ФИЗИКА- Э́рорчи-рнузіся



ИЗВЕСТИЯ НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

<mark>ՏԵՂԵԿՍՉԻՐ</mark> ՀԱՅԱՍՏՍՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱՉ**ԳՍՅԻՆ ՍԿԱԴԵՄԻՍՅԻ**

> PROCEEDINGS OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

53, № 4, 2018[°]

MAR TIS

зълъчичър Известия **БрДрЧИ ФИЗИКА**

2USAL TOM

№ 4

22 чии "экольфель", глизиличэльфель. Издательство "гитутюн" нан ра Блъчии, Ереван 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
- А. Р. Мкртчян
- Д. Г. Саркисян
- А. М. Сирунян
- 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
- Ա. Ռ. Մկրտչյան
- Դ. Հ. Սարգսյան
- Ա. Մ. Սիրունյան
- 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
- A. R. Mkrtchyan
- D. H. Sarkisyan
- A. M. Sirunyan
- 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 621.384

ЛИНЕЙНЫЙ УСКОРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС ЛУЭ-75 ЕРЕВАНСКОГО ФИЗИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

А. СИРУНЯН¹, А. АКОПЯН^{1*}, Г. АЙВАЗЯН¹, А. БАБАЯН¹, Г. ВАРДАНЯН¹, Г. ЗОГРАБЯН¹, К. ДАВТЯН¹, Г. ТОРОСЯН², А. ПАПЯН¹

¹Национальная научная лаборатория им. А.И. Алиханяна, Ереван, Армения ²Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

*e-mail: ashothako@gmail.com

(Поступила в редакцию 15 августа 2018 г.)

В связи с возросшим интересом к задачам низкоэнергетической ядерной физики стало актуальным расширение экспериментальной базы Ереванского физического института (ЕрФИ). На основе линейного ускорителя электронов ЛУЭ-75 – инжектора синхротрона АРУС (Армянский Ускоритель) создан комплекс для проведения экспериментов по прикладным и фундаментальным работам с пучками, интенсивность и энергию которых можно варьировать в широких пределах 10^{-18} – 10^{-5} А и 10–50 МэВ, соответственно. Представлены отработанные в последние годы режимы получения на ЛУЭ-75 управляемых пучков электронов экстремально низкой интенсивности, используемых в работах по калибровке детекторов.

1. СТАТУС ЛУЭ-75

ЛУЭ-75 – это ускоритель на бегущей волне S-диапазона; содержит четыре ускоряющие секции, первая из которых выполняет также функцию волноводного группирователя, а остальные три, имеющие постоянную фазовую скорость, равную скорости света, идентичны. Первый клистронный пост работает по схеме самовозбуждения, предложенной сотрудниками ЕрФИ еще в 70-х годах [1], снабжая остальные клистроны входной мощностью (рис.1); имеется возможность работы и в режиме внешнего возбуждения мощных пролетных клистронов.

Линейный ускорительный комплекс включает линейный ускоритель ЛУЭ-75 и канал транспортировки пучка (рис.1). Ускоритель рассчитан на получение пучковых токов до 200 мА в импульсе (на энергиях 10–50 МэВ), что соответствует среднему значению 10 мкА при длительности импульса пучка до 1 мкс. В табл.1 приведены основные параметры ЛУЭ-75.



Рис.1. Упрощенная структурная схема линейного комплекса ЛУЭ-75: G – электронная пушка с термокатодом, МА – анализирующий магнит 90°, FC – цилиндр Фарадея, М1 и М2 – поворотные магниты параллельного переноса и col – коллиматор на выходе ЛУЭ-75.

ЛУЭ-75 служил, в основном, в качестве инжектора синхротрона. В последние годы из-за экономических трудностей работа последнего была приостановлена, и линейный ускоритель продолжает работать в автономном режиме, и на нем успешно проводятся физические эксперименты. Благодаря созданному

| Число ускоряющих секций | 4 |
|--|--|
| Частота поля | 2.7973 ГГц |
| Количество RF блоков | 3 клистрона |
| Мощность RF | 20 MW |
| Частота повторения | 50 Гц |
| Энергия пучка В перспективе может быть увеличена до | 10–50 МэВ 75 МэВ |
| Средняя интенсивность пучка без коллимации | 10 мкА |
| Продолжительность банча | ≤35 пс |
| $\Delta E/E$ (FWHM) | ≤2% с коллимацией при средних токах пучка <i>I</i> = 0.2–2 мкА |
| Вакуум | 10 ⁻⁶ Topp |

Табл.1. Основные параметры линейного ускорителя ЛУЭ-75

отдельному каналу транспортировки пучка в синхротронном зале, вдали от помещения ЛУЭ-75 за его радиационно-защитной стеной, удалось добиться значительного уменьшения как радиационного фона, так и различных наводок и помех, что существенно при проведении прецизионных экспериментов с низкоинтенсивными пучками. Подробное описание и структура канала транспортировки приведены в работе [2].

На рис.2 приведен характерный энергетический спектр ускоренных электронов с полной шириной на полувысоте (FWHM) менее 2%. После предварительной коллимации пучок на выходе из ЛУЭ-75 был проведен через магнитно-оптическую систему тракта переноса в район мишени и после настройки элементов оптики на стеклянной пластинке оставил след размерами, не превышающими 4 мм.





Рис.2. (а) Энергетический спектр пучка электронов и (в) отпечаток этого же пучка на стекле.

В связи с расширением работ с использованием пучка линейного ускорителя [3] были отработаны режимы ускорительного комплекса для различных энергий в диапазоне 15–50 МэВ с интенсивностью пучка от нескольких электронов в секунду (см. ниже) до 9.5–10 мкА (без коллимации) среднего тока с выводом пучка в обособленный отсек синхротронного зала, где созданы необходимые условия для размещения и работы экспериментальных установок и измерительной аппаратуры. Оборудована отдельная комната для удаленного от места эксперимента дистанционного компьютерного управления мишенью и мониторинга параметров пучка, в частности, визуального наблюдения за изображением пучка на люминофорных экранах в различных участках пучкопровода с помощью установленных видеокамер (на рис.3 показана одна из камер видеонаблюдения за изображением пучка непосредственно у мишени). Для обеспечения оперативной связи в условиях, когда многие помещения ускорительного комплекса находятся вне радиовидимости и мобильная связь недоступна, установлены роутеры для сети Wi-Fi, а также используются программы Skype, Zoiper-телефония, что экономит время и повышает оперативность и надежность работы. Подчеркнем, что конструкция комплекса позволяет выводить пучок для использования как до тракта параллельного переноса («прямой пучок»), когда необходима большая интенсивность, так и в конце тракта после транспортировки параллельным переносом в конечную зону измерений.

На рис.3 приведена блок-схема измерительной аппаратуры, применяемой на комплексе ЛУЭ-75. Координатный стол позволяет с высокой точностью сканировать детектор в поперечной плоскости посредством компьютера из комнаты экспериментаторов. Компьютерный контроль и управление ходом эксперимента осуществляется в указанных на рис.3 пультовых комнатах с помощью одной из программ удаленного доступа к компьютеру – VNC или TeamViewer.



Рис.3. Типовая блок-схема измерительной аппаратуры, используемой на линейном ускорительном комплексе ЛУЭ-75; LS – дистанционно-передвигаемый люминофорный экран, используемый при настройке магнитной оптики.

В последние годы на ЛУЭ-75 были успешно проведены многочисленные работы, в частности, по исследованию возможностей получения радиоизотопов для медицинских целей посредством электронного ускорителя [4], изучению взаимодействия пучка электронов с монокристаллами [5], калибровке детекторов [6] и др. В настоящее время ведутся работы по повышению энергии электронного пучка до 75 МэВ. Для выполнения вышеуказанных исследований в кольцевом зале синхротрона был сооружен тракт транспортировки электронного пучка с энергиями 10–50 МэВ на базе существующего 75 МэВ линуса-инжектора. Параллельный перенос пучка с инжекторного канала обеспечил независимое функционирование, необходимое для формирования требуемых параметров электронного пучка на мишени.

2. ТРАКТ ТРАНСПОРТИРОВКИ ПУЧКА

Тракт транспортировки пучка создан в кольцевом здании синхротрона, который отделен от здания ЛУЭ-75 бетонной стеной толщиной 1.3 м. На рис.4 представлена функциональная схема тракта транспортировки пучка. Трехмиллиметровый коллиматор (COLL1) установлен до радиационно-защитной стены с целью исключения проникновения фотонного фона в синхротронный зал.



Рис.4. Функциональная схема Тракт транспортировки пучка.

Поворотными магнитами M1, M2, а также квадрупольными линзами Q5– Q7 обеспечивается параллельный перенос пучка, что также способствует уменьшению фона на мишени. Электронный пучок после взаимодействия с мишенью можно с помощью магнита M3 отклонить вниз на угол 55°, где расположен цилиндр Фарадея FCAP. Установка магнитных элементов тракта была выполнена на основе расчета оптики с помощью программы TRACE-3D [7]. Как показали расчеты, апертура пучка в процессе транспортировки меньше внутреннего диаметра вакуумной камеры, равного 48 мм. Наличием необходимого количества корректоров и магнитов была достигнута оптимальная юстировка пучка, обеспечивающая минимальные потери электронов на стенках вакуумной камеры.

3. ПОЛУЧЕНИЕ НИЗКОИНТЕНСИВНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ ДЛЯ СТЕНДА КАЛИБРОВКИ ДЕТЕКТОРОВ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Пучки ультранизкой интенсивности необходимы для изучения отдельных событий, дифракционных задач, исследования излучения электронов в монокристаллах, изучения биологических эффектов ионизирующей радиации в малых дозах и др. Такие пучки также необходимы в качестве тестовых для исследования и калибровки детекторов, используемых для регистрации элементарных частиц. В 2014 г. на линейном ускорительном комплексе ЛУЭ-75 были начаты работы по получению электронных пучков экстремально низкой интенсивности (10-20 е⁻/с) в диапазоне энергий нескольких десятков МэВ в связи с исследованиями, проводимыми совместно с ОИЯИ (Дубна, РФ) по тестированию кристаллов для эксперимента Mu2e (FNAL, USA) [8]. Решения такой задачи могут оказаться различными в зависимости от типа ускорителя, его конструкции и возможностей. Существует два способа получения таких электронных пучков: конметод и непосредственное получение пучка сверхнизкой верторный интенсивности. Итальянский Beam Test Facility (BTF) во Фраскати предоставляет такие пучки электронов с энергией 80 МэВ и выше, полученные конверторным способом [9]. Получение электронных пучков экстремально низкой интенсивности в диапазоне энергий ниже 80 МэВ стало актуальным. Получение таких слабых интенсивностей усложняется, в основном, наличием темновых токов ускорителя, электромагнитных помех и радиоактивного фона. Работы начинались с измерений темновых токов с использованием электрометрической аппаратуры и магнитного анализатора с цилиндром Фарадея на выходе. Была проведена тщательная работа по выбору режимов ускорителя и всего тракта в целом для исключения появления темновых токов, а также отработана методика для получения 10-20 одноэлектронных событий в секунду. Проведенное исследование фоновых условий в зале вывода показало значительное ослабление радиационного фона, а также помех, создаваемых электро-радиотехническим оборудованием ЛУЭ, что важно при проведении прецизионных экспериментов.

Энергия и ток ускоренного пучка электронов в той или иной степени зависят от многих настраиваемых параметров ускорителя. Энергия пучка в основном зависит от уровня подаваемой на вход мощности ускоряющего поля. Имеется также существенная зависимость от величины импульсного тока пучка, выражаемая нагрузочной характеристикой. На рис.5 приведена расчётная зависимость энергии частиц на выходе основной ускоряющей секции ЛУЭ-75 от входной СВЧ-мощности и пучкового тока. Из нагрузочной характеристики следует, что если вводимая в секцию СВЧ-мощность соответствует некоторой максимальной выходной энергии Етах (при I = 0), то при предварительной настройке установки на малый ток и дальнейшем уменьшении интенсивности до экстремально низких значений изменение первоначальной энергии частиц будет незначительным. Так при настройке на средний ток в несколько десятков наноампер и дальнейшем уменьшении интенсивности изменение средней энергии электронов, как показывает расчет, не превышает 0.1 МэВ, что находится в допустимых пределах погрешности измерений.

Благодаря низкому уровню темновых токов, наличию тракта параллельного переноса пучка и правильному выбору режимов работы систем ускорителя, а также с учетом токовой нагрузки были созданы благоприятные условия получения электронных пучков экстремально низкой интенсивности. На выходе



Рис.5. Расчётная зависимость энергии частиц на выходе основной ускоряющей секции ЛУЭ-75 от входной СВЧ-мощности и пучкового тока.

тракта формируется пучок с интенсивностью 2–3 нА и диаметром пучкового пятна 3–4 мм. Это то минимальное значение тока, при котором достигается визуальная регистрация профиля пучка. На выходе из магнита М1, а также на выходе тракта установлены цилиндры Фарадея, обеспечивающие оптимальную настройку магнитной оптики тракта. Вся информация о положении и параметрах пучка передавалась на пульт управления. При получении и регулировке пучка мы применяли комбинацию различных способов уменьшения интенсивности: понижение температуры термокатода – при этом пушка оставалась в режиме объёмного заряда, коллимацию электронного пучка, регулировку элементов, расположенных на неактивных участках ускорителя, где отсутствует ускоряющее поле.

В 2015 г. совместно с ОИЯИ были выполнены экспериментальные измерения на пучке линейного ускорителя ЛУЭ-75 ЕрФИ по тестированию матрицы из 9 кристаллов CsI [6]. Результаты измерений были доложены на совещании коллаборации Mu2e в Батавии (США). Была отработана методика с использованием пучка экстремально низкой интенсивности (10–20 е⁻/сек). При этом были достигнуты требуемые режимы малоинтенсивного пучка электронов в диапазоне энергий от 10 до 50 МэВ и успешно проведены три сеанса. Схема эксперимента представлена на рис.6. При прохождении электрона через входные детекторы (f1 и f2) на выходе схемы совпадения вырабатывается сигнал, необходимый для образования временных «ворот» (gate) АЦП, в течение которого происходит отбор электронов.

Осциллограммы в режиме работающего ускорителя представлены на



Рис.6. Схема эксперимента по калибровке кристаллов CsI для исследования прототипа электромагнитного калориметра на пучке линейного ускорителя ЛУЭ-75.

рис.7: верхняя – сигнал совпадения входных детекторов, нижняя – событие с несколькими электронами в импульсе пучка с длительностью 1 мкс.

На рис.8 представлена гистограмма распределения числа событий по каналам АЦП, где главный пик приходится на канал, соответствующий энергии частиц с одноэлектронными событиями, и небольшой горб справа показывает интенсивность двухчастичных событий.



Рис.7. Осциллограммы событий работающего ЛУЭ-75.

Проведенные сеансы показали, что по отработанной методике линейный ускорительный комплекс позволяет получать число одноэлектронных событий свыше 70% от общего числа событий; при повышении энергии до 40 МэВ число одноэлектронных событий превышало 80%. В 2018 г. продолжались совместные с ОИЯИ работы, при этом аппаратура САМАС была заменена модулями электроники VME (CAEN, Italy), обладающими большим быстродействием. Таким образом, тестовые сеансы на пучке электронов ЛУЭ-75 для исследования

матрицы из 9 кристаллов CsI (сборка 3×3), проведенные в 2015–2018 годах совместно с ОИЯИ показали, что линейный ускорительный комплекс ЕрФИ может служить источником электронных пучков для калибровки детекторов элементарных частиц.



Рис.8. Гистограмма распределения числа событий по каналам АЦП при энергии электронов 35 МэВ.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, показано, что на основе линейного ускорителя электронов ЛУЭ-75 ЕрФИ создан комплекс для проведения экспериментов по прикладным и фундаментальным исследованиям в интервале энергий электронов 10– 50 МэВ с интенсивностью в пределах 10⁻¹⁸–10⁻⁵ А (среднее значение тока). Представлена отработанная методика получения пучка электронов экстремально низкой интенсивности (10–20 e^{-/}c) с числом одноэлектронных событий свыше 70% от их общего числа, что используется при калибровке детекторов.

Авторы выражают благодарность Г. Арутюнову, С. Авакяну, А. Маркаряну и В. Мартиросяну за помощь при получении пучков электронов на ускорительном комплексе ЛУЭ-75.

ЛИТЕРАТУРА

- Г.Г. Оксузян, Э.М. Лазиев, В.Л. Серов, В.И. Белоглазов, И.А. Гришаев, Т.Ф. Никитина, Л.Н. Сдобнова. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика высоких энергий и атомного ядра, 4(6), 67 (1973). (ХФТИ АН УССР).
- 2. Р.О. Авакян, А.Э. Аветисян, А.З. Бабаян, К.А. Испирян, В.Ц. Никогосян,

С.П. Тароян. Изв. НАН Армении, Физика, **45**, 69 (2010).

- 3. **А.М. Сирунян.** Развитие экспериментальных методов и исследования по ядерной физике на инжекторе ЕрФИ и элементарных частиц в международных центрах (CERN-LHC, DESY-H1, JINR), http://www.ru.convdocs.org/docs/index-235948.html
- 4. Р.О. Авакян, А.Е. Аветисян, И.А. Керопян, С.П, Тароян, А.С. Данагулян, Р.М. Мирзоян, К.С. Бунятов, Р.Ц. Саркисян, С.А. Галумян, В.С. Еганов, А.А. Оганесян, Г.С. Вартанян, В.Б. Гавалян, В.Ц. Никогосян, В.С. Айрапетян, А.З. Бабаян, А.А. Матосян, С.В. Жамкочян. Изв. НАН Армении, Физика, 47, 9 (2012).
- 5. А.Р. Мкртчян, А.Г. Мкртчян, Л.Ш. Григорян, А.А. Саарян, А.А. Асланян, Э.М. Арутюнян, С.П. Тароян, В.Ц. Никогосян, В.Р. Кочарян, Г.А. Айвазян, В.В. Налбандян, Т.Г. Довлатян, А.Е. Мовсисян, Э.А. Мкртчян, О.Р. Мурадян, С.А. Миракян. Изв. НАН Армении, Физика, 48, 236 (2013).
- Ю.И. Давыдов. Требования к пучку для тестирования детекторов (для кристаллов CsI в частности), опыт работы в Ереване, https://indico.jinr.ru/conferenceDisplay.py?confId=363
- 7. K.R. Grandall, D.R. Rusthoi. TRACE3D Documentation, LA-UR-97-886, 1997.
- 8. Mu2e Wikipedia, en.wikipedia.org/wiki/Mu2e
- 9. O. Atanova, M. Cordelli, G. Corradi, F. Colao, Yu.I. Davydov, et. al., J. Instrumentation, 12, 05007 (2017).

LUE-75 LINEAR ACCELERATOR FACILITY AT YEREVAN PHYSICS INSTITUTE

A. SIRUNYAN, A. HAKOBYAN, G. AYVAZYAN, A. BABAYAN, H. VARDANYAN, G. ZOHRABYAN, K. DAVTYAN, H. TOROSYAN, A. PAPYAN

The growing interest in the low-energy nuclear physics made it relevant to enhance the potential of the experimental facilities of Yerevan Physics Institute. A complex unit based on the linear electron accelerator LUE-75 (ARUS synchrotron injector) has been created for applied and fundamental experiments with electron beams, the intensity and energy of which can vary in a wide range of 10^{-18} – 10^{-5} A and 10–50 MeV, accordingly. Developed in recent years regimes were applied for obtaining at LUE-75 controllable electron beams of extremely low intensity used for calibration of detectors.

УДК 539.182

ДВУХКОНФЛЮЭНТНЫЕ ПОТЕНЦИАЛЫ ГОЙНА ДЛЯ СТАЦИОНАРНОГО РЕЛЯТИВИСТСКОГО ВОЛНОВОГО УРАВНЕНИЯ БЕССПИНОВОЙ ЧАСТИЦЫ

Г.Г. АЗИЗБЕКЯН^{1,2}, А.М. МАНУКЯН^{1,2}, В.М. МЫХИТАРЯН^{1,2}, А.М. ИШХАНЯН^{1,2, 3*}

¹Российско–Армянский университет, Ереван, Армения ²Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения ³Армянский государственный педагогический университет, Ереван, Армения

*e-mail: aishkhanyan@gmail.com

(Поступила в редакцию 22 августа 2018 г.)

