3* – 20 мкг/л в ТМ объемом 2 мл. (b) Измеренная зависимость микроволнового отклика от концентрации наночастиц железа объемом ТМ 2 мл.

и концентрацией наночастиц, что имеет решающее значение для точной разработки сенсора. Тенденция S_{11} изменяется с углом наклона 0.0352 дБ/(мкг/л), в то время как резонансная частота изменяется с углом наклона 0.25 МГц/(мкг/л). Измеренная чувствительность системы составляет 0.05 дБ. Таким образом, минимальная определяемая датчиком концентрация составляет около 1.4 мкг/л и 0.2 мкг/л по измерениям ΔS_{11} и Δf , соответственно. Отметим, что эксперимент с пустой кюветой не играл никакой существенной роли, в то время как при кюветы с TM резонансная частота имела сдвиг около 25 МГц из-за сильного изменения полного импеданса всей системы, как показано на Рис.2а. В эксперименте референсный уровень сигнала (–28.54 дБ при 1.75 ГГц) был измерен, когда кювета была заполнена 2 мл ДИ водой.



Рис.3. Измеренная зависимость микроволнового отклика сенсора от объема ТМ для различных концентраций наночастиц железа на резонансной частоте около 1.75 ГГц: *1* – ДИ вода, *2* – 10 мкг/л, *3* – 20 мкг/л.

Микроволновые параметры сенсора также зависят объёма и температуры ТМ. На Рис.3 показана зависимость изменения коэффициента микроволнового отражения ΔS_{11} и смещения резонансной частоты Δf от объема ТМ при различных концентрациях наночастиц железа. Как следует из Рис.3, изменения являются самыми большими при ТМ объемом 2 мл для параметра S_{11} как по величине, так и по частоте. Было решено провести дальнейшие измерения ТМ объемом 2 мл, поскольку в этом случае изменения микроволнового отклика сенсора являются максимальными. На Рис.4 показана зависимость значения измеренного коэффициента микроволнового отражения S_{11} от температуры для различных образцов: (а) ДИ вода, (b) водный раствор Fe с концентрацией 20 мкг/л и (c) водный раствор Ag с концентрацией 20 мкг/л на резонансной частоте около 1.75 ГГц. Объём TM – 2 мл. Влияние температуры на S_{11} сенсора является незначительным при относительно низких температурых (до 36°С), а при относительно высоких температура



Рис.4. Зависимость коэффициент микроволнового отражения S_{11} от температуры ТМ для I - ДИ-воды, 2 - водного раствора Fe и 3 - водного раствора Ag на резонансной частоте около 1.75 ГГц. Объем образца – 2 мл, а концентрация наночастиц – 20 мкг/л как для Fe, так и для Ag.

турах (выше 36°С) резко увеличивается. Угол наклона этой зависимости составляет 0.13 дБ/°С, 0.08 дБ/°С, 0.17 дБ/°С (в среднем 0.13 дБ/°С) в интервале 25–36°С и 0.44 дБ/°С, 0.4 дБ/°С, 0.39 дБ/°С (в среднем 0.41 дБ/°С) в интервале 37–50°С для ДИ воды, Fe/ДИ водного раствора (20 мкг/л), Ag/ДИ водного раствора (20мкг/л) соответственно. Скорость роста 37–50°С примерно в 3.2 раза выше по сравнению с интервалом 25–36°С.

Сдвиг измеренного микроволнового отражения S₁₁ для различных металлов составляет 0.5 дБ для Fe против 1.2 дБ для Ад при низких температурах (<27°С). Такое изменение возможно, если диэлектрическая проницаемость образца изменяется на $\Delta \varepsilon_{eff} = 0.02$ для Fe или $\Delta \varepsilon_{eff} = 0.05$ для Ag в соответствии с теорией передающих линий [14]. В то же время предполагаемое изменение диэлектрической проницаемости образца из-за наночастиц Fe или Ag составляет приблизительно 10⁻⁸ согласно уравнению (1). Следовательно, изменение измеренного сигнала не может быть вызвано простым аддитивным изменением эффективной проницаемости ТМ. Мы предполагаем, что измеряемый микроволновый отклик обусловлен структурными изменениями в воде, усиленными наночастицами металла. Дополнительно образовавшиеся кластеры близки по размерам к длине волны микроволнового воздействия. Этот факт подтверждается температурным поведением ТМ. Микроволновый сигнал для разных образцов существенно отличается при низких температурах меньше 36°С, и является почти одинаковым при температуре больше 36°С. С повышением температуры образующиеся структуры разрушаются и микроволновый сигнал становится

одинаковым даже для ДИ воды. Таким образом, микроволновый сигнал ТМ, вызванный кластерами размером порядка длины волны, дополнен металлическими наночастицами.

4. Заключение

В данной работе мы продемонстрировали микроволновый полосковый резонансный сенсор на основе двойного квадратичного профиля с целью определения концентрации наночастиц железа в водном растворе путём бесконтактного метода.

Микроволновый отклик датчика на изменение концентрации наночастиц железа в водном растворе составляет 0.035 дБ/(мкг/л) для S_{11} и 0.25 МГц/(мкг/л) для Δf . Минимальная определяемая концентрация наночастиц железа составляет около 1.4 мкг/л (по S_{11}) и 0.2 мкг/л (по Δf) для образца объемом 2 мл.

Мы полагаем, что микроволновый отклик исследуемого образца/сенсорной системы вызван кластерами воды размером порядка длины рабочей волны, усиленным присутствием наночастиц железа. Результаты исследования показали способность разработанного микроволнового сенсора служить в качестве биосенсора для мониторинга концентрации примесей и моющих средств в жидких средах.

Авторы выражают благодарность профессору Х.В. Неркараряну за продуктивные обсуждения и замечания.

Данная работа поддержана ГКН МОН РА в рамках исследовательского проекта #18T-1C114.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ: Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. A.I. Adejumoke, O.A. Babatunde, P.O. Abimbola, A.-A. Tabitha, O.D. Adewumi, O. Toyin, Water Challenges of an Urbanizing World, BoD, 2018.
- 2. F.D. Owa. Mediterranean Journal of Social Sciences, 4, 2039 (2013).
- 3. S. Sharma, A. Bhattacharya. Applied Water Science, 7, 1043 (2017).
- 4. V. Rashmi, D. Pratima. Recent Research in Science and Technology, 52, 98 (2013).
- T.J. Arif, M. Azam, K. Siddiqui, A. Ali, I. Choi, Q.M. Rizwanul Haq. Int. J. Mol. Sci., 16, 29592 (2015).
- 6. Sh. Rasalingam, R. Peng, R.T. Koodali. Journal of Nanomaterials, 2014, 617405 (2014).
- 7. J. Yang, B. Hou, J. Wang, B. Tian, J. Bi, N. Wang, X. Li, X. Huang. Nanomaterials (Basel), 9, 424 (2019).
- 8. G. Gennarelli, S. Romeo, M.R. Scarfi, F. Soldovieri. IEEE Sensors J., 13, 1857 (2013).
- 9. L. Odabashyan, A. Babajanyan, Zh. Baghdasaryan, S. Kim, J. Kim, B. Friedman,

J.-H. Lee, K. Lee. MDPI Sensors, 19, 5525 (2019).

- 10. B. Hovhanisyan, D. Hambaryan, L. Odabashyan, A. Babajanyan. Proceedings of the Yerevan State University: Physical and Mathematical Sciences, 53, 132 (2019).
- B.J. Minasyan, L.A. Odabashyan, Zh.A. Baghdasaryan, A.Zh. Babajanyan, K. Lee. Proceedings of the Yerevan State University: Physical and Mathematical Sciences, 53, 60 (2019).
- T. Abrahamyan, R. Khachatryan, D. Hambaryan, B. Hovhannisyan, B. Minasyan, L. Odabashyan, A. Babajanyan. J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), 54, 196 (2019).

13. A.V. Markel. J. Opt. Soc. Am. A, 33, 1244 (2016).

14. D.M. Pozar. Microwave Engineering, 4th ed., John Wiley & Sons, 2012, pp. 28-35.

DETECTION OF IRON NANOPARTICLES IN AQUEOUS SOLUTIONS BY MICROWAVE SENSOR

L. ODABASHYAN, N. MARGARYAN, G. OHANYAN, M. MANVELYAN, D. HAMBARYAN, T. ABRAHAMYAN, R. KHACHATRYAN, A. BABAJANYAN

The aqueous solution with iron nanoparticles investigated by a microwave stripline sensor based on the optimized double quadratic-shape design. Due to real-time near-field electromagnetic interaction between microwaves and sample S_{11} reflection coefficient of the sensor was changed depending on iron nanoparticles concentration in the aqueous solution at resonant frequency. In this work we examined the iron nanoparticles concentration in the 0–20 µg/l concentration range at an operating frequency at about 1.7 GHz. The measured minimum detectable signal was 0.035 dB/(µg/l) or and 0.25 MHz/(µg/l) and the measured minimum detectable concentration was 1.4 µg/l and 0.2 µg/l, respectively. The microwave response of sensor systems can be explained by the additional structural changes of water clusters due to the metal nanoparticles ablation. This implemented method has approachable development process and the accuracy of measurement is high, thus it can be applied as a physiochemical sensor for non-invasive monitoring of metal nanoparticles in complex liquids.

Известия НАН Армении, Физика, т.55, №2, с.259–270 (2020)

УДК 681.3

О СТОЙКОСТИ ЭЛЕКТРОННЫХ КОМПОНЕНТОВ К ДЕЙСТВИЮ РАДИАЦИИ

П.А. АЛЕКСАНДРОВ^{*}, Е.В. ЕФИМЕНКО

НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

*e-mail: alexandrov_pa@nrcki.ru

(Поступила в редакцию 2 декабря 2019 г.)

Проведен анализ влияния радиационного облучения на интегральные схемы. Рассмотрены способы построения пассивно отказоустойчивых облучаемых микросхем. Дан обзор на способ косвенного измерения отказоустойчивости таких микросхем, построенных с помощью различного постоянного поэлементного резервирования и без резервирования. Рассмотрен способ тестирования микросхемы на обрыв и короткое замыкание после облучения.

1. Введение

Радиационная стойкость электронной аппаратуры – одно из актуальных направлений исследований и обязательное требование для применения в атомной, космической и оборонной области. Необходимость обеспечения отказоустойчивости микро- и наноэлектронных устройств различного назначения, обусловлена высокими функциональными требованиями к их быстродействию, точности и безотказности [1]. Существенное повышение отказоустойчивости цифровых вычислительных и управляющих микро- интегральных схем, предназначенных для работы в условиях облучения, также является одной из главных задач.

Как известно, дозовое воздействие гамма-излучения, нейтронов низких энергий и др. обычно приводит к постепенной деградации параметров микроэлектронных приборов (например, транзисторов). С этим борются технологическими методами. За счет уменьшения размеров электронных компонентов, появляются возможности для введения аппаратной избыточности с целью обеспечения отказоустойчивости микросхем. При этом аппаратная избыточность реализуется преимущественно путем резервирования. По мере развития цифровой индустрии наибольшее значение приобретает аппаратное резервирование на достаточно низком уровне.

В представленной работе рассмотрены наиболее простые методы резервирования. Оценки результативности сделаны приближенно, без знания
логической структуры микросхемы, принимая во внимание, что вероятность повреждения одного элемента одной частицей пропорциональна площади этого элемента. Дан обзор на способ косвенного измерения отказоустойчивости облучаемых микросхем, построенных с помощью различного постоянного поэлементного резервирования и без резервирования, испытательная система для косвенного измерения отказоустойчивости облучаемых испытательных цифровых микросхем, построенных различными способами постоянного поэлементного резервирования, и функциональная структура этих испытательных микросхем.

2. Отказоустойчивость цифровых микросхем

Радиационное облучение оказывает существенное влияние на микроэлектронные приборы, которое приводит к их отказу. В результате воздействия облучающей частицы на элементы в микросхеме, могут возникать дефекты, которые приводят к внезапным или постепенным отказам элементов.

Воздействие тяжелой заряженной частицы на микросхему может привести к эффектам, связанных с появлением в отдельных элементах схемы локальных областей с исключительно высокой плотностью электронно-дырочных пар, за счет ионизационных потерь энергии отдельной заряженной частицы на пути прохождения через микросхему [2]. Данное явление может привести к «короткому замыканию», а через некоторый промежуток времени к постоянному отказу. При ионизационном воздействии на микросхему чаще всего возникает постепенное накопление заряда на границе раздела в микросхеме и на физических дефектах. Образующиеся каскады смещений приведут к развитию постепенного отказа и в дальнейшем переходе его в постоянный отказ. Частицы также вызывают дополнительную ионизацию, которая при рекомбинации и диффузии электронно-дырочных пар со временем уменьшается. Это явление может дать временный отказ, который со временем восстанавливается.