Представлены различные двухконфлюэнтные потенциалы Гойна для стационарного релятивистского волнового уравнения бесспиновой частицы. Физические потенциалы и энергетический спектр этого волнового уравнения связаны с уравнением Шредингера в том смысле, что все потенциалы, полученные для последнего, оказываются пригодными также и в случае рассматриваемого волнового уравнения. Показано, что в отличие от шредингеровского уравнения, характерный пространственный размер потенциала накладывает ограничение на энергетический спектр, что является непосредственным отражением принципа неопределённости. При изучении двухконфлюэнтного гойновского потенциала в виде обратного квадратного корня показано, что принцип неопределённости для связанных состояний ограничивает значение главного квантового числа снизу, т. е. физически реализуемые состояния имеют инфимальный срез и основному состоянию приписывается более высокое значение квантового числа по сравнению со шредингеровским случаем.

1. Введение

Рассматриваются двухконфлюэнтные потенциалы Гойна, допускающие решение стационарного релятивистского волнового уравнения (PBV) для бесспиновой частицы [1]. Это уравнение, которое получено обобщением принципа инвариантного представления четырёхмерного обобщённого импульса системы «поле + частица», имеет ряд существенных преимуществ по сравнению с известными аналогичными уравнениями такими, как уравнения Клейна–Гордона и Дирака [2, 3]. Например, в случае задачи водородоподобного атома, PBУ имеет решение при произвольных значениях постоянной взаимодействия, не ограниченной каким-либо порядковым номером атомного ядра (напомним, что для

уравнения Дирака ограничение атомного номера Z < 137 [4]). В отличие от шредингеровского уравнения в рассматриваемом уравнении энергетический спектр основного состояния оказывается ограниченным характерным пространственным размером. Это свойство напрямую отражает принцип неопределённости, показывая, что вне зависимости от глубины потенциальной ямы частица может иметь связанное состояние только, если ширина ямы превосходит половину длины волны частицы. Уравнение применимо для различных типов частиц и взаимодействий. Анализ решений показывает полное согласие с принципами релятивистской и квантовой механики, а решения лишены каких-либо ограничений на природу и величину взаимодействий.

В настоящей работе сведением РВУ к двухконфлюэнтному уравнению Гойна [5] посредством соответствующих преобразований независимой и зависимой переменных [6] рассмотрены свойства решений данного волнового уравнения. В результате получены точные решения для потенциалов в виде 5 независимых шестипараметрических двухконфлюэнтных функций Гойна [7, 8]. Среди них есть такой субпотенциал, точное решение для которого записывается через сумму пары функций Эрмита, которые являются намного более изученными функциями по сравнению с двухконфлюэнтными функциями Гойна. Это потенциал с обратным квадратным корнем, определенный в широком интервале и допускающий бесконечное количество связанных состояний [9]. При обсуждении свойств спектра этого потенциала показано, что спектр рассматриваемого PBV имеет инфимальный срез, то есть главное квантовое число в основном состоянии принимает большее значение по сравнению со шредингеровским случаем.

2. РЕЛЯТИВИСТСКОЕ ВОЛНОВОЕ УРАВНЕНИЕ И УРАВНЕНИЕ ШРЕДИНГЕРА

Рассмотрим одномерное стационарное РВУ для бесспиновой частицы с массой m и энергией E в потенциальном поле V(x) [1]:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{W^2 - \left(mc^2 + q_0\varphi(x)\right)^2 + q_0^2\mathbf{A}^2(x)}{\hbar^2c^2}\psi = 0, \qquad (1)$$

где \hbar – приведенная постоянная Планка, c – скорость света, W – энергия частицы, q_0 – заряд частицы, а функции φ и **A**, соответственно, скалярный и векторный потенциалы. Введением обозначений

$$\frac{W^2 - m^2 c^4}{2mc^2} = E , \qquad (2)$$

$$q_0 \varphi(x) + \frac{q_0^2}{2mc^2} \left(\varphi^2(x) - \mathbf{A}^2(x) \right) = V(x)$$
(3)

уравнение удобнее переписать в привычной форме уравнения Шредингера:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E - V(x) \right) \psi = 0.$$
(4)

Уравнение (3) показывает, что одному и тому же шредингеровскому потенциалу V(x) могут соответствовать различные комбинации скалярного ϕ и векторного **A** потенциалов. В случае рассмотрения одного лишь вектор-потенциала уравнение (3) представляется как

$$q_0^2 \mathbf{A}^2(x) = -2mc^2 V(x) , \quad V(x) < 0 .$$
(5)

Разрешая уравнение (3) относительно ϕ , скалярный потенциал представляется в виде

$$q_{0}\varphi(x) = \left(V(x) + \frac{q_{0}^{2}}{2mc^{2}}\mathbf{A}^{2}(x)\right)\frac{2}{1\pm\sqrt{1+\frac{2}{mc^{2}}\left(V(x) + \frac{q_{0}^{2}}{2mc^{2}}\mathbf{A}^{2}(x)\right)}}.$$
 (6)

Следовательно, если вектор-потенциал не фигурирует в рассматриваемой задаче, то скалярный потенциал $\phi(x)$ будет определяться шредингеровским потенциалом V(x) согласно выражению

$$q_{0}\phi(x) = V(x)\frac{2}{1\pm\sqrt{1+\frac{2V(x)}{mc^{2}}}}, \quad V(x) > -\frac{mc^{2}}{2}.$$
(7)

3. ДВУХКОНФЛЮЭНТНЫЕ ПОТЕНЦИАЛЫ ГОЙНА

Есть пять шестипараметрических потенциалов, для которых общее решение одномерного стационарного уравнения Шредингера записывается в виде суммы двухконфлюэнтных функций Гойна [6–8]. Эти потенциалы получаются следующим образом. Применяя преобразование независимой переменной z = z(x), последующим преобразованием зависимой переменной $\psi = \theta(z) u(z)$ уравнение Шредингера приводится к уравнению для новой зависимой переменной u(z), записываемому в виде

$$\frac{d^2u}{dz^2} + \left(2\frac{\theta_z}{\theta} + \frac{\rho_z}{\rho}\right)\frac{du}{dz} + \left(\frac{\theta_{zz}}{\theta} + \frac{\rho_z}{\rho}\frac{\theta_z}{\theta} + \frac{2m}{\hbar^2}\frac{E - V(z)}{\rho^2}\right)u = 0,$$
(8)

где $\rho = dz / dx$. Требуя, чтобы уравнение соответствовало канонической форме двухконфлюэнтного уравнения Гойна [5]

$$\frac{d^2u}{dz^2} + \left(\frac{\gamma}{z} + \delta + \varepsilon z\right) \frac{du}{dz} + \frac{\alpha z - q}{z} u = 0, \qquad (9)$$

мы приходим к следующей системе двух связанных уравнений:

$$2\frac{\theta_z}{\theta} + \frac{\rho_z}{\rho} = \frac{\gamma}{z} + \delta + \varepsilon z, \qquad (10)$$

$$\frac{\theta_{zz}}{\theta} + \frac{\rho_z}{\rho} \frac{\theta_z}{\theta} + \frac{2m}{\hbar^2} \frac{E - V(z)}{\rho^2} = \frac{\alpha z - q}{z}.$$
 (11)

Согласно рекомендациям работы [8], решение последних уравнений строится путем подстановки $\rho = z^{m_1}$ с целым или полуцелым m_1 . Тогда, решая уравнение (10) относительно θ и подставляя θ в уравнение (11), приходим к пяти независимым двухконфлюэнтным потенциалам Гойна, впервые представленным Лемье и Бозе [7]. Для удобства читателя эти потенциалы приведены в табл.1. Заметим, что все пять потенциалов шестипараметрические, поскольку $V_{0,1,2,3,4}$ являются произвольными и координату x можно заменить на $x - x_0$ с произвольным x_0 . Более того, все параметры потенциала могут быть выбраны комплексными. Это – полезное свойство, поскольку в этом случае можно построить *PT*-симметричные неэрмитовские потенциалы [10, 11]. В настоящей работе, однако, мы считаем параметры $V_{0,1,2,3,4}$ вещественными и для удобства полагаем $x_0 = 0$.

Решение стационарного шредингеровского уравнения (4) для двухконфлюэнтных гойновских потенциалов явно записывается в виде выражения с двухконфлюэнтной функцией Гойна *H*_B

$$\Psi = z^{\alpha_0} e^{\alpha_1 z + \alpha_2 z^2} H_B(\gamma, \delta, \varepsilon; \alpha, q; z).$$
(12)

Выбирая определенный потенциал из табл.1 и используя уравнения, представленные в [8], можно вычислить параметры γ , δ , ε , α , q, входящие в H_B и

Двухконфлюэнтный потенциал Преобразование коор m_1 Γ ойна V(x)динат $V_0 + V_1 / x^{1/2} + V_2 / x + V_3 / x^{3/2} + V_4 / x^2$ -1 $z = (2x)^{1/2}$ $V_0 + V_1 x^{2/3} + V_2 / x^{2/3} + V_3 / x^{4/3} + V_4 / x^2$ $z = (3x/2)^{2/3}$ -1/20 $V_0 + V_1 x + V_2 x^2 + V_3 / x + V_4 / x^2$ z = x $V_0 + V_1 x^2 + V_2 x^4 + V_3 / x^6 + V_4 / x^2$ $z = x^2/4$ 1/2 $V_0 + V_1 e^x + V_2 e^{2x} + V_3 e^{3x} + V_4 e^{4x}$ 1 $z = e^x$

Табл.1. Пять шестипараметрических двухконфлюэнтных потенциалов Гойна ($V_{0,1,2,3,4}$ являются произвольными) и соответствующие координатные преобразования z = z(x) [6–8]

параметры $\alpha_{0,1,2}$ сомножителей решения (12). Однако следует подчеркнуть, что двухконфлюэнтная функция Гойна является довольно сложным в обращении математическим объектом [12,13]. Для преодоления упомянутой сложности можно использовать недавно разработанную технику разложения двухконфлюэнтной функции Гойна в ряд по известным функциям Эрмита [8]. Этим путем можно выявить определенный точно решаемый субпотенциал, для которого разложение содержит только две функции Эрмита нецелого порядка с масштабированным и смещенным аргументом. Это потенциал обратного квадратного корня [9]

$$V = V_0 / \sqrt{x} \tag{13}$$

с произвольной силой взаимодействия V₀ (вещественной или комплексной).

4. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ПОТЕНЦИАЛА ОБРАТНОГО КВАДРАТНОГО КОРНЯ

Потенциал обратного квадратного корня является дальнодействующим, следовательно его тяготеющий вариант (при $V_0 < 0$) имеет бесконечное количество связанных состояний [9]. Обсуждая энергетический спектр этих состояний, заметим, что согласно уравнению (2), найденный для уравнения Шредингера спектр можно отобразить на соответствующий спектр для уравнения (1) следующим образом

$$W_n = \pm mc^2 \sqrt{1 + \frac{2E_n}{mc^2}} \,. \tag{14}$$

Точный вид шредингеровского спектра определяется граничными условиями, введенными специально для рассматриваемой задачи. Если волновые функции связанного состояния не стремятся к нулю в начале координат, то можно использовать стандартный набор связанных квазиполиномиальных решений. И хотя подобные решения не применимы в трехмерной квантовой механике [14], все же они могут оказаться полезными в некоторых приложениях (например, [15]). В этом случае, функции Эрмита, участвующие в разложении двухконфлюэнтной функции Гойна, становятся полиномами Эрмита и шредингеровский спектр задается (точно) формулой [9]

$$E_n = \frac{V_0}{2} \left(\frac{-mV_0}{\hbar^2}\right)^{1/3} \frac{1}{n^{2/3}}, \ n = 1, 2, 3, \dots$$
(15)

(напомним, что $V_0 < 0$).

В случае, когда требуется обнуление волновой функции как в начале координат, так и в бесконечности [14], т. е., если $\psi(0) = 0$ и $\psi(+\infty) = 0$, то, как показано в работе [9], шредингеровский спектр с высокой точностью аппроксимируется следующим выражением

$$E_n \approx \frac{V_0}{2} \left(\frac{-mV_0}{\hbar^2}\right)^{1/3} \left(n - \frac{1}{6}\right)^{-2/3}, \ n = 1, 2, 3, \dots$$
(16)

с поправочным индексом Маслова $\approx -1/6$ [16, 17].

Обсуждая свойства соответствующего энергетического спектра для PBУ (1), заметим, что потенциал обратного квадратного корня может быть представлен определенной пространственной характерной длиной d в виде

$$V(x) = -mc^2 \frac{\lambda}{\sqrt{d}} \frac{1}{\sqrt{x}}, \qquad (17)$$

где $\lambda = \hbar/(mc)$ – дебройлевская длина волны частицы и $d \equiv (-mc^2 \lambda / V_0)^2$. В случае нулевого вектор-потенциала два физически реализуемые скалярные потенциала есть

$$q_0\varphi(x) = -mc^2 \frac{2\hbar/\sqrt{xd}}{1\pm\sqrt{1-2\hbar/\sqrt{xd}}} .$$
⁽¹⁸⁾

Из шредингеровского спектра (15) для квазиполиномиальных волновых функций связанных состояний формулой (14) получаем энергетический спектр для уравнения (1) в виде

$$W_n = -mc^2 \sqrt{1 + \frac{2E_n}{mc^2}} = -mc^2 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{nd}\right)^{2/3}}.$$
 (19)

Как видно из этой формулы, связанные состояния существуют только, если

$$nd > \lambda$$
. (20)

Понятно, что это соотношение – прямое отражение принципа неопределенности, который утверждает, что частица не может локализоваться в пространстве размерами меньше дебройлевской длины волны частицы. Далее замечаем, что $n \ge n_0$, где n_0 – это положительное целое число, определяемое как

$$n_0 = \left\lceil \lambda / d \right\rceil,\tag{21}$$

в котором загнутые сверху скобки обозначают потолочную функцию. Это ограничение показывает, что волновая функция основного состояния уравнения (1) в общем случае имеет не единственный пик. Действительно, согласно известной осцилляционной теореме [18], у волновой функции n_0 -ого связанного состояния уравнения Шредингера имеется $n_0 - 1$ узлов (если основное состояние рассматривать как первое связанное состояние). Поскольку волновая функция n_0 -ого связанного состояния уравнения Шредингера соответствует волновой функции основного состояния уравнения (1), можно заключить, что количество экстремумов у волновой функции основного состояния уравнения (1) определяется пространственным характерным размером d. Мы имеем инфимальный срез (отсечка снизу). Это интересное свойство, не встречавшееся в других известных релятивистских и нерелятивистских волновых уравнениях (заметим, что в шредингеровском случае волновая функция основного состояния для монотонных сингулярных потенциалов всегда характеризуется единственным пиком).

Определяя спектр для уравнения (1) в случае с волновыми функциями, обнуляющимися как в начале координат, так и в бесконечности, подставляя (16) в (14) и учитывая физическое представление (17) потенциала обратного квадратного корня, получаем

$$W_n \approx -mc^2 \sqrt{1 + \frac{2E_n}{mc^2}} = -mc^2 \sqrt{1 - \left(\frac{\hbar}{d(n-1/6)}\right)^{2/3}}$$
 (22)

Таким образом, в данном случае инфимальный срез происходит при

$$n_0 = \left\lceil \frac{\lambda}{d} + \frac{1}{6} \right\rceil, \quad n = n_0, \, n_0 + 1, \, n_0 + 2, \, n_0 + 3, \dots$$
(23)

В заключение отметим, что возможны иные физические задачи с отличными граничными условиями в начале координат. В этих случаях ограничение нижнего значения квантового числа основного состояния изменится на $n > n_0 = \lceil \lambda / d - i_M \rceil$, где i_M – соответствующий индекс Маслова для рассматриваемой задачи.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Таким образом, осуществлено преобразование стационарного РВУ для бесспиновой частицы (1) в одномерное стационарное уравнение Шредингера, и надлежащим преобразованием независимой и зависимой переменных последнее уравнение приведено к виду двухконфлюэнтного уравнения Гойна. Физические потенциалы φ , **A** и энергетический спектр W_n рассматриваемого волнового уравнения связаны с двухконфлюэнтным потенциалом Гойна V и с соответствующим дискретным спектром E_n .

Показано, что все потенциалы V(x) для одномерного стационарного уравнения Шредингера также пригодны для рассматриваемого уравнения. Соотношение (3) показывает, что многообразие физических потенциалов φ и **A** данного уравнения богаче по сравнению с шредингеровским случаем. Также отмечено, что при отсутствии вектор-потенциала **A**, каждому шредингеровскому потенциалу V всегда соответствуют два скалярных потенциала φ .

Представлены пять двухконфлюэнтных потенциалов Гойна, примечательные тем, что они обобщают все классические гипергеометрические потенциалы (а именно, потенциалы гармонического осциллятора [19], Кулона [20], Кратцера [21] и Морзе [22]), которые широко использовались при становлении и развитии квантовой механики. Рассмотрен потенциал обратного квадрат-Гойна $V = V_0 / \sqrt{r}$ ного корня двухконфлюэнтного И представлен соответствующий вид физически реализуемых потенциалов. Обсуждены свойства энергетического спектра связанных состояний волновых функций, обнуляющихся как исключительно в бесконечности, так и в бесконечности и в начале координат одновременно. Заметим, что пространственные параметры и параметры взаимодействия в шредингеровском случае не налагают каких-либо ограничений на энергетический спектр, включая основное состояние. В отличие от этого, как видно из уравнения (14), основное состояние для уравнения (1) ограничивается пространственной характерной длиной. Данное наблюдение напрямую отражает принцип неопределенности Гейзенберга.

Показано, что условие ограничения по пространственному параметру есть $nd > \hat{\lambda}$. Как следствие, возможные квантовые числа для связанных состояний оказываются ограничены (снизу) значениями, превосходящими типичные значения из уравнения Шредингера, т. е. номер основного состояния начинается с $n_0 = \lceil \hat{\lambda}/d \rceil$. Этот инфимальный срез физически реализуемых состояний – интересное свойство, не встречающееся в других известных релятивистских и нерелятивистских волновых уравнениях.

Работа выполнена при поддержке Армянского государственного комитета по науке (SCS Grants no. 18RF-139 и no. 18T-1C276), Армянского национального фонда по науке и образованию (ANSEF Grant no. PS-4986), а также Российско–Армянского университета в рамках финансирования со стороны Министерства образования и науки Российской федерации.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. В.М. Мыхитарян. Известия НАН Армении, Физика, 53, 3 (2018).
- 2. H. Kragh. Am. J. Phys., 52, 1024 (1984).
- 3. W. Greiner. Relativistic Quantum Mechanics. Wave equations. Springer, Berlin, 2000.
- T. Ohlsson. Relativistic Quantum Physics From Advanced Quantum Mechanics to Introductory Quantum Field Theory. Cambridge University Press, Cambridge, 2011.
- 5. Heun's Differential Equations. A. Ronveaux (Ed.). Oxford University Press, London, 1995.
- 6. A. Ishkhanyan, V. Krainov. Eur. Phys. J. Plus, 131, 342 (2016).
- 7. A. Lemieux, A.K. Bose. Ann. Inst. Henri Poincaré A, 10, 259 (1969).
- 8. T.A. Ishkhanyan, A.M. Ishkhanyan. Ann. Phys., 383, 79 (2017).
- 9. A.M. Ishkhanyan. EPL, 112, 10006 (2015).