Для проведения анализа работоспособности цифровых микросхем необходимо дать оценку отказоустойчивости микросхем, а точнее, оценку вероятности отказа ИС. В обзоре [3] был предложен новый метод оценки вероятности отказа нано- и микро- интегральных схем. Предполагается, что облучение ведется по «площади» микросхемы без учета типа компонентов и конструкции. Данный метод позволяет сравнивать отказоустойчивость интегральных схем, опираясь на математическую модель схемы с использованием различных способов построения отказоустойчивых микросхем.

Как известно, отказоустойчивость микросхемы тем выше, чем ниже вероятность ее отказа. Отказоустойчивостью микросхемы можно считать вероятность ее безотказной работы *P*_{up}

$$P_{\rm up} = 1 - P_{jn},\tag{1}$$

где P_{jn} – вероятность отказа микросхем, j – номер способа построения микросхемы.

Приближенная формула вероятности отказа *P*₂ микросхем с дублированными элементами:

$$P_2 \sim P_n^2 / N, \tag{2}$$

где P_n – вероятность отказа гипотетической микросхемы с нерезервированными элементами.

В результате получается отказоустойчивость резервированных микросхем по отношению к нерезервированной микросхеме.

3. Методы резервирования

Интерес к отказоустойчивым системам возник с появлением первых компьютеров, и задача повышения отказоустойчивости микросхемы до сих пор не потеряла свою актуальность. Так как существует необходимость в бесперебойной работе отказоустойчивой системы, не допускающая кратковременных перерывов, в статье рассмотрены только способы построения интегральных микросхем с пассивной отказоустойчивостью.

3.1. Мажоритарное резервирование

Особое внимание в зарубежных работах уделяется различным видам мажоритарного резервирования (кратное резервирование R = 3,5,7,9...), в частности тройному модульному резервированию (TMR) (тройное резервирование). Принцип работы TMR состоит в следующем, на выходах трех одинаковых резервируемых блоков устанавливают мажоритарный клапан, формирующий выходной сигнал путем «голосования» по большинству одинаковых выходных сигналов резервируемых блоков. Несмотря на наибольшую известность вышеописанного способа, он имеет существенные недостатки [4].

3.2. Постоянное покомпонентное дублирование микросхемы

Для дальнейшего повышения отказоустойчивости интегральных схем с учетом недостатков при мажоритарном резервировании были предложены новые способы постоянного покомпонентного резервирования, а именно способы дублирования без использования блоков сравнения [5]. Основная идея заключается в том, что дублированная микросхема состоит из пар дублирующих друг друга компонентов, одноименные входы которых объединены, а выходы соединены так, что эта пара компонентов образует один дублированный компонент (рис.1).



Рис.1. Модель дублированной микросхемы. 1,2 – дублирующие друг друга элементы, 3 – дублированный логический элемент.

В качестве компонентов могут выступать транзисторы, логические элементы и межсоединения. Компоненты не должны обладать памятью. Если это логический элемент, то в нем на его выходе устанавливают простой выходной каскад, позволяющий соединять дублирующие друг друга элементы, обеспечивая при этом верную работу пары дублирующих друг друга элементов при отказе одного из них. Принято, что отказ одного дублированного компонента является отказом микросхемы. Расстояние между компонентами этой пары должно быть больше, чем область повреждения от одной частицы [6]. Такой метод резервирования дает около 5 порядков повышения отказоустойчивости по отношению к исходной схеме и приблизительно на порядок, по сравнению с мажоритарным способом резервирования (в частности, сравнивалось с трехмодульным резервированием) [3].

3.3. Четырехкратно резервируемая структура (квадрирование)

В зарубежных работах был предложен метод одновременно последовательного и параллельного дублирования транзисторов, авторы обозначили его как метод построения четырехкратно резервированной транзисторной структуры (quadded transistor structure) [7]. Структура представляет транзисторную квадратную 2-х строчную матрицу, элементами которой являются одиночные транзисторы. Эта матрица по существу является 4-х кратно резервированным транзистором, построенным на одиночных транзисторах $T_1, \ldots T_4$ (рис.2).

В работе [3] рассмотрен вариант использования такого способа резервирования для случая действия облучения тяжелыми заряженными частицами и быстрыми нейтронами, вызывающими ядерные реакции в материале микросхемы.

Микросхема, состоящая из квадрированных логических элементов, откажет в случае, если выйдут из строя два одиночных транзистора в одном квадрированном транзисторе. Пара одиночных транзисторов может отказать при



Рис.2. (а) Общая модель транзистора, (b,c) варианты схем квадрированного транзистора.

попадании двух частиц в каждый из одиночных транзисторов, либо при попадании одной облучающей частицы, область повреждения от которой превышает расстояние между двумя одиночными транзисторами. Для оценки вероятности отказа планарной квадрированной микросхемы авторы работы [3] разбили площадь микросхемы на соприкасающиеся одинаковые по размеру ячейки, каждая из которых содержит одиночный транзистор и относящиеся к нему межсоединения. В результате, отказоустойчивость квадрированной микросхемы выше в 2 – 4 раза, чем отказоустойчивость поэлементно структурно дублированной микросхемы и экономичнее по затратам аппаратуры.

3.4. 9-кратно резервируемая микросхема

Дальнейшее увеличение отказоустойчивости интегральных схем возможно при замене каждого транзистора на 9-кратно резервируемый транзистор, который представляет собой 3-х строчную квадратную транзисторную матрицу, состоящую из 9-ти одиночных транзисторов $(T_1, T_2,...T_9)$ (рис.3).

Анализ, проведенный с помощью вышеописанного метода оценки вероятности отказа облучаемых микросхем «по площадям» показал, что 9-ти кратное резервирование транзисторов по сравнению с 4-кратным резервированием



Рис.3. Общая модель 9-кратно резервированного транзистора.

транзисторов позволяет повысить отказоустойчивость микросхемы приблизительно на порядок при одинаковых типах дефектов в одиночных транзисторах.

4. Косвенное измерение облучаемых испытательных микросхем

4.1. Функциональная структура испытательной микросхемы

До сих пор способы экспериментальной проверки теоретически исследованных способов измерения отказоустойчивых облучаемых микросхем при помощи постоянного поэлементного резервирования не предлагались. Предлагаемые в данной работе способ косвенного измерения отказоустойчивости облучаемых испытательных микросхем и функциональная структура этих микросхем построены так, чтобы удовлетворить следующим требованиям:

- способ косвенного измерения и функциональная структура испытательных микросхем должны быть ориентированы на построение испытуемых микросхем любыми способами постоянного поэлементного резервирования и без резервирования; при изменении способа построения микросхемы в способе косвенного измерения, как показано ниже, должна быть использована соответствующая этом способу формула (5) вычисления вероятности отказа микросхемы, а в испытательной микросхеме должна быть использована реализация элементов, соответствующая этому способу построения микросхемы;
- функциональная структура испытательной микросхемы должна быть по возможности простой и позволяющей по возможности быстро обнаруживать отказы микросхемы по отказам любых отдельных элементов во всей микросхеме;
- в качестве начального отрезка времени облучения микросхемы до ее отказа должна быть измерена величина, позволяющая избежать многократного измерения отрезка времени от начала облучения микросхемы до ее отказа;
- задание момента начала измерения отрезка времени облучения микросхемы до ее отказа может быть регулироваться испытателем.