- 10. C.M. Bender, S. Boettcher. Phys. Rev. Lett., 80, 5243 (1998).
- 11. C.M. Bender. J. Phys. Conf. Ser., 631, 012002 (2015).
- NIST Handbook of Mathematical Functions. F.W.J. Olver, D.W. Lozier, R.F. Boisvert, C.W. Clark (Eds.). Cambridge University Press, New York, 2010.
- 13. S.Yu. Slavyanov, W. Lay. Special Functions. Oxford, Oxford University Press, 2000.
- 14. M. Znojil. Phys. Rev. A, 61, 066101 (2000).
- 15. P.G. Silvestrov, K.B. Efetov. Phys. Rev. B, 77, 155436 (2008).
- 16. C. Quigg, J.L. Rosner. Phys. Rep., 56, 167 (1979).
- 17. A.M. Ishkhanyan, V.P. Krainov. JETP Lett., 105, 43 (2017).
- R. Courant, D. Hilbert. Methods of Mathematical Physics, Vol. 1. New York, Wiley-Interscience, 1989.
- 19. E. Schrödinger. Annalen der Physik, 79, 489 (1926).
- 20. E. Schrödinger. Annalen der Physik, 76, 361 (1926).
- 21. A. Kratzer. Z. Phys., 3, 289 (1920).
- 22. P.M. Morse. Phys. Rev., 34, 57 (1929).

BI-CONFLUENT HEUN POTENTIALS FOR A STATIONARY RELATIVISTIC WAVE EQUATION FOR A SPINLESS PARTICLE

H.H. AZIZBEKYAN, A.M. MANUKYAN, V.M. MEKHITARIAN, A.M. ISHKHANYAN

The variety of bi-confluent Heun potentials for a stationary relativistic wave equation for a spinless particle is presented. The physical potentials and energy spectrum of this wave equation are related to those for a corresponding Schrödinger equation in the sense that all the potentials derived for the latter equation are also applicable for the wave equation under consideration. We show that, in contrast to the Schrödinger equation, the characteristic spatial length of the potential imposes a restriction on the energy spectrum that directly reflects the uncertainty principle. Studying the inverse-square-root bi-confluent Heun potential, it is shown that the uncertainty principle limits, from below, the principal quantum number for the bound states, i.e., physically feasible states have an infimum cut so that the ground state adopts a higher quantum number as compared to the Schrödinger case. УДК 535.14

ГЕНЕРАЦИЯ СДВИНУТЫХ ПО ВРЕМЕНИ ЗАПУТАННЫХ ПАР ФОТОНОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОДНОГО ТРЕХУРОВНЕВОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ

М. ХАНБЕКЯН

Institut für Theoretische Physik, Universität Magdeburg, Magdeburg, Germany

*e-mail: khanbekyan@gmail.com

(Поступила в редакцию 31 июля 2018 г.)

Изучена однофотонная эмиссия трехуровневого излучателя А-типа с классической накачкой в резонаторе высокой добротности. В частности, показана генерация однофотонных двухпиковых пакетов, модулирующих сдвинутые по времени запутанные состояния.

1. Введение

Генерация запутанных пар фотонов является ключевым элементом в квантовой коммуникации [1], квантовой вычислительной технике с линейной оптикой [2] и в обработке квантовых информационных протоколов таких, как квантовая телепортация [3, 4] и квантовая криптография [5, 6]. Как правило, в качестве запутанных квантовых состояний в экспериментах используются запутанные пары фотонов по направлениям поляризации, генерируемые, например, с помощью спонтанного параметрического рассеяния [7] или биэкситон-экситонного каскада одиночных полупроводниковых квантовых точек [8, 9]. Однако кодирование по поляризации подвержено дисперсии в оптических волокнах, которая влияет на поляризацию выходных фотонов. Таким образом, поляризационное кодирование не подходит для физической реализации широкомасштабной квантовой связи на больших расстояниях [10]. Альтернативой являются оптические, сдвинутые по времени запутанные состояния [11], где квантовая информация кодируется по времени прибытия фотонов. Сдвинутые по времени запутанные состояния более устойчивы к декогеренции в оптических волокнах [12]. В частности, показана экспериментальная реализация распределения запутанных состояний фотонов на расстоянии 300 км [13]. В этих экспериментах в качестве источников запутанных фотонов используется спонтанное параметрическое рассеяние [14, 15]. Однако спонтанное параметрическое рассеяние является случайным процессом с вероятностным числом генерируемых фотонов. Так

генерация одновременно нескольких пар фотонов снижает точность и безопасность квантовой связи. В качестве альтернативы были предложены схемы генерации одиночных пар запутанных фотонов с использованием биэкситонного каскада квантовой точки [16]. Однако эти схемы требуют подготовки квантовой точки в долгоживущих или метастабильных состояниях, что является нетривиальной задачей и ограничивает экспериментальную реализацию таких схем.

В настоящей работе представлена схема генерации однофотонного квантового кубита со сдвинутой по времени запутанностью, закодированной в двух пространственно-временных пиках. В более ранней работе, в рамках теории точной квантовой электродинамики в резонаторах [17], мы изучали теорию генерации однофотонных волновых пакетов посредством взаимодействия квантованного электромагнитного поля с трехуровневым эмиттером А-типа с классической накачкой в резонаторе [18]. В частности, показана возможность генерации однофотонных волновых пакетов с требуемой формой пространственно-временного пакета. Здесь мы изучаем генерацию фотонных волновых пакетов двухпиковых форм – возможную реализацию сдвинутой по времени запутанности. В частности, показано, что путем регулировки формы импульса лазерной накачки возможно получить разность фаз между пространственно-временными пиками генерируемых однофотонных пакетов.

2. Базовые уравнения

Рассмотрим одиночный атомноподобный эмиттер, взаимодействующий с электромагнитным полем в присутствии дисперсионной и поглощающей диэлектрической среды с пространственно- и частотно-зависимой комплексной диэлектрической проницаемостью. Предполагаем, что только один переход ($|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$, частота ω_{23}) квазирезонансно взаимодействует с узкополосным электромагнитным полем (частота ω_k) резонатора (рис.1) и что переход $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ (частота ω_{21}) подвержен взаимодействию с внешним (классическим) полем накачки с квазирезонансной частотой ω_p и зависящей от времени частотой Раби $\Omega_p(t)$, (рис.1). Для простоты изложения ограничим наше рассмотрение одномерным случаем (ось z) и предположим, что резонатор образован выходным полупрозрачным зеркалом в z = 0 и идеально отражающим зеркалом в z = -l, а (отрицательное) *z*_A – положение эмиттера внутри резонатора. Таким образом, в электрическом дипольном приближении и приближении вращающейся волны, гамильтониан, определяющий временную эволюцию всей системы, состоящей из электромагнитного поля, диэлектрической среды (включая диссипативные степени свободы) и взаимодействующего с полем эмиттера, можно записать в виде (подробности см. в работах [17, 18])



Рис.1. Схема уровней энергии и переходов для трехуровневого эмиттера Λ -типа.

$$\hat{H} = \int dz \int_{0}^{\infty} d\omega \hbar \omega \hat{f}^{\dagger}(z, \omega) \hat{f}(z, \omega) + \hbar \omega_{21} \hat{S}_{22} + \hbar \omega_{31} \hat{S}_{33}$$

$$-\frac{\hbar}{2} \Omega_{\rm p}(t) \Big[\hat{S}_{12}^{\dagger} e^{-i\omega_{\rm p}t} + \text{H. c.} \Big] - g(t) \Big[d_{23} \hat{S}_{32}^{\dagger} \hat{E}^{(+)}(z_{\rm A}) + \text{H. c.} \Big],$$
(1)

где $\omega_{31} = \omega_{21} - \omega_{23}$. В этом уравнении первым слагаемым является гамильтониан комбинированной системы электромагнитное поле плюс диэлектрическая среда, где фундаментальные бозонные поля $f(z, \omega)$ и $f^{\dagger}(z, \omega)$,

$$\left[f(z,\omega), f^{\dagger}(z',\omega')\right] = \delta(\omega - \omega')\delta(z - z'),$$
(2)

$$\left[f(z,\omega), f(z',\omega')\right] = 0, \qquad (3)$$

играют роль канонически сопряженных системных операторов. Второй и третий члены представляют собой гамильтониан эмиттера, где $\hat{S}_{kk'}$ – операторы переходов энергетических состояний,

$$\hat{S}_{kk'} = \left| k \right\rangle \left\langle k' \right|,\tag{4}$$

соответствуют переходу $|k\rangle \leftrightarrow |k'\rangle$ с частотой $\omega_{kk'}$ и $|k\rangle$ – собственные состояния эмиттера. Наконец, четвертый член представляет собой энергию взаимодействия эмиттера с полем накачки, а последний член – энергию взаимодействия эмиттера с электромагнитным полем, где

$$\hat{d}_A = \sum_{kk'} d_{Akk'} \hat{S}_{kk'} \tag{5}$$

– оператор электрического диполя $(d_{Akk'} = \langle k | \hat{d}_A | k' \rangle)$, а (вещественная) зависящая от времени функция g(t) определяет (зависящий от времени) профиль взаимодействия эмиттера с полем резонатора, который без ограничения общности можно выбрать нормированным на единицу. Оператор электрического поля $\hat{E}(z)$ может быть выражен через переменные $\hat{f}(z,\omega)$ и $\hat{f}^{\dagger}(z,\omega)$ следующим образом:

$$\hat{E}(z) = \hat{E}^{(+)}(z) + \hat{E}^{(-)}(z), \qquad (6)$$

$$\hat{E}^{(+)}(z) = \int_{0}^{\infty} d\omega \hat{E}(z,\omega), \hat{E}^{(-)}(z) = [\hat{E}^{(+)}(z)]^{\dagger}, \qquad (7)$$

$$\hat{E}(z,\omega) = i \sqrt{\frac{\hbar}{\varepsilon_0 \pi}} \frac{\omega^2}{c^2} \int d^3 r' \sqrt{\varepsilon''(z',\omega)} G(z,z',\omega) \hat{f}(z',\omega) \,. \tag{8}$$

В приведенных выше уравнениях (6)–(8) $G(z, z', \omega)$ является классическим (запаздывающим) тензором Грина для уравнения Гельмгольца, который определяет структуру электромагнитного поля, образованного присутствующими диэлектрическими телами.

В дальнейшем мы предполагаем, что излучатель в первоначальный момент времени (t = 0) подготовлен в состоянии $|1\rangle$, а остальная часть системы, которая состоит из электромагнитного поля плюс диэлектрическая среда (т. е. резонатор), подготовлена в основном состоянии ($\{0\}$). Так как в рассматриваемом случае можно с известной точностью считать, что гильбертово пространство всей системы охватывает лишь состояния с единичным возбуждением, вектор состояния общей системы в последующие моменты времени t ($t \ge 0$) можно разложить как

$$|\Psi(t)\rangle = C_{1}(t)|\{0\}\rangle|1\rangle + C_{2}(t)e^{-i\omega_{2}t}|\{0\}\rangle|2\rangle$$

+
$$\int dz \int_{0}^{\infty} d\omega C_{3}(z,\omega,t)e^{-i(\omega+\omega_{3}t)t} \hat{f}^{\dagger}(z,\omega)|\{0\}\rangle|3\rangle,$$
(9)

где $\hat{f}^{\dagger}(z,\omega)|\{0\}\rangle$ – возбужденное одноквантовое состояние комбинированной системы электромагнитное поле плюс диэлектрическая среда.

Нетрудно показать, что уравнение Шредингера для $|\psi(t)\rangle$ приводит к следующей системе дифференциальных уравнений для амплитуд вероятности $C_1(t)$, $C_2(t)$ и $C_3(z, \omega, t)$:

$$\dot{C}_1 = \frac{i}{2} \Omega_{\rm p}(t) e^{i\Delta_{\rm p}t} C_2(t),$$
 (10)

$$\dot{C}_{2} = \frac{i}{2} \Omega_{\rm p}(t) e^{-i\Delta_{\rm p}t} C_{1}(t) - \frac{d_{23}}{\sqrt{\pi \hbar \varepsilon_{0} A}} \int_{0}^{\infty} d\omega \frac{\omega^{2}}{c^{2}} \int dz \sqrt{\varepsilon''(z,\omega)}$$
(11)

$$\times G(z_A, z, \omega) C_3(z, \omega, t) g(t) e^{-i(\omega - \omega_{23})t},$$

$$\dot{C}_3(z,\omega,t) = \frac{d_{23}^*}{\sqrt{\pi\hbar\epsilon_0 A}} \frac{\omega^2}{c^2} \sqrt{\varepsilon''(z,\omega)} G^*(z_A,z,\omega) C_2(t) g(t) e^{i(\omega-\omega_{23})t} , \qquad (12)$$

где A – площадь выходного полупрозрачного зеркала резонатора, а $\Delta_p = \omega_p - \omega_{21}$ – расстройка частоты поля накачки от частоты перехода $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$. Функция Грина $G(z, z', \omega)$ определяет спектральный отклик резонатора. В частности, полюсы функции определяют квазидискретный набор спектральных линий, где мы предполагаем, что *k*-тый резонанс с комплексной частотой

$$\tilde{\omega}_k = \omega_k - 0.5i\Gamma_k \tag{13}$$

квазирезонансно взаимодействует с переходом $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ с частотой ω_{23} (см. рис.1). Далее, подставляя формальные решения уравнений (10) и (12) (с начальным условием $C_1(0) = 1$, $C_2(0) = 0$ и $C_3(z, \omega, 0) = 0$) в уравнение (11), получаем интегрально-дифференциальное уравнение

$$\dot{C}_{2} = \frac{i}{2} \Omega_{\rm p}(t) e^{-i\Delta_{\rm p}t} + \int_{0}^{t} dt' K(t,t') C_{2}(t'), \qquad (14)$$

где функция ядра K(t,t') составляет:

$$K(t,t') = -\frac{1}{4}\Omega_{\rm p}(t)\Omega_{\rm p}(t')e^{-i\Delta_{\rm p}(t-t')} - \frac{1}{4}\alpha_k\tilde{\omega}_k g(t)g(t')e^{-i(\Delta_k - i\Gamma_k/2)(t-t')}, \qquad (15)$$

с $\Delta_k = \omega_k - \omega_{23}$ и

$$\alpha_k = \frac{4 |d_{23}|^2}{\hbar \varepsilon_0 A l} \sin^2(\omega_k z_A / c) .$$
(16)

Из уравнения (15) вместе с уравнением (16) заключаем, что $R_k \equiv \sqrt{\alpha_k \omega_k}$ можно рассматривать как вакуумную частоту Раби взаимодействия эмиттера с модой резонатора.

3. Генерация одиночных фотонов и форма волнового пакета

Следуя работе [17], можно показать, что в случае, когда гильбертово пространство системы ограничено состояниями с единичным возбуждением, функцию Вигнера квантового состояния возбужденного исходящего волнового пакета можно представить в виде

$$W(\alpha, t) = [1 - \eta(t)]W^{(0)}(\alpha) + \eta(t)W^{(1)}(\alpha), \qquad (17)$$

где $W^{(0)}(\alpha)$ и $W^{(1)}(\alpha)$ являются функциями Вигнера вакуумного и однофотонного состояния Фока. Как видим, возбужденный исходящий волновой пакет

находится в смешанном состоянии однофотонного состояния Фока и вакуумного состояния из-за неизбежного воздействия нежелательных потерь таких, как поглощение, а $\eta(t)$ можно рассматривать как эффективность однофотонного состояния Фока для возбужденного исходящего волнового пакета:

$$\eta(t) = \int_{0}^{\infty} d\omega |F(\omega,t)|^{2} \simeq \int_{-\infty}^{\infty} d\omega |F(\omega,t)|^{2} , \qquad (18)$$

где

$$F(\omega,t) = \frac{d_{23}}{\sqrt{\pi\hbar\varepsilon_0 A}} \sqrt{\frac{c}{\omega}} \frac{\omega^2}{c^2}$$

$$\times \int_0^t dt' G^*(0^+, z_A, \omega) C_2^*(t') g(t') e^{i\omega(t-t')} e^{i\omega_{23}t'} e^{i\omega_{31}t},$$
(19)

а 0⁺ указывает координату z = 0 вне резонатора. Возбужденный исходящий волновой пакет (частота ω_k) характеризуется спектральной модальной функцией

$$F_1(\omega, t) = \frac{F(\omega, t)}{\sqrt{\eta(t)}}$$
(20)

и пространственно-временной формой пакета

$$\phi(z,t) = \frac{1}{2} \int_{0}^{\infty} d\omega \sqrt{\frac{\hbar\omega}{\varepsilon_0 c\pi A}} e^{-i\omega z/c} F_1(\omega,t) \,. \tag{21}$$

Наконец, подставляя уравнение (20) вместе с уравнением (19) в уравнение (21), находим пространственно-временную форму возбужденного исходящего волнового пакета вне резонатора как (в дальнейшем, для простоты, полагаем, $\omega_{31} = 0$)

$$\phi(z,t) = \frac{R_k}{2} \sqrt{\frac{\hbar \omega_k \gamma_{krad}}{2\varepsilon_0 cA\eta(t)}} \int_0^{t-z/c} dt' C_2^*(t') g(t') e^{-i(\Delta_k + i\Gamma_k/2)t'} e^{i\tilde{\omega}_k^*(t-z/c)} , \qquad (22)$$

где γ_{krad} описывает радиационные потери резонатора за счет излучения через полупрозрачное зеркало.

4. Генерация сдвинутых по времени волновых пакетов

Как видно из уравнения (22) вместе с уравнением (14), форма однофотонного исходящего волнового пакета может быть изменена путем изменения как значения и/или профиля взаимодействия эмиттера с электромагнитным полем резонатора, так и значения и/или профиля взаимодействия эмиттера с полем накачки. В контексте запутанных состояний света интересной задачей является генерация однофотонных волновых пакетов с двухпиковой пространственновременной структурой, где фотон имеет определенную вероятность нахождения в каждом из этих пиков. Так предположим, что в некоторый момент времени T дана функция $\phi(z,T)$, которая характеризует требуемую двухпиковую пространственно-временную форму однофотонного исходящего волнового пакета, где условие $T \gg \Gamma_k^{-1}$ гарантирует, что волновой пакет почти полностью покинул резонатор. Из уравнения (22) получаем

$$C_{2}(t) = \frac{2}{R_{k}g(t)} \sqrt{\frac{2\varepsilon_{0}cA\eta(T)}{\hbar\omega_{k}\gamma_{krad}}} e^{-i\omega_{2}t} \left\{ \frac{d\phi[c(T-t),T]}{dt} - i\tilde{\omega}_{k}^{*}\phi[c(T-t),T] \right\}.$$
 (23)

Далее, подставляя уравнение (15) в (14), получаем

$$D(t) = f(t) + \int_{0}^{t} dt' f(t) f(t') C_{2}(t'), \qquad (24)$$

где D(t) определяется посредством

$$D(t) \equiv \dot{C}_{2}(t) + \frac{R_{k}^{2}}{4} \int_{0}^{t} dt' C_{2}(t') g(t) g(t') e^{-i(\Delta_{k} - i\Gamma_{k}/2)(t-t')}, \qquad (25)$$

а f(t) связана с формой импульса накачки $\Omega_p(t)$ в соответствии с

$$f(t) = \frac{i}{2} \Omega_{\mathrm{p}}(t) e^{-i\Delta_{\mathrm{p}}t} .$$
⁽²⁶⁾

Дифференцируя уравнение (24) по t, получаем следующее дифференциальное уравнение для f(t):

$$D(t)\dot{f}(t) + C_2(t)f^3(t) - \dot{D}(t)f(t) = 0.$$
(27)

Следовательно, для требуемой двухпиковой пространственно-временной формы однофотонного исходящего волнового пакета $\phi(z,T)$ решаем дифференциальное уравнение (27) и получаем искомую форму импульса поля накачки.



Рис.2. Форма импульса накачки (сплошные линии), необходимого для генерации двухпиковых форм (пунктирные линии) однофотонного состояния исходящего волнового пакета для (а) симметричного случая и (b) случая с π -фазой между двумя пиками: $R_k = 2\Gamma_k$, $\Omega_{\text{pmax}} = 0.7 \Gamma_k$, $\Delta_k = \Delta_p = 0$, $T = 200 \Gamma_k$ и эффективность $\eta(T) = 0.9$.



Рис.3. Форма импульса накачки (сплошная линия), необходимая для генерации однофотонного исходящего волнового пакета, форма которого (пунктирная линия) напоминает памятник «Татик–Папик».

На рис.2а показана форма импульса накачки, необходимой для генерации симметричного двухпикового пакета в случае, когда взаимодействие эмиттера с полем резонатора является константой. Предполагая равные вероятности нахождения фотона в каждом из пиков, квантовое состояние соответствует квантовой суперпозиции вида $|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|01\rangle + |10\rangle)$, где $|01\rangle$ и $|10\rangle$ описывают случаи нахождения фотона в первом и втором пиках, соответственно. На рис.2b приведен случай, когда установлена разность фаз π между первым и вторым пиками.

Наконец, отметим, что предлагаемый метод позволяет генерировать двухпиковые волновые пакеты более сложной структуры. Например, на рис.3 проиллюстрирован случай генерации асимметричного двухпикового однофотонного волнового пакета, форма которого напоминает памятник «Татик–папик» («Бабушка–дедушка»).

6. Заключение

Итак в настоящей работе предложена схема генерации однофотонных двухпиковых пакетов, основанная на резонансном взаимодействии электромагнитного поля с трехуровневым эмиттером Λ -типа в резонаторе высокой добротности. Показана возможность контролировать относительную фазу отдельных временных бинов. Важно отметить, что результаты иллюстрируют возможность кодирования большого объема информации в однофотонных волновых пакетах.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. N. Gisin, R. Thew. Nat. Photonics, 1, 165 (2007).
- 2. E. Knill, R. Laflamme, G.J. Milburn. Nature, 409, 46 (2001).
- 3. D. Bouwmeester, J.-W. Pan, K. Mattle, M. Eibl, H. Weinfurter, A. Zeilinger. Nature, 390, 575 (1997).
- 4. H. de Riedmatten, I. Marcikic, J.A.W. van Houwelingen, W. Tittel, H. Zbinden, N. Gisin. Phys. Rev. A, 71, 050302 (2005).
- 5. T. Jennewein, C. Simon, G. Weihs, H. Weinfurter, A. Zeilinger. Phys. Rev. Lett., 84, 4729 (2000).
- 6. F.-G. Deng, G. L. Long, X.-S. Liu. Phys. Rev. A, 68, 042317 (2003).
- P.G. Kwiat, K. Mattle, H. Weinfurter, A. Zeilinger, A.V. Sergienko, Y. Shih. Phys. Rev. Lett., 75, 4337 (1995).
- 8. N. Akopian, N. H. Lindner, E. Poem, Y. Berlatzky, D.G.J. Avron, B.D. Gerardot, P.M. Petroff. Phys. Rev. Lett., 96, 103501 (2006).
- 9. M. Ghali, K. Ohtani, Y. Ohno, H. Ohno. Nat. Comm., 3, 661 (2012).
- 10. C. Antonelli, M. Shtaif, M. Brodsky. Phys. Rev. Lett., 106, 080404 (2011).
- I. Marcikic, H. de Riedmatten, W. Tittel, V. Scarani, H. Zbinden, N. Gisin. Phys. Rev. A, 66, 062308 (2002).
- 12. R.T. Thew, S. Tanzilli, W. Tittel, H. Zbinden, N. Gisin. Phys. Rev. A, 66, 062304 (2002).
- 13. T. Inagaki, N. Matsuda, O. Tadanaga, M. Asobe, H. Takesue. Opt. Exp., 21, 23241 (2013).
- 14. J. Brendel, N. Gisin, W. Tittel, H. Zbinden. Phys. Rev. Lett., 82, 2594 (1999).
- 15. A. Zavatta, M. D'Angelo, V. Parigi, M. Bellini. Phys. Rev. Lett., 96, 020502 (2006).
- 16. C. Simon, J.-P. Poizat. Phys. Rev. Lett., 94, 030502 (2005).
- 17. M. Khanbekyan, D.-G. Welsch, C. Di Fidio, W. Vogel. Phys. Rev. A, 78, 013822 (2008).
- 18. M. Khanbekyan, D.-G. Welsch. Phys. Rev. A, 95, 013803 (2017).

GENERATION OF TIME-BIN ENTANGLED PHOTON PAIRS USING A SINGLE THREE-LEVEL EMITTER

M. KHANBEKYAN

We study single-photon emission of a classically pumped three-level Λ -type emitter in a high-Q cavity. In particular, generation of single-photon time-bin double-peak wave packets is shown.

УДК 530.145

ЧЕТЫРЕХФОТОННОЕ АДИАБАТИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ РИДБЕРГОВСКИХ СОСТОЯНИЙ

Э.А. ГАЗАЗЯН, Г.Г. ГРИГОРЯН, Д.Н. ХАЧАТРЯН*

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

*e-mail: khachatryan.ipr@gmail.com

(Поступила в редакцию 20 сентября 2018 г.)

Исследуется распространение четырех лазерных импульсов в пятиуровневой системе лестничного типа в случае произвольных интенсивностей и разных сил осцилляторов, когда во всем объеме среды формируется одно из собственных состояний гамильтониана взаимодействия. С учётом первой неадиабатической поправки выведены уравнения распространения. Получено аналитическое решение этих уравнений. А также получены условия эффективного возбуждения пятого уровня во всем объеме среды и ограничения на параметры взаимодействия.

1. Введение

Исследования когерентных взаимодействий резонансного лазерного излучения с отдельными атомами и атомарными средами проводились с самого начала развития нелинейной оптики и лазерной физики с 60-х годов прошлого столетия [1, 2]. Однако в последние годы количество публикаций в этой области физики значительно возросло в связи с бурным развитием экспериментальной техники. Успешные эксперименты по распространению света со сверхмедленной скоростью [3, 4] и со скоростью, превышающей скорость света в вакууме [5, 6], электромагнитно-индуцированная прозрачность [7, 8], когерентное пленение атомных населённостей и возможность когерентного контроля над состоянием атома [9, 10], эффективное возбуждение ридберговских атомов [11, 12] получили широкое практическое применение в таких областях исследований, как лазерное охлаждение атомов, генерация без инверсии, новые прецизионные методы магнитометрии, когерентный контроль над химическими реакциями и т. д.

Теоретические модели, лежащие в основе всех этих процессов, в основном, ограничиваются моделью трехуровневой системы, однако использование многоуровневых систем может иметь ряд преимуществ по сравнению с трёхуровневыми [13]. В работе [14] было экспериментально исследовано трёхфотонное возбуждение ридберговских уровней, а в нашей предыдущей работе [15] была предложена схема четырёхфотонного возбуждения этих уровней, имеющая ряд преимуществ по сравнению с использованной в работе [14]. В основе предложенного метода лежал адиабатический перенос населенностей через собственное состояние гамильтониана взаимодействия, имитирующее трехуровневую систему [13]. Детальное исследование этого состояния и условий его формирования было проведено в работе [16]. Однако эти исследования ограничивались процессами на одном атоме.

При переходе к макроскопическим объёмам возникает целый ряд вопросов, требующих дополнительного исследования. Влияние фазовой самомодуляции, возникающей при распространении, было рассмотрено в работе [17], в которой мы ограничились адиабатическим распространением импульсов и случаем равных сил осцилляторов. Однако адиабатичность взаимодействия, обеспеченная на одном атоме, быстро разрушается при переходе к макроскопическим объемам.

Целью настоящей работы является анализ процесса разрушения адиабатичности взаимодействия и определение длины, на которой первая неадиабатическая поправка остается малой, т. е. взаимодействие в среде может еще считаться адиабатическим. В работе приводится решение уравнений распространения при произвольном соотношении сил осцилляторов на смежных переходах и с учётом первой неадиабатической поправки, позволяющее определить нелинейные групповые скорости импульсов. Ллительности импульсов предполагаются много меньше всех времен релаксаций, обусловленных однородными и неоднородными уширениями. Показано, что различие в групповых скоростях импульсов приводит к изменению области перекрытия импульсов и существенному изменению формы импульсов. Из-за этого эффективность возбуждения верхнего состояния ухудшается по мере распространения импульсов и полностью прекращается после прохождения критической длины, при которой область перекрытия импульсов обращается в нуль. Проанализирована зависимость эволюции импульсов и вероятности возбуждения атомной системы от соотношения сил осцилляторов на различных переходах. Получены аналитические оценки для параметров взаимодействия и длины среды, при которых возможно эффективное возбуждение ридберговских состояний четырёхфотонным адиабатическим переносом населённостей во всем макроскопическом объёме.

2. Основные формулы

Укороченные уравнения распространения импульсов в резонансной среде в бегущей системе координат (x, $\tau = t - x/c$) хорошо известны (см., например, [1]):

$$\frac{\partial E_j e^{i\varphi_j}}{\partial x} = i \frac{2\pi N \omega_j}{c} \langle d_j \rangle.$$
(1)

Здесь E_i , ϕ_i и ω_i – амплитуда, фаза и несущая частота *j*-го импульса, N – плотность атомов и $\langle d_i \rangle$ – амплитуда среднего дипольного момента атома на частоте ω_i , которая может быть вычислена с помощью уравнения Шредингера для импульсов, длительности которых много меньше всех времён релаксаций, или с помощью уравнений для матрицы плотности для произвольных длительностей. Следуя стандартной процедуре [1] и разделяя уравнения (1) на действительную и мнимую части, можно получить уравнения для интенсивностей импульсов (в которые будут входить мнимые части поляризации среды на соответствующих частотах) и для фаз импульсов (в которые будут входить действительные части). Поскольку в гамильтониан взаимодействия входят частоты Раби и отстройки от резонансов, удобнее записывать уравнения распространения именно для этих величин. Для этого необходимо продифференцировать уравнения для фаз по времени. При этом временные производные фаз частот Раби включаются в определения однофотонных расстроек (см. ниже). Для системы лестничного типа, рассматриваемой в работе [15], уравнения распространения будут иметь следующий вид:

$$\frac{\partial \Omega_1^2}{\partial x} = q_1 N \frac{\partial |b_1|^2}{\partial \tau}, \qquad \qquad \frac{\partial \Omega_2^2}{\partial x} = q_2 N \frac{\partial (|b_1|^2 + |b_2|^2)}{\partial \tau}, \\ \frac{\partial \Omega_3^2}{\partial x} = q_3 N \frac{\partial (|b_4|^2 + |b_5|^2)}{\partial \tau}, \qquad \qquad \frac{\partial \Omega_4^2}{\partial x} = q_4 N \frac{\partial |b_5|^2}{\partial \tau}, \qquad (2)$$
$$\frac{\partial \Delta_i}{\partial x} = q_i N \frac{\partial}{\partial \tau} \frac{\operatorname{Re}(b_i^* b_{i+1})}{\Omega_i}.$$

Здесь Ω_i – частоты Раби соответствующих импульсов (см. рис.1), Δ_i – однофотонные расстройки от резонансов $\Delta = \omega_{i+1,i} - \omega_i + \dot{\varphi}_i$, b_i – амплитуды атомных состояний, входящие в волновую функцию, описывающую состояние атома в поле излучения, N – плотность атомов, а через q_i обозначены параметры среды, которые пропорциональны силам осцилляторов на соответствующих переходах, $q_i = 2\pi\omega_i |d_{i,i+1}|^2 / \hbar c$. Особенностью этих уравнений является то, что в правую часть входят производные по времени. Это означает, что использование адиабатических волновых функций будет соответствовать учету первой неадиабатической поправки, т. е. учёту нелинейных групповых скоростей [18].

Адиабатические волновые функции для пятиуровневой системы при условии всех трех точных двухфотонных резонансов были вычислены в наших предыдущих работах [13, 15]. Здесь нас будет интересовать состояние, имитирующие трёхуровневую систему, а именно:

$$|\lambda_1\rangle = \cos\theta |\psi_1\rangle - \sin\theta |\psi_2\rangle, \qquad (3)$$

где $|\psi_{1,2}\rangle$ являются суперпозиционными состояниями двухуровневой системы (см. нумерацию атомных состояний на рис.1а):

$$|\psi_{1}\rangle = \cos\phi_{1} |1\rangle - \sin\phi_{1} |2\rangle, \quad |\psi_{2}\rangle = \cos\phi_{1} |5\rangle - \sin\phi_{1} |4\rangle.$$
(4)

Обозначения в формулах (3) и (4) следующие: $\tan\theta = \Omega_2/\Omega_3$ и $\tan\phi_1 = -\lambda_1/\Omega_1$, где λ_1 – собственное значение гамильтониана взаимодействия

$$\lambda_1 = \frac{\Delta - \sqrt{\Delta^2 + 4\Omega_1^2}}{2}.$$
(5)

Состояние λ_1 реализовывается при контринтуитивной последовательности включения импульсов Ω_2 и Ω_3 и имитирует тёмное состояние в трёхуровневой системе $|d\rangle = \cos \theta |1\rangle - \sin \theta |3\rangle$.



Рис.1. (a) Схема атомных уровней и (b), (c) возможные последовательности включения импульсов.

3. Решение уравнений распространения

В среде, состоящей из атомов с разными силами осцилляторов на смежных переходах, удобнее перейти от частот Раби к плотностям потоков фотонов, определяемых следующим образом:

$$n_i = \frac{c}{2\pi} \frac{\left|E_i\right|^2}{\hbar\omega_i} = \frac{\Omega_i^2}{q_i}.$$
(6)

Используя состояние $|\lambda_1\rangle$ и переписывая уравнения (2) для плотности потока фотонов, получаем следующую систему уравнений:

$$\frac{\partial n_{1}}{\partial x} = N \frac{\partial}{\partial \tau} \cos^{2} \phi_{1} \cos^{2} \theta, \qquad \qquad \frac{\partial n_{2}}{\partial x} = N \frac{\partial}{\partial \tau} \cos^{2} \theta, \\
\frac{\partial n_{4}}{\partial x} = N \frac{\partial}{\partial \tau} \cos^{2} \phi_{1} \sin^{2} \theta, \qquad \qquad \frac{\partial n_{3}}{\partial x} = N \frac{\partial}{\partial \tau} \sin^{2} \theta, \\
\frac{\partial \Delta_{1}}{\partial x} = -q_{1} N \frac{\partial}{\partial \tau} \frac{\cos^{2} \theta \sin 2\phi_{1}}{2\Omega_{1}}, \qquad \qquad \frac{\partial \Delta_{2}}{\partial x} = \frac{\partial \Delta_{3}}{\partial x} = 0, \\
\frac{\partial \Delta_{4}}{\partial x} = -q_{4} N \frac{\partial}{\partial \tau} \frac{\sin^{2} \theta \sin 2\phi_{1}}{2\Omega_{4}}, \qquad \qquad \frac{\partial \theta}{\partial x} + \frac{q_{2}q_{3}N}{Q^{2}(\theta)(n_{1} + n_{2})} \frac{\partial \theta}{\partial \tau} = 0,$$
(7)

где через *Q*(θ) обозначена обобщённая сила осциллятора двухфотонного перехода [19]

$$Q(\theta) = \frac{\Omega^2}{n_2 + n_3} = \frac{q_2 q_3}{q_3 \sin^2 \theta + q_2 \cos^2 \theta}.$$
 (8)

Здесь $\Omega^2 = \Omega_2^2 + \Omega_3^2$ и Ω – обобщённая частота Раби для двухфотонного перехода.

Особенностью системы уравнений (7) является то, что эволюция импульсов на переходах 2 \rightarrow 3 и 3 \rightarrow 4 не зависит от параметров импульсов на переходах 1 \rightarrow 2 и 4 \rightarrow 5. При этом суммарная плотность потока фотонов во втором и третьем импульсе является сохраняющейся величиной $n_2 + n_3 = n_0$ и однофотонные расстройки Δ_2 и Δ_3 также не изменяются при распространении. Остаётся только уравнение для угла смешения θ , решение которого хорошо известно (см., например, [20]):

$$\Omega = \sqrt{n_0 Q(\theta)}, \qquad \theta = \theta_0(\xi),$$

$$\Omega_2 = \Omega \sin \Theta_0(\xi), \qquad \Omega_3 = \Omega \cos \Theta_0(\xi),$$
(9)

где n_0 и θ_0 – заданные на входе в среду функции, а $\xi(x,\tau)$ – нелинейная функция, определяемая выражением

$$\int_{\xi}^{\tau} n_0(t') dt' = \frac{q_2 q_3 N x}{Q^2(\theta_0(\xi))}.$$
 (10)

Рассмотрим вначале линейное приближение по полю Ω_2 , т. е. ограничимся случаем $\theta \ll 1$. В этом пределе величина $Q(\theta)$ равна просто q_3 , а уравнение для θ описывает распространение с нелинейной групповой скоростью

$$u = \frac{cn_0(t)}{n_0 + cq_2 / q_3}.$$
 (11)
Здесь $n_0 = n_{30}(t - x / c)$ – заданная на входе в среду плотность потока фотонов в третьем импульсе. Таким образом, в линейном приближении по θ оба импульса распространяются в среде без изменения формы, но с разными групповыми скоростями

$$\Omega_2 = \Omega_{20}(t - x/u), \quad \Omega_3 = \Omega_{30}(t - x/c). \tag{12}$$

Групповая задержка второго импульса относительно третьего составляет

$$\Delta t = \frac{q_2 N x}{\Omega_{30}^2}.$$
(13)

На длинах прохождения, при которых $\Delta t \sim T_3$ импульсы будут полностью расходиться во времени. Отметим, однако, что при таких групповых задержках, когда второй импульс перемещается в область заднего фронта третьего импульса, нарушается само линейное приближение и это решение теряет свою справедливость.

В общем случае произвольных интенсивностей динамика распространения импульсов намного сложнее. Для иллюстрации на рис.2 приведены формы импульсов Ω_2 и Ω_3 на длине прохождения $Nx = 2\Omega_m^2 T / q_2$, вычисленные согласно формулам (9) и (10) (формы импульсов на входе в среду приведены на рис.1), где Ω_m – пиковое значение частоты Раби третьего импульса.



Рис.2. Временная эволюция нормированных частот Раби импульсов Ω_2 и Ω_3 на длине прохождения $Nx = 2\Omega_m^2 T/q_2$ в случае равных сил осцилляторов $q_2 = q_3 = q$.

После определения функции $\theta(\xi)$ решение системы уравнений (7) формально сводится к решению задачи о распространении одного импульса в двухуровневой системе [21, 22]. Однако адиабатическое состояние $|\lambda_1\rangle$ получено при условии равенства нулю всех трёх двухфотонных резонансов, т. е. при условии $\Delta_1 = -\Delta_2 = \Delta_3 = -\Delta_4 = \Delta$. Поскольку в процессе распространения в среде расстройки $\Delta_{2,3}$ остаются постоянными, должны оставаться постоянными также и расстройки $\Delta_{1,4}$. Допустимые отклонения от этого условия были детально исследованы в работе [16], где было показано, что условия, налагаемые на двухфотонные резонансы, не являются жёсткими, а именно изменение однофотонной расстройки может находиться в пределах штарковских смещений атомных уровней. Как следует из формул (7), этому условию можно удовлетворить в случае больших однофотонных расстроек на длинах прохождения, удовлетворяющих следующим неравенствам:

$$\frac{q_{1,4}x}{\Delta^2 T} \ll 1, \quad \Delta T \gg 1, \quad \frac{\Omega_{1,4}}{\Delta} \ll 1.$$
 (14)

Здесь Т – наименьшая из длительностей импульсов.

Неравенства (14) совпадают с условием адиабатичности взаимодействия в двухуровневой среде. Отметим, что хотя в двухуровневой среде при адиабатическом взаимодействии невозможно обеспечить инверсию системы, в пятиуровневой среде это не мешает эффективному возбуждению верхнего уровня.

4. Перенос населённостей

Населенность пятого уровня в конце взаимодействия (т. е. при $t \rightarrow \infty$) составляет

$$\left|b_{5}\right|^{2} = \cos^{2}\phi_{1}\sin^{2}\theta = \sin^{2}\theta_{0}(x,\xi(t\to\infty)), \qquad (15)$$

где функция $\xi(x, t \rightarrow \infty)$ задается выражением



Рис.3. Зависимость функции $\xi(x, t \to \infty)$ от *x* при различных значениях отношения сил осцилляторов $r = q_3/q_2$ (кривые *l*, *2* и *3* соответствуют значениям r = 1, 2, 3). Характерная длина $Nx_0 = 2\Omega_m^2 T/q_2$.

$$\int_{\xi}^{\infty} n_0(t') dt' = \frac{q_2 q_3 N x}{Q^2(\theta_0(\xi))}.$$
(16)

На рис.3 приведена эта функция при различных отношениях сил осцилляторов на смежных переходах.