При соблюдении указанных требований предполагается, что оценка отказоустойчивости облучаемых микросхем проводится методом «по площадям», то есть облучение действует на «площадь» микросхемы независимо от ее функционального содержания.

Это позволило создать для испытаний способов постоянного поэлементного резервирования микросхем простую по функциональной структуре испытательную микросхему, специально предназначенную и приспособленную для измерения ее отказоустойчивости в процессе ее облучения.

Функциональная структура испытательной системы для косвенного

измерения отказоустойчивости облучаемых испытательных цифровых микросхем, построенных различными способами их постоянного резервирования и без резервирования, содержит источник радиационного излучения, затвор облучения и устройство управления затвором облучения. В качестве облучаемого образца установлена испытательная цифровая микросхема. В необлучаемом помещении установлена вычислительная система управления измерения. Для передачи n-разрядного двоичного кода между микросхемой и вычислительной системой установлены соединения. Также в испытательной системе установлены соединения, обеспечивающие подачу управляющего сигнала приема контрольных эталонов в микросхему и подачи управляющего сигнала приема кода результата работы микросхемы в ее выходной регистр. Подачу управляющего сигнала начала измерений в вычислительную систему осуществляет соединение от устройства управления затвора. Вычислительная система управления состоит из *n* – разрядной двоичной комбинационной логической схемы, расположенной между входным и выходным регистрами. Комбинационная логическая схема представляет собой последовательную цепочку одинаковых одновходных комбинационных логических элементов, каждый из которых выполнен в соответствии со способом построения микросхемы – любым способом постоянного поэлементного резервирования или без резервирования.

4.2. Совместная работа вычислительной системы управления измерением и испытательной микросхемы, работающих в режиме облучения

Рассмотрим принцип работы вычислительной системы управления. Начиная с момента своего включения, вычислительная система с постоянной частотой синхронно формирует пары управляющих сигналов начала и конца циклов работы испытательной микросхемы. Сигналы начала цикла поступают в узел управления приемом контрольных эталонов во входной регистр микросхемы, а сигналы конца цикла поступают в узел управления приемом кода результата работы микросхемы в течение цикла в выходной регистр. В начале каждого цикла по сигналу начала цикла происходит прием контрольного эталона во входной регистр. Затем в результате переходного процесса в последовательных цепочках одинаковых комбинационных логических элементов на входе выходного регистра формируется код результата работы микросхемы в течение одного цикла. И в конце цикла этот код принимают в выходной регистр. Длительность цикла в основном определяется длительностью переходного процесса в последовательных цепочках одинаковых логических элементов, число которых в цепочке может быть очень большим.

Отказом микросхемы считается отказ в ней одного или более логических элементов и фиксируется по несовпадению кода во входном регистре с кодом в

выходном регистре. Это несовпадение проверяется в вычислительной системе. Если в каком-либо пикле эти колы совпалают между собой, то в этом пикле отказа микросхемы не произошло. Если в некотором цикле вычислительная система обнаруживает отказ микросхемы, то в следующем цикле она в качестве эталона передает во входной регистр ошибочный выходной код, полученный в предыдущем цикле. Если в этом следующем цикле выходной код микросхемы совпадет с ошибочным входным кодом, то это означает, что в этом следующем цикле не было отказа. Если же в этом следующем цикле ошибочный входной код не совпадет с выходным кодом микросхемы, то это означает, что в этом следующем цикле произошел отказ, что будет зафиксировано вычислительной системой. Однако возможен случай, когда выходной код микросхемы совпадает с ошибочным входным кодом, но при этом произошел необнаруженный отказ микросхемы. Это возможно, если необнаруженный отказ произошел в тех же разрядах комбинационной схемы, в которых он был раньше, но в других логических элементах. Однако вероятность того, что отказ микросхемы произошел в том же разряде *n*-разрядной комбинационной схемы, составит 1/n и будет незначительной при больших значениях *n*. Пусть число двоичных разрядов в каждом из этих регистров и в комбинационной схеме будет n = 50. Тогда, если число логических элементов в комбинационной схеме равно 100 000, то длина цепочки логических элементов в одном двоичном разряде комбинационной схемы будет равно 2000. При задержке на логический элемент 1 нсек, длительность переходного процесса в комбинационной схеме будет 2 мксек. Примем, например, что длительность обработки кода результата работы испытательной микросхемы в одном цикле 1 мксек, что вполне реально при тактовой частоте 50 МГц вычислительной системы. В результате длительность цикла составит 3 мксек, а частота циклов составит 0.33 МГп.

4.3. Вычисление экспериментальной оценки отказоустойчивости

Способ измерения отказоустойчивости облучаемых микросхем, включает в себя способ вычисления их отказоустойчивости, который описан в работе [3], основанной на теоретических работах [1,3,8–10]. Данный способ состоит в том, что во время облучения микросхемы измеряют начальный отрезок времени облучения микросхемы до ее отказа, позволяющий оценить вероятность отказа микросхемы, затем вычисляют поток, при котором произошел отказ микросхемы, по формуле:

$$F = I t_f, \tag{3}$$

где F – поток, или иначе говоря, число частиц, попавших в 1 см² микросхемы за время облучения до ее отказа; I – интенсивность облучения, t_f – начальный отрезок времени облучения микросхемы до ее отказа, позволяющий оценить

вероятность отказа микросхемы.

По вычисленному потоку облучения, площади микросхемы, числу логических элементов в микросхеме и заданной вероятности повреждения единицы площади микросхемы при попадании в нее частицы, вычисляют отказоустойчивость микросхемы по соответствующей способу ее построения формуле вероятности отказа микросхемы:

$$P_{\mathrm{up},j} = f_j \left(F_j, S_j, N, W \right), \tag{4}$$

где j – номер способа построения микросхемы; $P_{up,j}$ – вероятность отказа микросхемы, характеризующая ее отказоустойчивость; f_j , F_j и S_j – формула, поток и площадь микросхемы, соответствующие j – му способу построения микросхемы; N – число логических элементов в микросхеме; W – вероятность повреждения единицы площади микросхемы при попадании в нее частицы. По окончании измерения среднего отрезка времени t_{up} облучения микросхемы до ее отказа в вычислительной системе вычисляется поток облучения, при котором произошел отказ микросхемы.

В качестве формулы (4) вычислительная система вычисляет вероятность отказа микросхемы по одной из формул, соответствующих способу построения микросхемы и указанных в [3], а именно:

1) для нерезервированной микросхемы по формуле:

$$P_{\rm up,1} = F_j S_1 W, \tag{5}$$

2) для структурно дублированной микросхемы по формуле:

$$P_{\rm up,1} = (0.5 \ F_2 S_2 W \beta)^2 / N, \tag{6}$$

где β – относительная вероятность отказа дублированного элемента при попадании частицы в его нерезервированный компонент: $\beta = n_{up} / n_{ed}$, где n_{up} – среднее число нерезервированных компонентов дублирующего элемента, n_{ed} – среднее число компонентов в дублирующем элемента, остальные величины определены выше;

3) для квадрированной микросхемы представляют в виде:

$$P_{\rm up,4} = \mu \left(F_4 S_4 W \right)^2 / (6Nn_{4sq}), \tag{7}$$

где *n*_{4sq} – среднее число квадрированных транзисторов в одном квадрированном логическом элементе; µ – относительная вероятность попадания частицы в отказывающую пару одиночных транзисторов, остальные величины определены выше;

4) для 9-кратно резервированной микросхемы представляют в виде:

$$P_{\rm up,9} = 0.012 \ (F_9 S_9 W)^3 / \ (9 N), \tag{8}$$

где все величины определены выше. Данный способ имеет несколько

недостатков. Во-первых, измерение начального отрезка времени облучения микросхемы до её отказа возможно при облучении большого числа идентичных микросхем, которые после их отказов непригодны. Однако, как уменьшить число облучаемых микросхем до одной не известно. Во-вторых, даже при уменьшении числа испытуемых идентичных микросхем до одной, не известно, как измерять начальный отрезок времени облучения микросхемы до ее отказа и как распознавать ее отказ. Для реализации этого способа требуются испытательные микросхемы, предназначенных для испытаний способов постоянного резервирования микросхем и облегчающие обнаружение отказов микросхемы и измерение отрезков времени, в том числе – между отказами. Однако испытательные микросхемы такого назначения и их функциональные структуры не предлагались.

5. Тестирование микросхемы на обрыв и короткое замыкание

В статье «Opens and Shorts Testing Reference Design, National instruments, Publish Date 16.09.2019» (URL:https://www.ni.com/tutorial/6980/en/) рассмотрен способ тестирования микросхемы, состоящей из КМОП – транзисторов, на обрыв и короткое замыкание после облучения. Как известно, КМОП – транзисторы могут выйти из строя, если на входном или выходном контакте возникает условие перенапряжения. Для защиты этих устройств на каждом сигнальном штыре установлены два диода. Первый находится между сигнальным контактом и V_{DD} (напряжением питания), а второй – между сигнальным контактом и V_{SS} (заземлением).

Если на любой контакт подается положительное напряжение, превышающее V_{DD} , диод V_{DD} смещается в прямом направлении, позволяя току протекать между сигнальным выводом и V_{DD} . Аналогично, при подачи отрицательного напряжения на контакт, превышающего V_{SS} , диод V_{SS} смещается в прямом направлении. Таким образом, защитные диоды предотвращают повреждение КМОП- транзисторов, микросхем в условиях перенапряжения. Однако, защитные диоды необходимо проверить на обрыв и короткое замыкание.

Метод тестирования на обрыв и короткое замыкание разделен на 2 этапа: проверка защитного диода V_{DD} и проверка защитного диода V_{SS} . Основная идея заключается в следующем: необходимо подать минимальный ток (100 мкА) на сигнальный контакт. Если защитный диод работает исправно, он будет смещен в прямом направлении, и ток будет протекать между сигнальным контактом и проверяемым защитным диодом. Если напряжение, измеренное между сигнальным контактом и землей, менее 0.2 В, то существует одно или несколько коротких замыканий. Если измеренное напряжение превышает допустимое падение напряжение с прямым смещением, больше 1.5 В – обрыв в цепи. Перед проверкой защитных диодов необходимо заземлить не только V_{DD} и V_{SS} , но и остальные

сигнальные контакты. Авторы статьи «Opens and Shorts Testing Reference Design, National instruments, Publish Date 16.09.2019» (URL:https://www.ni.com/tutorial/ 6980/en/) также предлагают автоматизировать процесс проведения теста, используя программное обеспечение для системного проектирования NI LabVIEW и NI Switch Executive. Однако, как уже указывалось, этот простой метод работает после облучения, а не во время облучения.

6. Заключение

Стремительное развитие цифровой микро- и наноэлектроники приводит к необходимости существенного повышение отказоустойчивости управляющих микро- интегральных и цифровых вычислительных схем, предназначенных для работы в условиях облучения. Наибольшую значимость получает постоянное поэлементное резервирование микросхем с учетом расположения дублирующих компонентов микросхемы друг относительно друга дальше, чем область повреждения от одной частицы.

Особый интерес представляет новый способ косвенного измерения отказоустойчивости облучаемых испытательных цифровых микросхем с целью получения экспериментальных оценок их отказоустойчивости, обеспечиваемой различными способами поэлементного резервирования.

Работа поддержана НИЦ «Курчатовский институт» (приказ НИЦ «КИ» от 30.01.2019 №116).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ: Авторы декларирует об отсутствии конфликта интересов.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. В.И. Виноградов. Электроника инфо. № 9, 44 (2007).
- Э.Н. Вологдин, А.П. Лысенко. Радиационные эффекты в интегральных микросхемах и методы испытаний изделий полупроводниковой электроники на радиационную стойкость. Учебное пособие. с. 22, 2002.
- П.А. Александров, В.И. Жук, В.Л. Литвинов. Способы построения отказоустойчивых цифровых микросхем и оценки вероятностей их отказа, вызванного облучением. М: ПоРог, 2019.
- 4. П.А. Александров, Е.В. Ефименко. О возможности повышения отказоустойчивости цифровых интегральных схем к действию отдельных частиц за счет поэлементного резервирования. В кн.: Инновации в атомной энергетике, Москва, 2019.
- 5. П.А. Александров, В.И. Жук, В.Л. Литвинов. Способ постоянного поэлементного дублирования в дискретных электронных системах (варианты). Патент РФ на изобретение № 2475820 от 10.08.2011, классы МПК G06F 11/16, H03K 19/007.
- 6. П.А. Александров, В.В. Бударагин, В.В. Жук, В.Л. Литвинов. Нано- и микросистемная техника. №1(162), 7, (2014).