При $x \rightarrow 0$ функция $\xi \rightarrow \infty$. С увеличением длины среды ξ убывает и наконец $\xi \rightarrow -\infty$ на длинах, зависящих от параметра $r = q_3 / q_2$. Как видим из рис.3, чем больше параметр r, тем меньше групповая задержка импульсов в среде. Однако чем больше параметр r, тем быстрее кривая $\xi(x)$ спадает на малых длинах. Очевидно, что эффективное возбуждение атомов будет происходить только на длинах распространения

$$Nx < Nx_0 = \Omega_{\rm m}^2 T / q_2. \tag{17}$$

Характерная длина x_0 имеет наглядный физический смысл. Величина $\Omega_m^2 T / q_2$ пропорциональна плотности потока фотонов во втором импульсе, проинтегрированному по всему времени взаимодействия. Таким образом, неравенство (17) означает, что для эффективного возбуждения атомов на пятый уровень число атомов должно быть меньше, чем число фотонов во втором импульсе. На рис.4 приведена динамика населённости пятого уровня при различных длинах прохождения и больших однофотонных расстройках, при которых $\cos^2 \phi_1 \sim 1$.



Рис.4. Динамика населённости пятого уровня при различных длинах прохождения: $1 - x/x_0 = 0$, $2 - x/x_0 = 1$, $3 - x/x_0 = 1.5$, $4 - x/x_0 = 1.8$, $5 - x/x_0 = 2$ и $6 - x/x_0 = 2.5$.

Как видим, эффективность возбуждения атомов остаётся достаточно высокой при длинах $x \sim x_0$, но начинает спадать при $x > x_0$. Частичный перенос населённостей полностью прекращается на длинах прохождения, удовлетворяющих условию

$$\int_{-\infty}^{\infty} n_0(t') dt' = \frac{q_2}{q_3} N x_1.$$
 (18)

Длина x_1 теперь уже пропорциональна плотности потока фотонов в обоих импульсах, проинтегрированной по всему времени взаимодействия. На такой длине прохождения площадь пересечения импульсов равна нулю из-за нелинейного группового запаздывания. Как следует из условия (18) и из рис.3 эта длина существенно зависит от параметра r.

5. Заключение

С учётом первой неадиабатической поправки рассмотрено распространение четырёх лазерных импульсов в среде, состоящей из пятиуровневых атомов лестничного типа. Выведены уравнения распространения в условиях, когда во всем объёме среды формируется собственное состояние гамильтониана взаимодействия, имитирующее трёхуровневую систему. Условия формирования такого состояния на одном атоме, детально рассмотренные в работе [16], требуют равенства нулю всех трёх двухфотонных резонансов, но больших однофотонных расстроек (для наносекундных импульсов однофотонные расстройки должны быть больше 10 ГГц). При распространении в среде это приводит к ограничениям на длину среды, определяемым неравенствами (14). Для атомов щелочных металлов, для которых дипольный момент порядка 10^{-35} , при значениях $\Delta T \sim 10$ это даёт величину $Nx \sim 10^{15}$ (рис.1b) или $Nx \sim 10^{14}$ (рис.1c).

Продемонстрирована возможность полного переноса населённости с первого атомного уровня на пятый. Преимущество предлагаемого в этой работе метода возбуждения ридберговских состояний по сравнению с традиционным методом STIRAP [9] заключается в том, что в течение всего времени взаимодействия населённость промежуточного третьего уровня остаётся равной нулю. Поскольку времена жизни четвёртого и пятого уровней достаточно большие, реальные потери в среде будут обусловлены только релаксационными потерями со второго уровня. Однако при однофотонной расстройке в 10 ГГц эти потери также пренебрежимо малы. Показано, что полное инвертирование системы возможно, когда число атомов в среде не превосходит число фотонов во втором импульсе (см. неравенство (17)).

Проанализирована эффективность переноса населённостей в зависимости от отношения сил осцилляторов на смежных переходах. Показано, что критическая длина среды, на которой прекращается взаимодействие (область перекрытия импульсов обращается в нуль) тем больше, чем меньше отношение сил осцилляторов q_2 / q_3 на втором и третьем переходах. Предлагаемая схема взаимодействия может быть осуществлена в парах щелочных металлов, например, для переходов $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2} \rightarrow 7S_{1/2} \rightarrow 8P_{1/2} \rightarrow 52D_{3/2}$ атома Cs [23].

ЛИТЕРАТУРА

- 1. B.W. Shore. The Theory of Coherent Atomic Excitation. New York, Wiley (1990).
- 2. М.Л. Тер-Микаелян. УФН, 167, 1249 (1997).
- 3. L.V. Hau, S.E. Harris, Z. Dutton, C.H. Behroozi. Nature, 397, 594 (1999).
- 4. L.J. Wang, A. Kuzmich, A. Dogariu. Nature, 406, 277 (2000).
- A.M. Akulshin, A. Cimmino, A.I. Sidorov, P. Hannaford, G.I. Opat. Phys. Rev. A, 67, 011801 (2003).
- A. Kuzmich, A. Dogariu, L.J. Wang, P.W. Milonni, R.Y. Chiao. Phys. Rev. Lett., 86, 3925 (2001).
- 7. M. Fleischhauer, A. Imamoglu, J.P. Marangos. Rev. Mod. Phys, 77, 633 (2005).
- M.O. Scully, M.S. Zubairy. Quantum Optics. Cambridge, Cambridge University Press (1997).
- N.V. Vitanov, A.A. Rangelov, B.W. Shore, K. Bergmann. Rev. Mod. Phys., 89, 015006 (2017).
- 10. P. Kral, I. Thanopulos, M. Shapiro. Rev. Mod. Phys., 79, 53 (2007).
- 11. M. Saffman, T.G. Walker, K. Molmer. Rev. Mod. Phys., 82, 2313 (2010).
- 12. L. Li, Y.O. Dudin, A. Kuzmich. Nature, 498, 466 (2013).
- G. Grigoryan, V. Chaltykyan, E. Gazazyan, O. Tikhova, V. Paturyan. Phys. Rev. A, 91, 023802 (2015).
- C. Carr, M. Tanasittikosol, A. Sargsyan, D. Sarkisyan, C.S. Adams, K.J. Weatherill. Opt. Lett., 37, 3858 (2012).
- 15. **Э.А. Газазян, Г.Г. Григорян, В.О. Чалтыкян.** Изв. НАН Армении, Физика, **50**, 312 (2015).
- 16. Э.А. Газазян, Г.Г. Григорян. ЖЭТФ, 151, 637 (2017).
- 17. Э.А. Газазян, Г.Г. Григорян. Изв. НАН Армении, Физика, 51, 332 (2016).
- G.G. Grigoryan, G.V. Nikoghosyan, T. Halfmann, Y.T. Pashayan-Leroy, C. Leroy, S. Guerin. Phys. Rev. A, 80, 033402 (2009).
- 19. V. Chaltykyan, G. Grigoryan, G. Nikogosyan. Phys. Rev. A, 68, 013819 (2003).
- R. Courant, D. Hilbert. Methods of Mathematical Physics. New York, Wiley-Interscience, 1989.
- 21. D. Grischkowsky, E. Courtens, J.A. Armstrong. Phys. Rev. Lett., 31, 422 (1973).
- 22. G. Grigorian, A. Melikian. Physics Letters A, 114, 455 (1986).
- J.M. Kondo, N. Šibalić, A. Guttridge, C.G. Wade, N.R. De Melo, C.S. Adams, K.J. Weatherill. Opt. Lett., 40, 5570 (2015).

ՌԻԴԲԵՐԳԻԱՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ՉՈՐՍ ՖԱՏՈՆԱՅԻՆ ԱԴԻԱԲԱՏԻԿ ԳՐԳՌՈՒՄԸ Է.Ա. ԳԱԶԱԶՅԱՆ, Գ.Հ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Դ.Ն. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ

Ուսումնասիրվել է չորս լազերային իմպուլսների տարածումը աստիձանաձև հինգ մակարդականի համակարգում՝ կամայական ինտենսիվությունների և օսցիլատորների տարբեր ուժերի դեպքում, երբ միջավայրի ամբողջ ծավալում ձևավորվում է փոխազդեցության համիլտոնիանի սեփական վիձակներից մեկը։ Հաշվի առնելով առաջին ոչ ադիաբատիկ ուղղումը դուրս են բերվել տարածման հավասարումները։ Ստացվել է այդ հավասարումների անալիտիկ լուծումը։ Ստացվել են միջավայրի ամբողջ ծավալում հինգերորդ մակարդակի էֆֆեկտիվ գրգռման պայմանները և փոխազդեցության պարամետրերի վրա սահմանափակումները։

FOUR-PHOTON ADIABATIC EXCITATION OF RYDBERG STATES

E.A. GAZAZYAN, G.G. GRIGORYAN, D.N. KHACHATRYAN

Propagation of four laser pulses in the five-level ladder system for arbitrary intensities and different oscillator strengths was studied, when in the whole volume of the medium one of the eigenstates of the interaction Hamiltonian is forming. The equations of propagation were obtained by taking into account the first none adiabatic correction. The analytical solution for that equations was obtained. Also, we obtained the conditions for effective excitation of the fifth level in the whole volume of medium and the limitations on the interaction parameters. УДК 535.343

СЕЛЕКТИВНОЕ ОТРАЖЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ СВЕРХТОНКИХ СЛОЕВ АТОМАРНЫХ ПАРОВ ЦЕЗИЯ, ЗАКЛЮЧЕННЫХ В НАНОЯЧЕЙКУ

А.Д. САРГСЯН^{*}, А.С. САРКИСЯН, Д.Г. САРКИСЯН

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

*e-mail: sarmeno@mail.ru

(Поступила в редакцию 13 сентября 2018 г.)

Экспериментально исследован эффект ван-дер-ваальсового взаимодействия атомов цезия с сапфировыми окнами наноячейки с использованием процесса селективного отражения. Расстояние между окнами *L* варьировалось в интервале 50–2000 нм и наноячейка была заполнена парами атомов цезия. Измерен коэффициент *C*₃ ван-дер-ваальсового взаимодействия для атомов Cs (переход $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{1/2}$) с сапфировыми окнами наноячейки. Показано, что используя спектр селективного отражения, возможно определение магнитных полей с пространственным разрешением 70 нм и, следовательно, могут быть измерены как однородные, так и сильно градиентные магнитные поля.

1. Введение

При взаимодействии лазерного излучения с атомами рубидия (Rb) и цезия (Cs) реализуется большое число оптических процессов, которые используются в лазерных технологиях, метрологии высокого частотного разрешения, в создании высокочувствительных магнитометров, в задачах квантовой коммуникации и др. [1, 2]. Для их реализации используются спектроскопические ячейки сантиметровой длины, которые содержат пары атомов Rb или Cs. Атомные переходы между нижними и верхними уровнями сверхтонкой структуры в спектрах резонансного поглощения и флуоресценции, как правило, спектрально не разделяются по причине большого доплеровского уширения атомного перехода с шириной в интервале 400–900 МГц в зависимости от щелочного металла [3]. Частотное расстояние между атомными переходами составляет 10–300 МГц, что меньше доплеровской ширины. По этой причине атомные переходы «скрыты» под общим доплеровским профилем [3], в то время как для атомной спектроскопии необходимо точное знание частотного положения атомного перехода и его

амплитуды. Ситуация особенно осложняется при наличии процесса, который приводит к уширению спектра и сдвигу частоты. Таким процессом, в частности, является ван-дер-ваальсовое (VW) взаимодействие атома с поверхностью диэлектрических окон спектроскопической ячейки при расстояниях между ними ~100 нм.

Ранее в ряде работ использовался процесс резонансного селективного отражения (SR) лазерного излучения от тонких атомарных слоев щелочных металлов [4–14]. Лазерное излучение направлялось перпендикулярно к поверхности окна спектроскопической ячейки, а излучение SR распространялось в обратном направлении. Излучение SR формируется столбом паров атомов щелочных металлов с $L \approx \lambda/2\pi$, где λ – длина волны лазера, частота которого резонансна с частотой атомного перехода. В работах [7, 8] использовалось излучение с длиной волны λ = 895 нм, частота которого резонансна D₁ линии Cs. При относительно малой толщине $L \approx$ 140 нм вследствие VW взаимодействия регистрировался небольшой «красный» сдвиг частоты (в несколько МГц) излучения SR. Большой частотный красный сдвиг, достигающий нескольких ГГц, был продемонстрирован в работе [10]. Красный сдвиг частоты был также зарегистрирован в спектрах поглощения и флуоресценции атомов Cs и Rb, содержащихся в наноячейке [15, 16].

При использовании наноячейки с варьируемой толщиной в интервале 50–100 нм, при VW взаимодействии может регистрироваться красный сдвиг частоты атомного перехода, который возрастает от нескольких до 200 МГц. При этом форма огибающей спектра становится сильно ассиметричной с преимущественным уширением низкочастотного крыла огибающей до величины в несколько сотен МГц. Очевидно, что для успешного исследования VW взаимодействия необходимо использование метода, который обеспечивает высокое спектральное разрешение.

В настоящей работе экспериментально исследован эффект VW взаимодействия атомов цезия с сапфировыми окнами наноячейки с использованием процесса SR от наноячейки. В работах, опубликованных в последние годы, было продемонстрировано, что применение производной сигнала SR (DSR) при использовании наноячейки толщиной 400–500 нм позволяет формировать узкие оптические резонансы шириной 30-40 МГц, которые расположены на частотах атомных переходов D₁ и D₂ линий атомов рубидия и цезия. Следовательно, для исследования VW взаимодействия атомов цезия с сапфировыми окнами наноячейки, которое приводит к сильной трансформации спектра атомных переходов, применение метода DSR представляется полностью оправданным.

2. Методика эксперимента

На рис.1 приведена схема экспериментальной установки. Использовалось излучение диодного лазера с внешним резонатором (extended cavity diode laser – ECDL) с $\lambda = 895$ нм и шириной линии ~1 МГц. Частота лазера резонансна с частотой линии D₁ атома цезия. Пары атомов цезия находились в наноячейке (*1*). Для формирования больших магнитных полей (это было необходимо в ряде случаев) использовался откалиброванный с помощью магнитометра Teslameter HT201 сильный постоянный магнит (P.M.) (из сплава неодим–железо–бор), который помещался вблизи выходного окна наноячейки. Варьирование величины магнитного поля осуществлялось изменением расстояния от P.M. до окна наноячейки. Для формирования частотного репера, часть лазерного излучения направлялась на узел (Ref.), который содержал ячейку, заполненную Cs, длиною *L* = 30 мм, с помощью которого формированся спектр насыщенного поглощения (saturated absorption – SA) [3].



Рис.1. (а) Схема эксперимента, ECDL – непрерывный лазер, $\lambda = 895$ нм, FI – фарадеевский изолятор, I – наноячейка, заполненная Cs, 2 – фотоприемники, Ref. – узел для формирования частотного репера, 3 – цифровой осциллограф, Р.М. – постоянный магнит, вставка в левом верхнем углу – геометрия трех отраженных от наноячейки пучков; пучок SR распространяется в направлении R_2 . (b) Фотография наноячейки с сапфировым отростком (резервуар), заполненная Cs. Овалом показана область с толщиной столба паров атомов цезия в интервале 50–100 нм. Видны интерференционные полосы, которые образуются при отражении света от внутренних поверхностей окон наноячейки.

Специально изготовленная наноячейка имела относительно большую область толщиной в интервале 50–100 нм, что позволило использовать лазерный пучок диаметром 0.8 мм и регистрировать сигнал SR даже при таких малых толщинах. Фотография наноячейки, заполненной парами Cs, приведена на рис.1b. Окна наноячейки изготовлены из хорошо отполированного кристаллического сапфира с размерами $20 \times 30 \text{ мм}^2$ и толщиной 2.3 мм. Для минимизации двулуче-преломления *C*-ось ориентировалась перпендикулярно поверхности окна. Область с толщиной в интервале 50–100 нм отмечена овалом. Тонкий сапфировый отросток-резервуар (небольшая часть которого видна на рис.1b в нижней части), заполнен металлическим цезием. В эксперименте резервуар нагревался в интервале температур 120–180°C (при этом температура на окнах поддерживалась на 20–30 градусов выше, чтобы избежать конденсации паров атомов цезия на окнах), что обеспечивает концентрацию атомов цезия в интервале $N = 2 \times 10^{13} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (дополнительные детали наноячейки приведены в работах [14–16]).

Излучение регистрировалось фотодиодами ФД-24К (2), сигналы с которых усиливались и подавались на цифровой осциллограф Siglent. Для селекции сигнала SR использовался интерференционный фильтр IF ($\lambda = 895$ нм) с шириной пропускания 10 нм. Для формирования пучка диаметром 0.8 мм, равном размеру исследуемой области в наноячейке, использовалась диафрагма.

На вставке рис.1а приведена геометрия трех отраженных от наноячейки пучков, где показан пучок SR – отражение от границы окно наноячейки–пары атомов цезия (пучок SR распространяется в направлении R_2). Для уменьшения



Рис.2. Зависимость отношения мощностей отраженных лучей R_2/R_1 от толщины наноячейки L для длины волны лазерного излучения 895 нм.

спектральной ширины сигнала SR необходимо направлять лазерное излучение близко к нормали к окнам наноячейки. Оба окна наноячейки имеют клиновидность, чтобы отраженные пучки разделялись.

В работе [17] отмечалось, что наноячейка ведет себя как низкодобротный эталон Фабри–Перо и отношение мощностей отраженных лучей R_2/R_1 описывается выражением для эталона Фабри–Перо. На рис.2 приведена кривая зависимости отношения мощностей отраженных лучей R_2/R_1 от толщины наноячейки Lдля длины волны лазерного излучения 895 нм. Мощности отраженных лучей R_2 и R_1 измерены с помощью прибора Thorlabs PM100D (чувствительность несколько нВт.).

3. Экспериментальные результаты

Для проверки метода DSR на первом этапе была проведена регистрация спектра DSR при относительно большой величине толщины $L = \lambda/2 = 370$ нм. При такой величине L из-за относительно большого расстояния атомов Cs от окна наноячейки влияние VW взаимодействия атомов цезия с сапфировыми окнами наноячейки не может проявляться. На рис.3 приведен экспериментальный спектр DSR. Заметим, что осциллограф Siglent позволяет в реальном времени формировать производную сигнала SR, следовательно, формировать сигнал DSR при L = 370 нм. Используется излучение с круговой поляризацией σ^+ (левый круг). Сравнение спектра DSR с нижней реперной кривой (которая показывает несмещенное положение атомных переходов D₁ линии 4-3' и 4-4' с частотным расстоянием между ними 1168 МГц) указывает как на отсутствие уширения спектра DSR, так и на отсутствие частотного смещения атомных переходов. Следовательно, результаты полученные методом DSR правильно описывают взаимодействие атомов с поверхностью окна наноячейки. Для дополнительной проверки метода DSR были проверены результаты, которые были ранее экспериментально и теоретически получены для паров атомов рубидия [9, 13] при относительно больших толщинах наноячейки в интервале от $L = \lambda/2 - 60$ нм до $L = 3\lambda/2 -$ 40 нм ≈ 1300 нм.

Спектры DSR показаны на рис.3b, где толщины для кривых 1-5 составляют: $L = \lambda/2 - 60$ нм, $\lambda/2 + 50$ нм, $3\lambda/4$, 1.25λ и $3\lambda/2 - 40$ нм, соответственно. Как видно, при определенных толщинах, например, $L = \lambda/2 - 60$ нм и $L = \lambda/2 + 50$ нм происходит «переворачивание» спектров, то есть меняется знак производной DSR c (+) на (-), и далее с увеличением толщины L происходит новое изменение знака производной DSR c (-) на (+) и т. д. (имеет место осцилляция знака производной SR, что совпадает с полученным ранее результатом для паров атомов рубидия, заключенных в наноячейку [9, 13].



Рис.3. Спектры сигналов SR и DSR при (а) L = 370 нм и (b) $L = \lambda/2 - 60$ нм (1), $\lambda/2 + 50$ нм (2), $3\lambda/4$ (3), 1.25λ (4) и $3\lambda/2 - 40$ нм (5). Температура резервуара наноячейки 120° С и мощность лазера 0.04 мВт. Кривая SA – показывает несмещенное положение атомных переходов 4–3' и 4–4' D₁ линии.

Далее приведены результаты двух проведенных проверок правильности метода DSR при толщинах L < 100 нм. Поскольку сигналы DSR при $L \ge \lambda/2$ достаточно большие, то температура наноячейки поддерживалась относительно низкой ~120°C, что соответствовало плотности атомов Cs 2 ×10¹³ см⁻³. Однако при толщинах L < 100 нм мощность сигнала SR сильно уменьшалась, поэтому возникала необходимость увеличения температуры (плотности атомов) наноячейки. На рис.4а приведен экспериментальный спектр сигнала SR и DSR при $L = 90 \pm 3$ нм (отношение $R_2/R_1 \approx 1.26$, см. рис.2). Как видно на рис.4а из сравнения кривой DSR с реперной кривой SA, имеет место красное смешение частоты атомных переходов 4–3' и 4–4' на величину (–30) МГц относительно несмещенных положений атомных частот. Также наблюдается сильное уширение спектров DSR, которое отсутствовало при толщинах $L \ge \lambda/2$. Таким образом, при толщине L = 90 нм начинает проявляться влияние VW взаимодействия атомов цезия с сапфировыми окнами наноячейки.

На рис.4b приведены экспериментальный спектр сигнала SR и DSR при толщине $L = 60 \pm 3$ нм (отношение $R_2/R_1 \approx 0.64$, см. рис.2). Как видно из сравнения кривой DSR с реперной кривой SA, имеет место красное смешение частоты атомных переходов 4–3' и 4–4' на величину –90 МГц относительно несмещенных положений атомных частот. Также наблюдается сильное ассиметричное уширение спектров DSR: низкочастотное крыло огибающей спектра простирается на несколько сотен МГц в низкочастотную область спектра, в то время как высокочастотное крыло огибающей спектра, в то время как высокочастотное крыло огибающей спектра простирается на 100–150 МГц в высокочастотную область спектра (объяснение ассиметричного уширения приведено ниже).



Рис.4. Спектры сигналов SR и DSR при (a) $L = 90 \pm 3$ нм и (b) $L = 60 \pm 3$ нм. Кривая SA показывает несмещенное положение атомных переходов 4–3' и 4–4' D₁ линии.

На рис.5а приведены экспериментальный спектр сигнала SR и его производная DSR при $L = 55 \pm 3$ нм (отношение $R_2/R_1 \approx 0.54$, см. рис.2). Как видно из сравнения кривой DSR с реперной кривой SA, имеет место увеличение (по абсолютной величине) красного смещения частоты атомных переходов 4–3' и 4–4' до величины –130 МГц относительно несмещенных положений атомных частот. Также наблюдается ассиметричное уширение спектров DSR: уширение спектра в низкочастотную область существенно превосходит уширение в высокочастотную область.

На рис.5b приведены экспериментальный спектр сигнала SR и его производная DSR при $L = 48 \pm 3$ нм (отношение $R_2/R_1 \approx 0.42$). Как видно из сравнения кривой DSR с реперной кривой SA, имеет место дальнейшее увеличение (по абсолютной величине) красного смещение частоты атомных переходов 4–3' и 4–4'



Рис.5. Спектры сигналов SR и DSR при (а) $L = 55 \pm 3$ нм и (b) $L = 48 \pm 3$ нм для атомных переходов 4–3' и 4–4. Кривая SA показывает несмещенное положение атомных переходов 4–3' и 4–4' D₁ линии.

до величины –170 МГц относительно несмещенных положений атомных частот. Также наблюдается ассиметричное уширение спектров DSR: уширение спектра в низкочастотную область существенно превосходит уширение в высокочастотную область.

4. Обсуждение экспериментальных результатов

Как видно из представленных экспериментальных данных, с уменьшением толщины L происходит увеличение (по абсолютной величине) красного смещение частоты атомных переходов 4–3' и 4–4' относительно несмещенных положений атомных частот. Это является следствием возрастания влияния VW взаимодействия атомов цезия с сапфировыми окнами наноячейки, поскольку уменьшение толщины L обуславливает приближение атомов цезия к окнам наноячейки.

Для оценки сдвига частоты атомного перехода D_1 линии Cs, возникающего вследствие взаимодействия атомов с двумя диэлектрическими окнами наноячейки (w_1 и w_2 – окна расположенные на z = 0 и соответственно z = L), на рис.6а приведена кривая частотного смещения атомного перехода от расстояния z от окна наноячейки, которая выражается как [18]

$$\Delta_{\rm vw} = -\frac{C_3}{z^3} - \frac{C_3}{(L-z)^3},\tag{1}$$

где C_3 – коэффициента VW взаимодействия для атома Cs (переход $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{1/2}$) с сапфировым окном наноячейки. Из выражения (*1*) видно, что для центра наноячейки z = L/2 полный частотный сдвиг, обусловленный влиянием обоих окон наноячейки, составляет

$$\Delta v_{\rm VW} = -16C_3 / L^3.$$
 (2)

Нетрудно видеть из кривой, что спектральная плотность сигнала DSR всегда максимальна для атомов, находящихся в центре наноячейки z = L/2, по следующей причине (предполагается, что распределение атомов Cs в наноячейке равномерное): частотный сдвиг для всех атомов, находящихся на расстоянии $L/2 \pm 5$ нм от окон наноячейки составляет ± 30 МГц (показано маленьким заштрихованным прямоугольником) вокруг значения сдвига частоты, достигаемого при z = L/2 (для случая, когда толщина наноячейки L = 50 нм), в то время как частотный сдвиг для атомов, находящихся на расстоянии $L/4 \pm 5$ нм (показано большим заштрихованным прямоугольником) от окон наноячейки, составляет величину ~5000 МГц (вблизи значения сдвига частоты, достигаемого при z = L/4). Поэтому максимальная спектральная плотность сигнала DSR достигается для атомов, находящихся вблизи центра наноячейки z = L/2, где частотный сдвиг по модулю минимален. Используя величину частотного смещения пика сигнала DSR (рис.4 и 5) и формулу (2), для коэффициента C_3 VW взаимодействия для атома Cs (переход $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{1/2}$) с сапфировым окном наноячейки получаем $C_3 = (1.3 \pm 0.2)$ кГц мкм³, что неплохо согласуется с этой же величиной из работ [14–16].

zxHa puc.6b схематически показан атом в виде диполя и его зеркальное отображение в диэлектрике (окна наноячейки), то есть атом-диполь индуцирует в диэлектрике (сапфировое окно) свое зеркальное отображение. Следовательно, атом находится в электрическом поле индуцированного им диполя. Это электрическое поле влияет на атомный переход, вызывая его частотный сдвиг и спектральное уширение.



Рис.6. (а) Построенная по формуле (1) кривая показывает частотные смещения атомного перехода от расстояния z от окон w_1 и w_2 наноячейки. (b) Схематическое изображение атома (в виде диполя) и его зеркальное отображение в диэлектрике (окна наноячейки).

Здесь важно отметить следующее. В работе [18] было показано, что при толщинах наноячейки L > 200 нм с увеличением температуры резервуара наноячейки (то есть с увеличением плотности атомов Rb) на D_{1,2} линиях из-за взаимодействия атомов Rb–Rb происходит сильное уширение спектра, однако сдвиг частоты атомных переходов отсутствует. Ситуация существенно иная при толщинах $L \le 100$ нм: при увеличении плотности атомов Rb происходит дополнительный частотный красный сдвиг. В этом случае величина $N_{\rm Rb} k^{-3} \ge 1$ (где k – волновое число), что означает сильное диполь-дипольное взаимодействие атомов Rb. Это подтверждают и результаты по регистрируемому красному смещению в спектре DSR при толщинах 50–90 нм для атомов D₁ линии Cs: с увеличением температуры из-за взаимодействия атомов Cs–Cs происходит дополнительное красное смещение, что приводит к неточности определения коэффициента C_3 .

Для минимизации влияния взаимодействия Cs–Cs необходимо проводить измерения «красного» частотного смещения пика сигнала SR при возможно малых плотностях, когда начинает выполняться условие $N_{\rm Rb} k^{-3} <<1$. Последнее выполняется при температуре резервуара наноячейки $\leq 120^{\circ}$ C ($N = 3 \times 10^{13}$ см⁻³). Уменьшение температуры при исследуемых толщинах 50–90 нм обуславливает нежелательное сильное ухудшение отношения сигнала DSR. При температуре ~120°C происходит 10–15% уменьшение величины красного смещения. Поправка, которая при этом возникает для коэффициента C_3 , меньше приведенной в работе погрешности (~30%).



Рис.7. (а) Спектры SR и DSR для переходов $F_g=3 \rightarrow F_e = 4$ (1–7 в кружках), которые формируются при приложении продольного магнитного поля 2300 Гс и толщине наноячейки $L=70 \pm 3$ нм. (b) Диаграмма уровней и переходы $F_g=3 \rightarrow F_e=4$ (1–7 в кружках) для атомов ¹³³Cs, D₁ линии (верхние уровни отмечены штрихами).

В качестве практического применения результатов по использованию метода DSR в парах атомов Cs приведем рис.7. На рис.7а показан спектр SR, который формируется при приложении к наноячейке продольного магнитного поля 2300 Гс и толщине наноячейки $L = 70 \pm 3$ нм и спектр DSR, на котором регистрируются семь атомных переходов (1-7 в кружках). Нумерация этих атомных переходов $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ (верхний атомный уровень отмечен как 4') при возбуждении излучением с круговой поляризацией σ^+ показана на рис.7b, правила отбора для переходов $m_{F'} - m_F = +1$.



Рис.8. (а) Зависимость сдвига частоты переходов $I-\delta$ (в кружках) от величины магнитного поля, в качестве отсчета может быть выбрана частоты перехода 4–4' (переход номер 8 в кружке) при нулевом магнитном поле (b) диаграмма атомных переходов $I-\delta$ в кружках в режиме Пашена–Бака для атомов цезия D₁ линии при возбуждении излучением с круговой поляризацией σ^+ .

Несмотря на то, что атомные переходы сильно уширены из-за влияния VW взаимодействия, однако пики, которые показывают положения смещенных на несколько ГГц относительно начального положения при B = 0 атомных переходов, хорошо выражены.

Измерение магнитного поля В может быть реализовано по величине сдвига частоты перехода под номером *1* относительно реперной частоты перехода 4-4' (номер 8) при нулевом магнитном поле. Зависимость слвига частоты от величины В приведена на рис.8а. В этом случае необходимо также учитывать дополнительный частотный сдвиг -70 МГц из-за влияние эффекта VW взаимодействия. Заметим, что на рис.7а в спектре присутствуют только переходы 1-7. Переход под номером 8 по частоте приближается к этой группе при больших магнитных полях $B > 4\kappa\Gamma c$. Важно отметить, что, если в слабых магнитных полях расщепление атомных уровней описывается полным моментом атома $\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I}$ и его проекцией m_F , где **J** – полный угловой момента электрона, а **I** – магнитный момент ядра (для атома ¹³³Cs I = 7/2), то при полях $B >> B_0 = A_{hfs}/\mu_B \approx 1.7$ кГс, где $A_{\rm hfs}$ – коэффициент связи сверхтонкой структуры для $6S_{1/2}$ и $\mu_{\rm B}$ – магнетон Бора [19], начинается разрыв связи между J и I и расщепление атомных уровней описыватся проекциями m_J и m_I [20–25]. Это приводит к тому, что число регистрируемых атомных переходов при возбуждении излучением с круговой поляризацией σ^+ сокращается до фиксированного числа восемь. Такое поведение переходов в сильных магнитных полях называется также режимом Пашена-Бака для сверхтонкой структуры [20–25]. На рис.8b приведена диаграмма атомных переходов в режиме Пашена-Бака для D₁ линии атомов цезия. Правила отбора для переходов между нижними и верхними уровнями при возбуждении излучением с круговой поляризацией σ^+ следующие: $\Delta m_I = +1$, $\Delta m_I = 0$. При полях $B >> B_0$ регистрируется группа 1-8, при этом амплитуды (вероятности) атомных переходов выравниваются, а частотные интервалы между ними становятся одинаковыми, то есть переходы по частоте располагаются практически эквидистантно.

Таким образом, используя спектр DSR и кривую приведенную на рис.8а возможно определение величины магнитных полей с пространственным разрешением в 70 нм. Следовательно, могут быть измерены как однородные, так и сильно неоднородные (градиентные) магнитные поля.

5. Заключение

Экспериментально исследован эффект VW взаимодействия атомов цезия с сапфировыми окнами наноячейки с использованием процесса селективного отражения от наноячейки, которая заполнена парами атомов цезия. Расстояние между окнами наноячейки (толщина L) варьировалась в интервале 50–2000 нм. Зарегистрирован частотный красный сдвиг атомных переходов $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3$ и

 $F_g = 4 \rightarrow F_e = 4$, который возрастал (по модулю) при уменьшении толщины *L* от 90 до 50 нм. При уменьшении толщины *L* также наблюдается увеличение асимметрии уширения огибающей DSR. В этом случае уширение спектра огибающей в низкочастотную область существенно превосходит уширение в высокочастотную область. Используя величину частотного смещения пика сигнала DSR и формулу (2), для коэффициента C_3 VW взаимодействия атома цезия (переход $6S_{1/2} \rightarrow$ $6P_{1/2}$) с сапфировым окном наноячейки получили $C_3 = (1.3 \pm 0.2)$ кГц мкм³, что неплохо согласуется с ранее измеренной величиной. Показано, что используя спектр селективного отражения SR в сильных магнитных полях и при наличии кривой частотного смещения атомного перехода от частотного репера, возможно определение магнитных полей с пространственным разрешением 70 нм. Следовательно, могут быть измерены как однородные, так и сильно неоднородные магнитные поля.

Авторы благодарят Армянский национальный фонд науки и образования (грант ANSEF Opt 4732) за финансовую поддержку. Исследование выполнено в рамках ГКН МОН Армении, проект № SCS 18T-1C018.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. D. Budker, W. Gawlik, D. Kimball, S.R. Rochester, V.V. Yaschuk, A. Weis. Rev. Mod. Phys. 74, 1153 (2002).
- 2. M. Auzinsh, D. Budker, S.M. Rochester. Optically Polarized Atoms: Understanding Light Atom Interactions. Oxford University Press, 2010.
- 3. W. Demtröder. Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation. Springer-Verlag, 2004.
- 4. T.A. Vartanyan, D.L. Lin. Phys. Rev. A, 51, 1959 (1995).
- 5. B. Zambon, G. Nienhuis. Opt. Commun., 143, 308 (1997).
- 6. H. Failache, S. Saltiel, M. Fichet, D. Bloch, M. Ducloy. Phys. Rev. Lett., 83, 5467 (1999).
- 7. G. Dutier, S. Saltiel, D. Bloch, M. Ducloy. JOSA B, 20, 793(2003).
- 8. D. Bloch, M. Ducloy. Adv. At. Mol. Opt. Phys., 50, 91(2005).
- 9. А. Саргсян, Э. Клингер, Е. Пашаян-Леруа, К. Леруа, А. Папоян, Д. Саркисян. Письма в ЖЭТФ, 104, 222 (2016).
- M. Fichet, G. Dutier, A. Yarovitsky, P. Todorov, I. Hamdi, I. Maurin, S. Saltiel, D. Sarkisyan, M.-P. Gorza, D., Bloch. Europhys. Lett., 77, 54001 (2007).
- 11. M. Fichet, G. Dutier, A. Yarovitsky, P. Todorov, I. Hamdi, I. Maurin, S. Saltiel, D. Sarkisyan, M.- P. Gorza, D. Bloch, Europhys. Lett., 77, 54001 (2007).
- A. Sargsyan, E. Klinger, G. Hakhumyan, A. Tonoyan, A. Papoyan, C. Leroy, D. Sarkisyan. JOSA B, 34, 776 (2017).
- 13. Э. Клингер, А. Саргсян, К. Леруа, Д. Саркисян. ЖЭТФ, 152, 641 (2017).
- A. Sargsyan, A. Papoyan, I.G. Hughes, Ch. S. Adams, D. Sarkisyan. Optics Letters, 42, 1476 (2017).
- 15. K.A. Whittaker, J. Keaveney, I.G. Hughes, A. Sargsyan, D. Sarkisyan, C.S. Adams.

Phys. Rev. Lett., 112, 253201 (2014).

- 16. K.A. Whittaker, J. Keaveney, I.G. Hughes, A. Sargsyan, D. Sarkisyan, C.S. Adams. Phys. Rev. A, 92, 052706 (2015).
- 17. А. Саргсян, А. Амирян, С. Карталева, Д. Саркисян. ЖЭТФ 152, 54 (2017).
- 18. J. Keaveney. Collective Atom Light Interactions in Dense Atomic Vapours. Springer, 2014.
- M.A. Zentile, J. Keaveney, L. Weller, D. J.Whiting, C.S. Adams, I.G. Hughes. Comput. Phys. Commun., 189, 162 (2015).
- 20. B.A. Olsen, B. Patton, Y.Y. Jau, W. Happer. Phys. Rev. A, 84, 063410 (2011).
- L. Weller, K.S. Kleinbach, M.A. Zentile, S. Knappe, C.S. Adams, I.G. Hughes. J. Phys. B, 45, 215005 (2012).
- 22. А.Д. Саргсян, Г.Т. Ахумян, А.О. Амирян, К. Леруа, А.С. Саркисян, Д.Г. Саркисян. Известия НАН Арм., Физика, 50, 428 (2015).
- 23. А. Саргсян, Б. Глушко, Д. Саркисян, ЖЭТФ 147, 668 (2015).
- A. Sargsyan, A. Tonoyan, G. Hakhumyan, C. Leroy, Y. Pashayan-Leroy, D. Sarkisyan. Opt. Comm. 334, 208 (2015).
- 25. A. Sargsyan, E. Klinger, A. Tonoyan, C. Leroy, D. Sarkisyan. J. Phys. B, 51, 145001 (2018).

SELECTIVE REFLECTION OF LASER RADIATION FROM ULTRATHIN LAYERS OF CESIUM ATOMIC VAPORS CONFINED IN A NANOCELL

A.D. SARGSYAN, A.S. SARKISYAN, D.H. SARKISYAN

The effect of van der Waals interaction of cesium atoms with sapphire windows of a nanocell was experimentally studied using the selective reflection process. The distance between the windows (thickness *L*) varied in the range 50–2000 nm and the nanocell was filled with vapors of cesium atoms. The C₃ coefficient of van der Waals interaction for Cs atoms and $(6S_{1/2} \rightarrow 6P_{1/2} \text{ transition})$ the sapphire window of the nanocell is measured. It is shown that using a selective reflection spectrum it is possible to determine magnetic fields with a spatial resolution of 70 nm and, consequently, both homogeneous and highly gradient magnetic fields can be measured.

УДК 539.184.28

КОНЦЕПЦИЯ ОПТИЧЕСКОГО МАГНИТОМЕТРА НА ОСНОВЕ СПЕКТРОСКОПИИ ПАРОВ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ, ЗАКЛЮЧЕННЫХ В ЯЧЕЙКАХ НАНОМЕТРИЧЕСКОЙ ТОЛЩИНЫ

Э. КЛИНГЕР^{1,2}

¹Institute for Physical Research, NAS of Armenia, Ashtarak, Armenia ²Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne – UMR CNRS 6303, Université Bourgogne Franche-Comté, France

e-mail: emmanuel.klinger@u-bourgogne.fr

(Поступила в редакцию 25 октября 2018 г.)

Представлена концепция оптического скалярного магнитометра, основанного на спектроскопии горячих паров щелочных металлов, заключенных в ячейках нанометрической толщины. Представлена соответствующая теоретическая модель, описывающая взаимодействие линейно- и циркулярно-поляризованного света с атомарными парами щелочных металлов в сверхтонких ячейках при приложении продольного магнитного поля. Модель может быть использована для проведения последовательного фитирования экспериментальных спектров, зарегистрированных методом производной селективного отражения, с целью измерения величины магнитного поля. Модель проиллюстрирована различными расчетными спектрами для паров природного Rb, но может быть использована также для других атомов щелочных металлов (Na, K и Cs). Проанализирована реализуемость концепции для разных случаев в зависимости от поляризации света и толщины ячейки, обсуждены возможные ограничения использования метода.