- 7. A.H. El-Maleh, B.M. Al-Hashimi, A. Melouki, F. Khan. IET Computers & Digital Techniques. 3, 570 (2009).
- 8. П.А. Александров, Е.К. Баранова, И.В. Баранова. Нано- и микросистемная техника. №4(141), 2, (2012).
- J. Han, P. Jonker. A Study on Fault-Tolerant Circuits using Redundancy. Multiconference in Computer Science and Engineering, Las Vegas, NV, USA, June 23-26, p. 65 (2003).
- 10. K. Nikolic, A. Sadek, M. Forshaw. Nanotechnology. 13, 359, (2002).

ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԲԱՂԱԴՐԻՉՆԵՐԻ ԿԱՅՈՒՆՈՒԹՅՈՒՆԸ ՌԱԴԻԱՑԻԱՅԻ ԱՉԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՆԿԱՏՄԱՄԲ

Պ.Ա. ԱԼԵԿՍԱՆԴՐՈՎ, Ե.Վ. ԵՖԻՄԵՆԿՈ

Կատարվել է ինտեգրալային սխեմաների վրա ռադիացիոն Ճառագայթման ազդեցության վերլուծություն։ Դիտարկվել են Ճառագայթման նկատմամբ դիմակայուն պասիվ միկրոսխեմաների հնարավոր կառուցվածքային տարբերակները։ Բերվել է ըստ տարրերի պահեստային և ոչ պահեստային տարբեր հաստատուն կառուցվածքով միկրոսխեմաների դիմակայունության անուղղակի չափման մեթոդ։ Ներկայացվել է Ճառագայթումից հետո միկրոսխեմաների խզման ու կարՃ միացման դեպքերում թեստավորման եղանակ։

ON THE RESISTANCE OF ELECTRONIC COMPONENTS TO THE ACTION OF RADIATION

P.A. ALEXANDROV, E.V. EFIMENKO

The effect of radiation exposure on integrated circuits is analyzed. The methods of constructing passively fault-tolerant radiated microcircuits are studied. A review of a method for indirectly measuring the fault tolerance of such microcircuits constructed using various constant element-by-element redundancy and without redundancy is given. A method for testing microcircuits for open circuit and short circuit after irradiation is considered.

К СВЕДЕНИЮ АВТОРОВ

В журнале печатаются оригинальные статьи и краткие сообщения авторов по всем разделам современной физики на русском языке. Редакция просит авторов при направлении статей придерживаться следующих правил.

1. Статьи, поступающие в редакцию, должны иметь направление от учреждения, в котором выполнена работа, а также акт экспертизы. Название учреждения приводится перед текстом статьи после фамилий авторов.

2. После названия учреждения следует привести адрес электронной почты автора-корреспондента.

3. Работы необходимо представлять в двух экземплярах, отпечатанных на принтере через 2 интервала. При наборе статьи следует использовать редактор MS Word, размер шрифта 11 pt.

4. Тексту каждой статьи предшествует индекс УДК, проставленный в левом верхнем углу. Непосредственно перед текстом статьи помещается краткая аннотация. К работам, представленным на русском языке, должны быть приложены аннотации на армянском и английском языках.

5. Следует ограничиваться минимальным количеством рисунков и фотографий.

6. Формулы следует набирать программой MathType. Тем не менее, входящие в текстовые строки простые математические выражения, как например x = a + b; a_1 ; x^2 ; sin θ , предпочтительно набирать и форматировать средствами текстового редактора, без использования MathType.

7. В тексте статьи и на рисунках латинские символы следует приводить курсивом, а греческие – прямо. Векторы обозначаются жирным шрифтом, прямо, без стрелок. В индексах символов необходимо использовать английские обозначения.

8. Цитируемая литература должна даваться общим списком в конце статьи. В тексте ссылка приводится в прямых скобках в порядке упоминания в статье. В списке литературы необходимо указать: для книг – инициалы и фамилии авторов, название книги, место издания, издательство и год издания; для периодических изданий – инициалы и фамилии авторов, название журнала, том, первую страницу и год издания. В списке литературы обязательно должны присутствовать ссылки на статьи последних 5–10 лет.

9. Статья должна быть подписана всеми авторами, необходимо также приложить точный адрес, фамилию, имя, отчество автора, его телефон и адрес учреждения, где выполнена работа.

10. Редакция посылает автору одну корректуру. Корректура с подписью и датой ее подписания должна быть выслана в редакцию в течение суток с момента ее получения.

11. Автор передает редакции журнала "Известия НАН Армении, Физика" исключительное право на воспроизведение и распространения статьи в периодической печати, а также на ее перевод на английский язык для переиздания в журнале "Journal of Contemporary Physics" (Armenian Academy of Sciences).

12. Статья должна содержать также разделы "конфликт интересов" и "Информация о вкладе авторов".

Статьи, в которых не соблюдены указанные правила, к рассмотрению приниматься не будут.

Адрес редакции «Известия НАН Армении, Физика»: Республика Армения, 0019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24г. Тел.56-80-67.

Веб-страница журнала: <u>http://jcp.sci.am/</u>

ТРЕБОВАНИЯ К РИСУНКАМ

Электронную версию статьи необходимо представлять в формате MS Word в виде окончательной статьи.

1. Все требования к размерам, перечисленные ниже, относятся к рисункам, приведенным к тому размеру, который они будут иметь в журнале.

2. Осевые линии, засечки, условные обозначения выполняются линиями толщиной 0.5 pt. Высота засечек 0.12 см, в логарифмических шкалах промежуточные засечки 0.08 см. Основные линии 0.8 pt, в случае «залипания» минимальная толщина линии 0.3 pt.

3. Шрифт Times New Roman, Symbol, size 10pt. Числа на осях всегда size 10pt. На рисунках в случае необходимости минимальный размер 6 pt.

4. Графики должны быть черно-белыми (без полутонов), разрешение 600 dpi.

5. В дробях ставится точки (например, 0.2, 0.5, 10.5).

6. Обозначение частей фото в левом нижнем углу – на белой «заплатке», шкала (масштаб) – в нижнем правом углу – то же на белой «заплатке», шрифт на фото аналогично иллюстрациям.

7. Надписи не должны соприкасаться ни с какими частями рисунка. Рисунки (фотографии) должны иметь размеры, соответствующие из информативности. Размеры стандартных обозначений (простые кружки, квадраты, треугольники и т.д.) не должны превышать 2 мм. Если кривые обозначаются цифрами, то цифры пишутся около кривой *курсивом*, size 10.

8. Должно быть строго соблюдено единообразие размера и оформления всех рисунков в статье. Графики рекомендуется представить в формате "opj" (программа Origin) или "eps".

9. Разрядка осей допускается, только если это не снижает читаемости рисунка. Засечки на осях графика должны быть направлены внутрь, а цифры на осях должны быть с внешней стороны рисунка. Если на оси графика нанесены цифры, то стрелку на конце оси рисовать не нужно; если ось без цифр, то стрелка нужна.

10. Обозначение переменных на осях, если оно помещается в одном ряду с цифрами, должны быть выровнено по нижнему краю, если нет – то может быть расположено как по центру, так и по правому краю под цифрами, но единообразно по статье.

11. Обозначение частей рисунков – прямо, в скобках, вверху рисунка в центре или справа, единообразно по статье: (a), (b).

12. Отрицательные цифры следует давать со знаком «-» («минус», «minus sign», а не «-», «тире» или «dash» или другими схожими знаками). Знак минуса данного шрифта всегда соответствует по размерам очертанию знаку «плюс» +.

13. Символы переменных величин, обозначенные буквами латинского алфавита, пишутся *курсивом*, греческого прямо, размерности физических величин и их произведения – без точки (например, *T*_H, β, 1.5×10², Ohm cm).

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Ա.Ս. Հակոբյան, Ա.Յ. Ալեքսանյան, Ս.Մ. Ամիրխանյան, Հ.Ռ. Գուլքանյան,	
Տ.Վ. Քոթանջյան, Վ.Ս. Պողոսով, Լ.Ա. Պողոսյան . Բիսմուտից մեկ և ավելի	
նեյտրոնների ֆոտոառաքման ռեակցիաների հետազոտումմ	155
Գ.Ա. Մուրադյան. Միաչափ կուլոնյան պոտենցիալային հորի քվանտային անցումը	166
Հ.Հ. Հովակիմյան, Լ.Ս. Ասլանյան, Ա.Է. Այվազյան. Գծային բևեռացված լույսը ան-	
իզոտրոպության թույլ անհամասեռությամբ ուժեղացնող միջավայրում	173
Կ.Լ. Հովհաննեսյան, Մ.Վ. Դերձյան, Ա.Վ. Եգանյան, Վ.Է. Կիսել, Ա.Ս. Ռուդենկով,	
Ն.Բ. Կուլեշով, Ա.Գ. Պետրոսյան. YAP։Yb միաբյուրեղները գերկարձ իմպուլս- ներով սագերների համար	184
	104
	194
	174
unlhshitah oginuganaanin titunanin titunanin hitanunlujui nidta-nugununli atda-	
մում	205
Մ.Ս. Ալեթսանյան, Ա.Գ. Սայունց, Հ.Ա. Չաթարյան, Վ.Մ. Հարությունյան,	
Վ.Մ. Առաքելյան, Գ.Է. Շահնազարյան. Ուլտրամանուշակագույն Ճառագայթների	
ազդեցությունը ջրածնի պերօքսիդի գոլորշիներ հայտնաբերող SnO2:Co սենսորի	
վոլտ-ունակային բնութագրի վրա	218
Ռ.Կ. Հովսեփյան, Ն.Ռ. Աղամալյան, Ե.Ա. Կաֆադարյան, Ա.Ա. Առաքելյան,	
Հ.Գ. Մնացականյան, Ս.Ի. Պետրոսյան. Էլեկտրական աղմուկները դաշտային	
տրանզիստորներում` ZոO:Li-ի թաղանթների հիման վրա	228
Ա.Ա. Կուզանյան, Ա.Ս. Կուզանյան, Ս.Ի. Պետրոսյան, Վ.Ս. Կուզանյան,	
Գ.Ռ. Բադալյան. Որպես հակաանդրադարցնող ծացկույթ կիրառելու համար	
լանթանի հեքսաբորիդի թաղանթների էլեկտրոնա-Ճառագայթային եղանակով	
փոշենստեցումը	240
L. Օդաբաշյան, Մ. Մարգարյան, Գ. Օհանյան, Մ. Մանվելյան, Դ. Համբարյան, S.	
Աբրահամյան, Ռ. Խաչատրյան, Ա. Բաբաջանյան . Ջրում երկաթի նանոմասնիկ-	
ների հայտնաբերումը միկրոալիքային սենսորի օգնությամբ	251
Պ.Ա. Ալեկսանդրով, Ե.Վ. Եֆիմենկո . Էլեկտրոնային բաղադրիչների կայունությունը	
ռադիացիալի ազդեցության նկատմամբ	259

CONTENTS

A.S. Hakobyan, A.Y. Aleksanyan, S.M. Amirkhanyan, H.R. Gulkanyan,
T.V. Kotanjyan, V.S. Pogosov, L.A. Poghosyan. A Study of Reactions of One
and More Neutrons Photoemission from Bismuth
G.A. Muradyan. Quantum Passage of a One-Dimensional Coulomb Potential Well
H.H. Hovakimyan, L.S. Aslanyan, A.E. Aivazyan. Polarized Light in a Weakly
Inhomogeneous Anisotropic Media with Amplification
K.L. Hovhannesyan, M.V. Derdzyan, A.V. Yeganyan, V.E. Kisel, A.S. Rudenkov,
N.V. Kuleshov, A.G. Petrosyan. Single Crystals of YAP:Yb for Ultra Short Pulse Lasers
Y.Y. Bleyan. Theoretical Investigation of Different Types of Trion States in GaAs Ellipsoidal Quantum Dot
V.V. Andreev, G.G. Bondarenko, D.V. Andreev, A.A. Stolyarov. Use of MIS Sensors of Radiation in High-Field Electron Injection Modes
V.M. Arakelyan, G.E. Shahnazaryan. The Influence of UV Irradiation on Capacitance-Voltage Characteristic of SnO ₂ :Co Sensor for Detection of Hydrogen Peroxide Vapours
R.K. Hovsepyan, N.R. Aghamalyan, Y.A. Kafadaryan, A.A. Arakelyan,
H.G. Mnatcakanyan, S.I. Petrosyan. Electrical Noise in Field-Effect Transistors Based on ZnO:Li Films
A.A. Kuzanyan, A.S. Kuzanyan, S.I. Petrosyan, V.S. Kuzanyan, G.R. Badalyan. Electron Beam Deposition of Lantane Hexaboride Films for Usage as Anti- Reflective Coating
L. Odabashyan, N. Margaryan, G. Ohanyan, M. Manvelyan, D. Hambaryan,
T. Abrahamyan, R. Khachatryan, A. Babajanyan. Detection of Iron
Nanoparticles in Aqueous Solutions by Microwave Sensor
P.A. Alexandrov, E.V. Efimenko. On the Resistance of Electronic Components to the
Action of Radiation