1. Введение

В последние десятилетия атомная спектроскопия завоевала признание в качестве одного из лучших инструментов для проведения высокоточных измерений [1] в связи с появлением все большего количества сенсоров, основанных на атомах. Одним из преимуществ использования атомарных паров для метрологических применений является отсутствие необходимости криогенного охлаждения, что открывает возможности для миниатюризации и интеграции [2]. Более того, другим преимуществом атомарных паров щелочных металлов является то, что формализм уравнений Дирака непосредственно применим к настоящему исследованию, обеспечивая хорошее согласие теории с экспериментом. Важным приложением атомной спектроскопии является оптическая магнитометрия, имеющая широкий спектр применений – от проверки фундаментальных симметрий в природе до детектированиия магнитных полей сердца и мозга [3].

Многолетние экспериментальные и теоретические исследования по спектроскопии паров щелочных металлов продемонстрировали возможность предсказания с больший точностью динамики изменения частотных сдвигов и амплитуд атомных переходов при приложении продольного магнитного поля [4]. В недавних работах было показано, что оптические наноячейки (НЯ) с зазором между окнами в 40–1000 нм являются очень удобным инструментом для проведения субдоплеровской спектроскопии [5], обуславливая преимущество их использования для исследования отдельных близко расположенных атомных переходов [6]. Было показано, что производная сигнала селективного отражения (пСО) от НЯ позволяет сузить ширину переходов вплоть до ~40 МГц, при этом не требуя высокой мощности лазерного излучения ($P_{las} \sim 100$ мкВт) и технической сложности реализации, в отличие от широко используемой техники спектроскопии насыщенного поглощения [7, 8].

В настоящей работе мы представляем концепцию оптического магнитометра, основанного на фитировании экспериментально измеренных спектров пСО от наноячеек. Последовательное фитирование экспериментальных данных может быть выполнено с использованием теоретической модели, детально представленной в Разделе 2, описывающей полную эволюцию взаимодействия атомарных паров со статическим магнитным полем, начиная от режима эффекта Зеемана до режима Пашена–Бака для сверхтонкой структуры (ПБС). В разделе 3 представлена динамика модификации спектров атомарных паров щелочных металлов в зависимости от величины магнитного поля и толщины ячейки при разных поляризациях света. Конкретные исследования проведены для случая природного Rb, тот же подход может быть применен также для других атомов щелочных металлов (Na, K и Cs). Проанализированы операционные характеристики магнитометра и обсуждены ограничивающие факторы.

2. Теоретическая модель

Целью расчетов спектров атомов щелочных металлов, заключенных в НЯ и взаимодействующих со статическим магнитным полем, является нахождение частот и амплитуд отдельных линий, а также их профиля с учетом специфических свойств НЯ. Для этого, наряду с решением системы уравнений Максвелла– Блоха для взаимодействия лазерного излучения с атомами, заключенными в ячейку рассчитывается взаимодействие атомов с магнитным полем. Ниже подробно представлена теоретическая модель, использованная для проведения расчетов спектров селективного отражения и пСО, которые проведены с использованием данных из работ [9, 10].

2.1. Взаимодействие атомов со статическим магнитным полем

При помещении атомов в магнитное поле снимается энергетическое вырождение уровней их сверхтонкой структуры, приводя к смещению частот отдельных переходов; кроме того, возможно также перемешивание волновых функций уровней. Существуют простые формулы, описывающие взаимодействие в слабых (режим Зеемана) и сильных (режим ПБС) магнитных полях, они неприменимы для точного описания сдвигов частот и изменения амплитуд атомных переходов в умеренных магнитных полях. Для должного описания этого режима взаимодействия, как показано в работе [4], необходимо рассмотреть гамильтониан

$$H_{\rm m} = H_{\rm hfs} - \frac{\mu_{\rm B}}{\hbar} \left(g_S S_z + g_L L_z + g_I I_z \right) B_z , \qquad (1)$$

где $H_{\rm hfs}$ – невозмущенный атомный гамильтониан, $\mu_{\rm B}$ – магнетон Бора ($\mu_{\rm B} = q\hbar/(2m_e) = -9.27400915 \times 10^{-24} \, \text{ДжTn}^{-1}$) [11], L_z , S_z , I_z – орбитальное, спиновое и ядерное квантовые числа с соответствующими Ланде-факторами $g_L \approx 1$, $g_S \approx 2.002319$, $g_I \approx -0.000399$ и в качестве оси квантования выбрана ось z, вдоль которой приложено магнитное поле. В базисе невозмущенных атомных состояний ($|n, L, J, F, m_F \rangle \equiv |F, m_F \rangle$) диагональные элементы $H_{\rm m}$ имеют вид

$$\left\langle F, m_F \left| H_{\rm m} \right| F, m \right\rangle_F = E_{\rm hfs} \left(F \right) - \mu_{\rm B} g_F m_F B_z \,, \tag{2}$$

где $E_{\rm hfs}(F)$ – энергия подуровня $|F, m_F\rangle$, а g_F – соответствующий Ланде-фактор. Недиагональные элементы могут быть ненулевыми только между подуровнями, удовлетворяющими условиям $\Delta F = \pm 1$ и $\Delta m_F = 0$:

$$\langle F, m_F | H_m | F - 1, m_F \rangle = -\frac{\mu_B}{2} (g_J - g_I) \times B_z \left(\frac{\left[(J + I + 1)^2 - F^2 \right] \left[F^2 - (J - I)^2 \right]}{F} \right)^{1/2} \left(\frac{F^2 - m_F^2}{F(2F + 1)(2F - 1)} \right)^{1/2},$$
(3)

где g_J – Ланде-фактор, связанный с квантовым числом *J*.

Для нахождения энергий уровней, модифицированных присутствием магнитного поля, требуется диагонализация гамильтониана, в результате уровни энергии будут даны собственными значениями. После диагонализации гамильтониана новые векторы состояний могут быть выражены в виде линейной комбинации векторов начальных состояний:

$$\left|\phi\left(F_{g}, m_{F_{g}}\right)\right\rangle = \sum_{F_{g}'} c_{F_{g}F_{g}'} \left|F_{g}', m_{F_{g}}\right\rangle, \tag{4a}$$

$$\left| \varphi \left(F_{e}, m_{F_{e}} \right) \right\rangle = \sum_{F_{e}^{\prime}} c_{F_{e}F_{e}^{\prime}} \left| F_{e}^{\prime}, m_{F_{e}} \right\rangle.$$

$$(46)$$

В этом соотношении $c_{F_gF'_g}$ и $c_{F_eF'_e}$ – коэффициенты перемешивания для основного и возбужденного состояний, соответственно, которые зависят от величины магнитного поля. Кроме частот переходов, задаваемых разностью уровней энергии, нас интересуют также их амплитуды. Атомные переходы имеют место, когда атомные дипольные моменты взаимодействуют с пробным электрическим полем. В обозначениях стандартных компонент, электрический дипольный момент выражается как $\mathbf{d} \cdot \mathbf{e} = \sum_q d_q e_q$, где $q = 0, \pm 1$ представляет поляризацию пробного поля. В приближении возмущения вероятность перехода пропорциональна квадрату дипольного момента, а каждая компонента дипольного момента пропорциональна скорости спонтанного испускания:

$$\left|\left\langle e\left|d_{q}\right|g\right\rangle\right|^{2} = \frac{3\varepsilon_{0}\hbar\lambda_{eg}^{3}}{8\pi^{2}}A_{eg},\qquad(5a)$$

$$A_{eg} = \Gamma_e a^2 \Big[\varphi \Big(F_e, m_{F_e} \Big); \varphi \Big(F_g, m_{F_g} \Big); q \Big].$$
(56)

Здесь Γ_e – скорость спонтанного распада возбужденного состояния, а коэффициенты передачи, модифицированные магнитным полем, даются как

$$a\Big[\phi(F_{e}, m_{F_{e}}); \phi(F_{g}, m_{F_{g}}); q\Big] = \sum_{F_{e}', F_{g}'} c_{F_{e}F_{e}'} a\big(F_{e}', m_{e}; F_{g}', m_{g}; q\big) c_{F_{g}F_{g}'},$$
(6)

где

$$a(F'_{e}, m_{e}; F'_{g}, m_{g}; q) = (-1)^{1+I+J_{e}+F_{e}+F_{g}-m_{e}} \times \sqrt{2J_{e}+1}\sqrt{2F_{e}+1}\sqrt{2F_{g}+1} \begin{pmatrix} F_{e} & 1 & F_{g} \\ -m_{e} & q & m_{g} \end{pmatrix} \begin{cases} F_{e} & 1 & F_{g} \\ J_{g} & I & J_{e} \end{cases}.$$
(7)

В этом соотношении обычные и фигурные скобки обозначают 3-*j* и 6-*j* коэффициенты, соответственно.

2.2. Форма линии

В работах [12, 13] было показано, что в общем отклике атомов, заключенных между двумя диэлектрическими окнами с зазором *l* порядка длины электромагнитной волны, распространяющейся в ячейке, перемешаны абсорбционная и дисперсионная составляющие. Выведем выражение для сигнала, отраженного от такой ячейки, заполненной атомами щелочного металла. Рассмотрим падающее электрическое поле

$$\mathbf{E}_{\rm in}(z,t) = \frac{1}{2} E_{\rm in} \exp\left[-i\left(\omega t - kn_{\rm w}z\right)\right] + {\rm c.~c.},\tag{8}$$

распространяющееся вдоль оси z с частотой $\omega = kc / n_w$ и направленное перпендикулярно к окнам ячейки. Это поле частично отражается и частично преломляется на границах, порождая поля $\mathbf{E}_r(z,t)$ и $\mathbf{E}_t(z,t)$, которые могут быть представлены в той же форме (8). Поле $\mathbf{E}_0(z,t)$, распространяющееся внутри ячейки, взаимодействуя с атомами, может поляризовать среду, вызывая наведенную поляризацию $\mathbf{P}_0(z,t)$. Вследствие малой толщины ячейки атомный отклик может проявлять неоднородность вдоль оси z из-за возможных переходных (движение атомов) или нелинейных (накачка, насыщение) эффектов, поэтому мы не делаем никаких конкретных предположений относительно формы $\mathbf{E}_0(z,t)$ и $\mathbf{P}_0(z,t)$:

$$\mathbf{E}_{0}(z,t) = \frac{1}{2} E_{0}(z) \exp\left[-i(\omega t - kz)\right] + c. c.,$$
(9a)

$$\mathbf{P}_{0}(z,t) = \frac{1}{2} P_{0}(z) \exp\left[-i(\omega t - kz)\right] + \text{c. c.}$$
(96)

Схематическое представление задачи приведено на рис.1а. Необходимо найти амплитуду E_r отраженного поля. С этой целью можно использовать свойство непрерывности электрического поля на границах ячейки z=0 и z=l для нахождения соотношения между $\mathbf{E}_0(z,t)$, $\mathbf{E}_r(z,t)$ и $\mathbf{E}_t(z,t)$ [13]. В случае непрерывного (стационарного) возбуждения, поле $\mathbf{E}_0(z,t)$ подчиняется максвелловскому уравнению распространения

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} E_0(z) + 2ik \frac{\partial}{\partial z} E_0(z) = -\frac{k^2}{\varepsilon_0} P_0(z).$$
(10)

Используя условия непрерывности для электрических полей и их производных на границах, получаем

$$\begin{cases} E_{\rm r} + E_{\rm in} = E_0(0) \\ in_{\rm w} k \left(E_{\rm in} - E_{\rm r}\right) = ikE_0(0) + \frac{\partial E_0(0)}{\partial z}, & \text{при } z = 0, \end{cases}$$
(11a)
$$\begin{cases} E_{\rm t} = E_0(l) \\ ikE_0(l) + \frac{\partial E_0(l)}{\partial z} = ikn_{\rm w}E_{\rm t}, \end{cases}$$
(116)



Рис.1. (а) Схематическое представление НЯ: пары щелочного металла заключены между двумя плоско-параллельными пластинами, расположенными на расстоянии l друг от друга. Размер столба паров – нанометрический вдоль оси z и сантиметровый в поперечных направлениях. Пучок лазерного излучения с амплитудой электрического поля E_{in} распространяется вдоль оси z. При прохождении падающего пучка через ячейку образуются отраженный и прошедший пучки с амолитудами E_r и E_t . (b) Диаграмма j-й двухуровневой системы, частично описывающая взаимодействие. Поле в ячейке $E_0(z)$, отстроенное от резонанса на величину $\Delta \pm kv$, возбуждает пары с частотой Раби Ω . Возбужденное состояние $|e\rangle$ распадается на основное состояние $|g\rangle$ со скоростью γ .

Интегрируя уравнение (10) с подставлением (11а) и (11б), получаем отраженное поле

$$E_{\rm r} = E_{\rm r}' + E_{\rm r}'' = \frac{r_{\rm w} \left[1 - r_{\rm w} e^{2ikl}\right] E_{\rm in}}{Q} + \frac{t_{\rm w} \left[I_b - r_{\rm w} I_f e^{2ikl}\right]}{Q}, \qquad (12)$$

где $Q = 1 - r_w^2 e^{2ikl}$ – добротность ячейки, E'_r – отраженное поле в случае пустой ячейки (решение для пустого резонатора Фабри–Перо), E''_r – резонансный вклад, $r_w = (n_w - 1) / (n_w + 1)$ и $t_w = 2 / (n_w + 1)$ – коэффициенты отражения и пропускания (поля), соответственно. В уравнение (12) входят интегралы поляризации, наведенной в прямом и обратном направлениях:

$$I_f = \frac{ik}{2\varepsilon_0} \int_0^l P_0(z) dz, \qquad (13a)$$

$$I_b = \frac{ik}{2\varepsilon_0} \int_0^l P_0(z) e^{2ikz} dz.$$
(136)

Так как нас интересует интенсивность отраженного сигнала, необходимо вычислить $I_r = 0.5\varepsilon_0 c E_r E_r^* \propto |E_r'|^2 + |E_r''|^2 + 2\Re(E_r'E_r'')$. Рассматривая только резонансный вклад $S_r = |E_r|^2 - |E_r'|^2$, находим

$$S_{\rm r} \approx 2E_{\rm in} \frac{t_{\rm w}}{|Q|^2} \Re \left\{ r_{\rm w} \left[1 - e^{-2ikl} \right] I_{\rm SR} \right\},\tag{14}$$

где $I_{\rm SR} = I_{\rm b} - r_{\rm w} I_f e^{2ikl}$ — отражение от тонкой ячейки. В случае разреженной среды, членом $|E_r''|^2$ можно пренебречь, так как $|E_r''|^2 \ll 2\Re(E_r'E_r'')$.

Далее найдем выражение для наведенной поляризации $P_0(z)$. В случае слабой мощности лазерного излучения атомные пары могут рассматриваться как ансамбль двухуровневых систем, и поляризация может быть выражена суммой вкладов каждого атомного перехода в пределах области сканирования лазерной частоты ω , усредненных по максвелловскому распределению скорости $W(v) = \frac{1}{u\sqrt{\pi}} \exp\left[-\frac{v^2}{u^2}\right], u = \sqrt{\frac{2k_{\rm B}T}{M}}$:

$$P_0(z,\omega) = \tilde{N} \sum_j \mu_{eg}^j \int_{-\infty}^{+\infty} W(v) \rho_{eg}^j(z,v,\omega) dv.$$
(15)

Здесь $\tilde{N} \equiv \tilde{N}(l) = l \times \pi r^2 \times N$, где r – радиус лазерного пучка и N – плотность атомов, зависящая от температуры ячейки через давление паров, ρ_{eg}^{j} – когерентности (трансформированной) матрицы плотности ρ , которые должны удовлетворять уравнению движения Лиувилля

$$\frac{d}{dt}\rho = -\frac{i}{\hbar} \Big[H^{j}, \rho \Big] - \frac{1}{2} \big\{ \Gamma, \rho \big\} + \Lambda \rho \,. \tag{16}$$

В этом уравнении $H^{j} = \hbar \omega_{eg}^{j} |e\rangle \langle e| - i\Omega_{j} |e\rangle \langle g| + i\Omega_{j} |g\rangle \langle e|$ – гамильтониан системы (после приближения вращающейся волны), Г – матрица релаксации (однородное уширение), а Λ – матрица репопуляции. Диаграмма одной из двухуровневых систем представлена на рис.1b. Разлагая уравнение (16) с использованием соотношения $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial z}$ и предполагая ненасыщающее поле $(\Omega \ll \gamma)$, получаем для стационарного режима [12]

$$v\frac{\partial}{\partial z}\rho_{eg}^{j} = i\Omega_{j} - (\gamma - i\Delta_{j} \pm ikv)\rho_{eg}^{j}, \qquad (17)$$

где знак плюс (минус) соответствует атомам, имеющим положительные (отрицательные) скорости вдоль оси *z*, $\Omega_j = \mu_{eg}^j t_w E_{in} / 2Q$ – частота Раби, а $\Delta_j = \omega - \omega_{eg}^j$ – расстройка лазерной частоты от частоты перехода. Уравнение (17) может быть решено аналитически с начальными условиями $\rho(z=0) = 0$, $\rho(z=l) = 0$ (полное девозбуждение атома вследствие столкновения со стенками). В приближении оптически-тонкой среды и в линейном режиме взаимодействия [13] отражение от тонкой ячейки может быть переписано в виде функции отраженного и прошедшего сигналов:

$$I_{\rm SR} = \left[1 + r_{\rm w}^2 \exp(2ikl)\right] I_{\rm SR}^{\rm lin} - 2\left[r_{\rm w}\exp(2ikl)\right] I_{\rm T}^{\rm lin}.$$
 (18)

Решая (17) и используя (15), окончательно получаем:

$$I_{\rm SR}^{\rm lin} = \tilde{N} \sum_{j} A_{j} \int_{-\infty}^{+\infty} W(v) h_{\pm}(\Delta_{j}, v, l) dv, \qquad (19a)$$

$$I_{\rm T}^{\rm lin} = \tilde{N} \sum_{j} A_{j} \int_{-\infty}^{+\infty} W(v) g(\Delta_{j}, v, l) dv, \qquad (196)$$

где $A_j = \left| \mu_{eg}^j \right|^2 t_w E_{in} / 4\hbar \varepsilon_0 Q$,

$$h_{\pm}(\Delta_{j}, v, l) = \frac{1}{2i} \left[\frac{1}{\Lambda_{\mp}} - \frac{\exp(2ikl)}{\Lambda_{\pm}} \right] - \frac{k|v|}{\Lambda_{\pm}\Lambda_{-}} \exp\left(-\frac{\Lambda_{\mp}}{|v|}l\right), \quad (20a)$$

$$g(\Delta_{j}, v, l) = -\frac{k}{\Lambda_{+}} \left[l - \frac{|v|}{\Lambda_{+}} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{\Lambda_{+}}{|v|}l\right) \right\} \right]$$
(206)

и $\Lambda_{\pm} = \gamma - i\Delta_j \pm ikv$. Спектр СО может быть получен численно посредством последовательного вычисления уравнений (19), (18) и (14) с использованием результатов, полученных выше для $\omega_{eg} = (E_e - E_g) / \hbar$ и $\mu_{eg} = \langle e | d_q | g \rangle$. Наконец, спектр пСО получается простым численным дифференцированием СО по ω : $dS_r(\omega) = \frac{\partial}{\partial \omega} S_r$.

3. Концепция и обсуждение

В этом разделе мы представляем теоретические результаты по зависимости формы линии пСО при разных толщинах ячейки, а также по эволюции спектров щелочных металлов при приложении продольного магнитного поля. Эти исследования лежат в основе рассмотрения возможности использования НЯ для измерения магнитного поля и определения ограничений применимости.

3.1. Зависимость формы линии от толщины ячейки

На рис.2 показана эволюция формы спектральной линии пСО при увеличении толщины ячейки от $l = \lambda/4$ до $l = 1.29\lambda$ и с шагом изменения 0.065 λ (780 нм для D₂-линии Rb). В приведенных зависимостях для удобства опущено



Рис.2. Эволюция спектрального профиля сигнала пСО с увеличением толщины ячейки для (а) $0.25\lambda \le l \le 0.77\lambda$ (кривые l-8) и (b) $0.83\lambda \le l \le 1.29\lambda$ (кривые 9-16). Шаг расчета 0.065λ и $\gamma = 2\pi \times 25$ МГц.