СОДЕРЖАНИЕ

 Т.В. Котанджян, В.С. Погосов, Л.А. Погосян. Изучение реакций фотовыбивания одного и более нейтронов из висмута	А.С. Акопян, А.Ю. Алексанян, С.М. Амирханян, Г.Р. Гулканян,	
 вания одного и более нейтронов из висмута	Т.В. Котанджян, В.С. Погосов, Л.А. Погосян. Изучение реакций фотовыби-	
 Г.А. Мурадян. Квантовое прохождение одномерной кулоновской потенциальной ямы	вания одного и более нейтронов из висмута	155
 ной ямы	Г.А. Мурадян. Квантовое прохождение одномерной кулоновской потенциаль-	
 А.О. Овакимян, Л.С. Асланян, А.Э. Айвазян. Поляризованный свет в слабонеоднородной анизотропной среде с усилением	ной ямы	166
 К.Л. Ованесян, М.В. Дерзян, А.В. Еганян, В.Э. Кисель, А.С. Руденков, Н.В. Кулешов, А.Г. Петросян. Монокристаллы YAP:Yb для лазеров ультракоротких импульсов	А.О. Овакимян, Л.С. Асланян, А.Э. Айвазян. Поляризованный свет в слабо- неоднородной анизотропной среде с усилением	173
 Н.В. Кулешов, А.Г. Петросян. Монокристаллы YAP:Yb для лазеров ультракоротких импульсов	К.Л. Ованесян, М.В. Дерзян, А.В. Еганян, В.Э. Кисель, А.С. Руденков,	
 Ю.Ю. Блеян. Теоретическое исследование различных типов трионных состояний в GaAs эллипсоидальной квантовой точке	Н.В. Кулешов, А.Г. Петросян. Монокристаллы YAP:Yb для лазеров ультракоротких импульсов	184
 ний в GaAs эллипсоидальной квантовой точке	Ю.Ю. Блеян. Теоретическое исследование различных типов трионных состоя-	
 В.В. Андреев, Г.Г. Бондаренко, Д.В. Андреев, А.А. Столяров. Использование МДП-сенсоров радиационных излучений в режимах сильнополевой инжекции электронов	ний в GaAs эллипсоидальной квантовой точке	194
 инжекции электронов	В.В. Андреев, Г.Г. Бондаренко, Д.В. Андреев, А.А. Столяров. Использование МДП-сенсоров радиационных излучений в режимах сильнополевой	
 М.С. Алексанян, А.Г. Саюнц, А.А. Закарян, В.М. Арутюнян, В.М. Аракелян, Г.Э. Шахназарян. Влияние ультрафиолетовых лучей на вольт-емкостную характеристику SnO₂:Со сенсора паров перекиси водорода	инжекции электронов	205
 Г.Э. Шахназарян. Влияние ультрафиолетовых лучей на вольт-емкостную характеристику SnO₂:Со сенсора паров перекиси водорода	М.С. Алексанян, А.Г. Саюнц, А.А. Закарян, В.М. Арутюнян, В.М. Аракелян,	
 характеристику SnO₂:Со сенсора паров перекиси водорода	Г.Э. Шахназарян. Влияние ультрафиолетовых лучей на вольт-емкостную	
 Р.К. Овсепян, Н.Р. Агамалян, Е.А. Кафадарян, А.А. Аракелян, Г.Г. Мнацаканян, С.И. Петросян. Электрические шумы в полевых тран- зисторах на основе пленок ZnO:Li	характеристику SnO ₂ :Со сенсора паров перекиси водорода	218
 зисторах на основе пленок ZnO:Li А.А. Кузанян, А.С. Кузанян, С.И. Петросян, В.С. Кузанян, Г.Р. Бадалян. Электронно-лучевое напыление пленок гексаборида лантана для использования в качестве антиотражающего покрытия Л. Одабашьян, Н. Маргарян, Г. Оганян, М. Манвелян, Д. Амбарян, Т. Абраамян, Р. Хачатрян, А. Бабаджанян. Обнаружение наночастиц железа в водных растворах с помощью микроволнового сенсора П.А. Александров, Е.В. Ефименко. О стойкости электронных компонентов к действию радиации 	Р.К. Овсепян, Н.Р. Агамалян, Е.А. Кафадарян, А.А. Аракелян, Г.Г. Мнацаканян, С.И. Петросян. Электрические шумы в полевых тран-	
 А.А. Кузанян, А.С. Кузанян, С.И. Петросян, В.С. Кузанян, Г.Р. Бадалян. Электронно-лучевое напыление пленок гексаборида лантана для исполь- зования в качестве антиотражающего покрытия	зисторах на основе пленок ZnO:Li	228
 Электронно-лучевое напыление пленок гексаборида лантана для использования в качестве антиотражающего покрытия	А.А. Кузанян, А.С. Кузанян, С.И. Петросян, В.С. Кузанян, Г.Р. Бадалян.	
 Л. Одабашьян, Н. Маргарян, Г. Оганян, М. Манвелян, Д. Амбарян, Т. Абраамян, Р. Хачатрян, А. Бабаджанян. Обнаружение наночастиц железа в водных растворах с помощью микроволнового сенсора	Электронно-лучевое напыление пленок гексаборида лантана для исполь- зования в качестве антиотражающего покрытия	240
 Т. Абраамян, Р. Хачатрян, А. Бабаджанян. Обнаружение наночастиц железа в водных растворах с помощью микроволнового сенсора	Л. Олабашьян. Н. Маргарян. Г. Оганян. М. Манвелян. Л. Амбарян.	
железа в водных растворах с помощью микроволнового сенсора	Т. Абраамян. Р. Хачатрян. А. Бабалжанян. Обнаружение наночастии	
П.А. Александров, Е.В. Ефименко. О стойкости электронных компонентов к действию радиации	железа в водных растворах с помощью микроволнового сенсора	25
действию радиации	П.А. Александров, Е.В. Ефименко. О стойкости электронных компонентов к	
	действию радиации	259

Заказ № 1008 Тираж 150. Цена договорная. Подписано к печати 14.05.2020. Печ. л. 7.75. Типография НАН РА. Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24.