возрастание интенсивности сигнала с увеличением толщины из-за линейного роста числа атомов, участвующих в формировании сигнала. Сравнивая кривые 4, 5 и 6 на рис.2а, с кривыми 12, 13 и 14 на рис.2b, можно увидеть, что форма линии испытывает периодические изменения с периодом $\lambda/2$. При $l = n\lambda/2$, где n целое, исчезает гомодинное биение S_r отраженного сигнала, что является демонстрацией интерференционного поведения, характерного для эффекта Фабри– Перо. Соответственно, при этих значениях толщины амплитуда пСО зануляется (см. кривые 5 и 13).

Из приведенных результатов наиболее удобным для проведения измерений магнитного поля с использованием сигнала пСО от паров щелочных металлов, заключенных в НЯ, является случай толщины $l \sim 0.40\lambda$. Действительно, в дополнение к положительной полярности, которая удобна для большинства аналого-цифровых преобразователей, так как не требуется приложения смещающего напряжения, симметричная «поглощательная» форма сигнала менее чувствительна к изменениям толщины ячейки. Заметим, что благодаря сильной зависимости сигнала пСО от толщины ячейки по измерениям профиля линии можно также определять толщину ячейки.

3.2. Зависимость спектров от магнитного поля

С использованием модели, представленной в разделе 2, была рассчитана эволюция спектров пСО природного рубидия (72% ⁸⁵Rb и 28% ⁸⁷Rb) с ростом



Рис.3. Изменение спектра пСО на D₂-линии природного Rb в зависимости от магнитного поля для: (а) σ^- -поляризованного света, (b) π -поляризованного света и (c) σ^+ -поляризованного света. Величины магнитного поля: 1 - 100, 2 - 500, 3 - 1000, 4 - 2000 и 5 - 3000 Гс. Для удобства восприятия амплитуды спектров I(a,b,c) разделены на 2, а кривые 2-5 смещены вертикально. Нулевая частота соответствует переходу $F_g = 3 \rightarrow F_e = 1^{-85}$ Rb при нулевом магнитном поле. Параметры расчета: $l = 0.45\lambda$ и $\gamma = 2\pi \times 25$ МГц.

величины магнитного поля при разных поляризациях света: σ^{\pm} ($q = \pm 1$) и π (q = 0). Результаты представлены на рис.За для σ^{-} -поляризации, на рис.Зь для π -поляризации и на рис.Зс для σ^{+} -поляризации, при изменении индукции магнитного поля от 100 Гс (кривые *1*) до 3000 Гс (кривые *5*). Частотный диапазон расчетов был выбран с охватом 8 ГГц, в соответствии с типичной областью плавной (без модовых скачков) перестройки доступных диодных лазеров с внешним резонатором.

Как видно из рисунка, спектры сильно отличаются в зависимости от поляризации лазерного пучка: с увеличением магнитного поля в случае левой (правой) циркулярной поляризации света переходы начинают смещаться в сторону более высоких (низких) частот, в то время как в случае линейно-поляризованного света переходы остаются примерно в том же частотном диапазоне. Кривые 5 на рис.3a,b,с показывают, что по мере дальнейшего увеличения магнитного поля до наибольших значений постепенно устанавливается режим ПБС: появляются группы переходов с одинаковой амплитудой и одинаковым взаимным частотным расстоянием. Следует отметить, что в этом режиме наклон зависимости частоты от магнитного поля одинаков внутри каждой группы переходов. Это означает, что для определения величины магнитного поля достаточно измерить лишь абсолютные частотные положения переходов.

3.3. Концепция

Как видно из рис.3, спектры пСО сильно меняются в магнитном поле, и мы предлагаем использовать спектральный профиль пСО от паров щелочных металлов, заключенных в НЯ, в качестве измеряемой величины для определения значения магнитного поля. На рис.4 схематически представлен возможный принцип работы такого оптического магнитометра на основе НЯ. Предварительно по выражениям, представленным в разделе 2.1, должны быть рассчитаны частотные сдвиги и амплитуды переходов, которые будут использованы для последующих расчетов теоретических спектров пСО с использованием модели, представленной в разделе 2.2, с целью наилучшего фитирования экспериментальных измерений. После этого предварительного этапа управляющая программа переходит к регистрации экспериментального спектра от НЯ, помещенной в измеряемое магнитное поле. Дифференцирование спектра СО может быть осуществлено численно – после записи спектра или непосредственно в процессе регистрации – с использованием синхронного детектирования. На этом этапе могут быть также задействованы методы обработки сигнала для сглаживания экспериментального спектра и фильтрации шума. Процедура фитирования может быть реализована непосредственно, посредством последовательного сравнения (расчета разности) между экспериментальными и теоретическими данными для каждого значения магнитного поля, после чего выдается то значение, для которого разность наименьшая (т. е. соответствующее лучшему совпадению теоретического спектра с экспериментальным). Процедура может быть циклически повторена,



Рис.4. Принцип работы магнитометра. После этапа инициализации, где загружаются данные по частотным положениям и амплитудам переходов, управляющая программа магнитометра дает команду на регистрацию и обработку экспериментального спектра СО от НЯ, к которой приложено продольное магнитное поле. Этот спектр сохраняется и фитируется разработанной моделью, после чего отображается значение магнитного поля, взаимодействующего с парами.

начиная с этапа сбора данных, для непрерывного измерения магнитного поля.

На рис.5 показана эволюция производной спектра пСО по *B*, представленная в зависимости как от магнитного поля, так и от лазерной частоты, и дающая информацию о чувствительности профиля пСО к изменениям магнитного поля. Как видно из рисунка, области перекрытия переходов демонстрируют более сильную чувствительность к магнитному полю, чем остальные, что делает эту технику более надежной по сравнению с проведением единичного измерения частотного положения линии для определения приложенного магнитного поля.



Рис.5. Чувствительность (абсолютное значение) сигнала пСО на D₂линии природного Rb к изменениям магнитного поля в случае (а) σ^- поляризованного света, (b) π -поляризованного света и (c) σ^+ -поляризованного света. Расчеты проведены с шагом в 5 Гс. Чувствительность выше в областях перекрытия переходов.

Хотя π -поляризация кажется более удобной для измерений, так как переходы остаются в том же (неизменном) частотном диапазоне при увеличении магнитного поля, средняя чувствительность в этом случае примерно в 3 раза ниже, чем для σ^{\pm} . Важно также отметить, что при π -возбуждении для сохранения преимуществ НЯ требуется конфигурация $\mathbf{B} \perp \mathbf{k}$, которая в данном случае означает, что магнитное поле приложено вдоль сантиметровых поперечных размеров ячейки (т. е. или по оси *x*, или по оси *y*, см. рис.1а), а значит, метод будет намного более чувствительным к градиенту магнитного поля поперек пучка. Следовательно, циркулярно-поляризованное возбуждение предпочтительно для реализации скалярной магнитометрии с НЯ. С другой стороны, линейно-поляризованный свет в конфигурации **B** || **k** вызывает одновременное возбуждение σ^{\pm} , которое может представлять интерес, но потребует вдвое больших расчетов.

Как отмечалось в разделе 3.2, при достижении режима ПБС для определения значения магнитного поля достаточно произвести измерение абсолютного положения частоты перехода, так как амплитуды переходов в каждой группе остаются неизменными при дальнейшем увеличении магнитного поля. Следовательно, чувствительность магнитометра в режиме ПБС снизится, если не удастся обеспечить точный репер частоты. В этом режиме определение значения магнитного поля из характеристически симметричных спектров поглощения является более удобным методом [14]. В этом методе требуется одновременное возбуждение паров σ^+ и σ^- -поляризованным светом, что достигается использованием линейно-поляризованного света в конфигурации В || k . Заметим, что режим ПБС начинается при $B > B_0 = A_{\rm hfs} / \mu_B$, где $A_{\rm hfs}$ – магнитно-дипольная постоянная сверхтонкой структуры основного состояния, а полностью устанавливается, когда $B \gg B_0$. Так как это значение различно для всех атомов щелочных металлов: $B_0 = 165$ Гс для ³⁹К, $B_0 = 700$ Гс для ⁸⁷Rb, $B_0 = 2400$ Гс для ⁸⁵Rb и $B_0 = 1700$ Гс для ¹³³Cs, то целесообразно использовать смесь двух атомных паров с различными значениями В₀, что позволит расширить как верхнюю, так и нижнюю границы чувствительности. По этой причине расчеты были проведены для случая природных паров Rb.

4. Заключение

В настоящей работе представлена полная теоретическую модель, описывающую спектры атомарных паров щелочных металлов, заключенных в НЯ, при приложении продольного магнитного поля. Показано, что спектры пСО очень чувствительны как к толщине ячейки, так и к магнитному полю. Предложен принцип работы оптического скалярного магнитометра с использованием метода пСО от НЯ. Исследование также показало, что случай возбуждения σ^{\pm} -поляризованным излучением предпочтителен по сравнению со случаем π -поляризации. Одновременное возбуждение обеими компонентами циркулярной поляризации возможно в конфигурации **В** || **k** с использованием линейно-поляризованного света, однако в этом случае потребуется удвоение времени расчета по сравнению со случаем одной поляризации. Кроме того, показано, что использование смеси паров щелочных металлов (как в случае би-изотопного природного Rb) может повысить чувствительность предлагаемого магнитометра. Заметим, что благодаря нанометрическому размеру толщины столба паров в НЯ величина градиента магнитного поля, при котором в спектре возникнут существенные изменения, намного больше, чем в случае сантиметровых и миллиметровых ячеек [15], что делает магнитометры, основанные на НЯ, удобным инструментом не только для измерения сильно-неоднородного магнитного поля, но и его картографирования посредством простого перемещения НЯ, обеспечивая субмиллиметровое пространственное разрешение. Недавний прогресс в разработке и изготовлении стеклянных НЯ [16] и спектроскопических чипов с атомарными парами [17] позволяет предположить, что предложенная техника может найти коммерческие приложения.

Автор благодарит Д. Саркисяна, К. Леруа и А. Папояна за руководство работой, а также А. Амирян, А. Саргсяна и Г. Азизбекяна за полезные обсуждения и редактирование.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. W. Demtröder. Laser spectroscopy: basic concepts and instrumentation. Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation, Berlin: Springer-Verlag, 2013.
- W. Yang, D.B. Conkey, B. Wu, D. Yin, A.R. Hawkins, H. Schmidt. Nature Photonics, 1, 331 (2007).
- 3. D. Budker, D.F.J., Kimball. Optical magnetometry. Cambridge University Press, 2013.
- 4. P. Tremblay, A. Michaud, M. Levesque, S. Thériault, M. Breton, J. Beaubien, N. Cyr. Phys. Rev. A, 42, 2766 (1990).
- A. Sargsyan, G. Hakhumyan, A. Papoyan, D. Sarkisyan, A. Atvars, M. Auzinsh, Appl. Phys. Lett., 93, 021119 (2008).
- A. Sargsyan, E. Klinger, G. Hakhumyan, A. Tonoyan, A. Papoyan, C. Leroy, D. Sarkisyan. JOSA B, 34, 776 (2017).
- 7. А. Саргсян, Э. Клингер, Е. Пашаян-Леруа, К. Леруа, А. Папоян, Д. Саркисян. Письма в ЖЭТФ, 104, 222 (2016).
- 8. Э. Клингер, А. Саргсян, К. Леруа, Д. Саркисян. ЖЭТФ, 152, 641 (2017).
- 9. D.A. Steck. Rubidium 85 D line data, http://steck.us/alkalidata/rubidium85numbers.pdf
- 10. D.A. Steck. Rubidium 87 D line data, http://steck.us/alkalidata/rubidium87numbers.pdf
- C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, F. Laloë. Quantum Mechanics, Volume I, ISBN 978-0-471-16433-3, Wiley-VCH, 830 (2005).
- 12. B. Zambon, G. Neinhuis. Opt. Commun., 143, 308 (1997).
- 13. G. Dutier, S. Saltiel, D. Bloch, M. Ducloy. JOSA B, 20, 793 (2003).
- L. Weller, K.S. Kleinbach, M.A. Zentile, S. Knappe, C.S. Adams, I.G. Hughes. J. Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 45, 215005 (2012).
- A. Sargsyan, G. Hakhumyan, C. Leroy, Y. Pashayan-Leroy, A. Papoyan, D. Sarkisyan. Optics Letters, 37, 1379 (2012).
- 16. K.A. Whittaker, J. Keaveney, I.G. Hughes, A. Sargysyan, D. Sarkisyan, B. Gmeiner,

V. Sandoghdar, C.S. Adams. J. Physics: Conference Series, 635, 122006 (2015).

17. M.T. Hummon, S. Kang, D.G. Bopp, Q. Li, D.A. Westly, S. Kim, C. Fredrick, S.A. Diddams, K. Srinivasan, V. Aksyuk, J.E. Kitching. Optica, 5, 443 (2018).

CONCEPT OF AN OPTICAL MAGNETOMETER BASED ON THE SPECTROSCOPY OF ALKALI VAPORS CONFINED IN NANOMETRIC-THICK CELLS

E. KLINGER

In this article, we present the concept of an optical scalar magnetometer based on the spectroscopy of hot alkali vapors confined in nanometric-thick cells. We present an appropriate theoretical model to describe the interaction of linearly and circularly polarized light with atomic alkali vapors confined in extremely thin cells where a longitudinal magnetic field is applied. This model can be used to perform consecutive fittings of experimental spectra recorded by derivative selective reflection method, in order to measure the value of magnetic field. We illustrate the model with various calculated spectra for natural Rb vapor, while equivalent results hold for other alkalis (Na, K, and Cs). We analyze the feasibility of the concept for different cases depending on light polarization and cell thickness, and discuss possible limitations of the technique.
УДК 538.915

ВЛИЯНИЕ ЗАПАЗДЫВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И РЕАКЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕЗОНАНСА ФАНО В СИСТЕМЕ НАНОЧАСТИЦ

П.А. ПЕТРОСЯН

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

e-mail: petrosyanpetros00@gmail.com

(Поступила в редакцию 11 апреля 2018 г.)

Рассмотрена система металлических наносфероидов в поле монохроматической световой волны в условиях проявления резонанса Фано. Размеры наносфероидов намного меньше длины волны падающего излучения, а расстояния между ними могут быть произвольными. Проведен анализ влияния межчастичного взаимодействия и поля реакции на неоднородность распределения энергии коллективных колебаний электронов в системе (эффективность резонанса Фано). Показано, что как запаздывание, так и поле реакции способствуют повышению эффективности резонанса.

1. Введение

Резонанс Фано в трехмерной системе наностержней в квазистатическом приближении, когда размеры системы намного меньше длины волны возбуждающего излучения, был рассмотрен недавно в работе [1]. Было показано, что трехмерность конфигурации наночастиц позволяет достичь очень больших значений эффективности резонанса Фано, определенной согласно работе [2].

В настоящей работе рассматривается резонанс Фано в системе, состоящей из пяти одинаковых металлических наночастиц, расположенных определенным образом в одной плоскости. Размеры частиц намного меньше длины волны λ возбуждающего светового поля, однако в отличие от случая, рассмотренного в работе [1], расстояния между частицами могут быть порядка длины волны или больше. Поэтому учитывается межчастичное взаимодействие не только через ближнее поле, но и через поля, напряженности которых убывают с расстоянием R как R^{-2} и R^{-1} , в отличие от напряженности дипольного ближнего поля, убывающего как R^{-3} . На расстояниях от излучающей частицы до точки наблюдения, сравнимых с длиной волны излучаемого света, напряженности всех трех полей

сравнимы друг с другом и с напряженностью поля самовоздействия (реакция излучения), поэтому последнее поле необходимо учитывать наравне с полями, описывающими межчастичное взаимодействие.

2. Оптические свойства наносфероидов

В настоящей работе рассматриваются стержневидные наночастицы, которые по геометрии похожи на удлиненные наносфероиды. В зависимости от направления поляризации внешнего электромагнитного поля в наночастицах могут возникать либо продольные, либо поперечные плазмонные колебания. Такие наночастицы имеют оптическую анизотропию, т. е. резонансные частоты указанных мод плазмонных колебаний сильно отличаются [3]. Степень анизотропии зависит от отношения длины наностержня к его диаметру и с возрастанием этого отношения увеличивается разность частот продольных и поперечных колебаний. Это позволяет возбуждать тот или иной тип колебаний, выбирая частоту излучения. Для облегчения расчетов вместо наностержней рассмотрим идеальные наносфероиды, так как суть явления от этого не изменится. Размеры сфероидов таковы: длинная ось a = 25 нм, короткие оси b = c = 10 нм. Поскольку эти размеры намного меньше оптической длины волны, внешнее поле можно считать однородным. Продольная поляризуемость наносфероида в этом приближении описывается выражением [4]

$$\alpha(\omega) = \left[\frac{\varepsilon(\omega) - \varepsilon_{\rm m}}{\varepsilon_{\rm m} + \xi(\varepsilon(\omega) - \varepsilon_{\rm m})}\right] \frac{db^2}{3},\tag{1}$$

где $\varepsilon_{\rm m}$ – диэлектрическая проницаемость окружающей среды, ζ – деполяризующий фактор, который зависит от величины отношения *a* / *b* . При вышеупомянутых значениях осей имеем $\zeta = 0.135$.

Диэлектрическая проницаемость металлов $\varepsilon(\omega)$ зависит от частоты действующего поля. Для описания этой зависимости можно использовать экспериментальные значения [3], но удобнее использовать модель Друде [4]. Значения $\varepsilon(\omega)$ в этой модели в рассматриваемом частотном диапазоне довольно близки к экспериментальным [5] значениям диэлектрической проницаемости. Для золота примем аппроксимацию

$$\varepsilon(\omega) = 8 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)},\tag{2}$$

где $\omega_p = 9 \ \Im B$ – плазменная частота электронного газа металла наночастицы, ω – частота внешней электромагнитной волны, взаимодействующей с наночастицей, и γ – константа релаксации.

В результате взаимодействия падающей электромагнитной волны с наночастицей в ней возбуждаются вынужденные коллективные колебания электронов, которые называются плазменными колебаниями. Их частота совпадает с частотой внешнего поля, а условие резонанса определяется знаменателем в формуле (1). При этом важно помнить, что $\varepsilon(\omega)$ есть комплексная функция частоты.

3. Система наночастиц и механизм резонанса Фано

Рассмотрим Н-образную систему из пяти наночастиц (рис.1), длинные оси которых находятся в плоскости *XOY*. Одна наночастица ориентирована параллельно оси *Y*, припишем ей номер 0. Длинные оси остальных четырех наночастиц, расположенных в вершинах квадрата, параллельны оси *X*, пронумеруем их как 1, 2, 3 и 4. Расстояния от центра наночастицы 0 до центров остальных наночастиц одинаковы и равны R_0 . Расстояние R_1 между наночастицами 1 и 2 равно расстоянию между наночастицами 3 и 4, а расстояние R_2 между наночастицами 1 и 3 равно расстоянию между наночастицами 2 и 4. Внешняя монохроматическая световая волна падает на систему вдоль оси *Z* таким образом, что направление поляризации совпадает с осью *Y*.



Рис.1. Н-образная конфигурация металлических наночастиц. Стрелки указывают направления дипольных моментов сфероидов для фиксированного момента времени.

Частота падающей волны близка к резонансной частоте продольных колебаний в наночастице, поэтому в наночастице 0 возбуждаются продольные колебания. Поскольку направление поляризации внешнего поля перпендикулярно осям остальных наночастиц, внешнее поле в них может возбудить лишь поперечные плазменные колебания, частота которых далека от резонанса. В формуле (1), в случае поперечных колебаний, в качестве деполяризующего множителя вместо ζ надо взять величину $(1-\xi)/2$, и при значении отношения осей сфероида c/a = 3возбуждением поперечной моды можно пренебречь. Механизм резонанса Фано в рассматриваемой системе лишь в деталях отличается от описанного в работе [1], поэтому обсудим его здесь кратко. Как уже отмечалось, частота внешней электромагнитной волны близка к частоте продольных колебаний в наночастицах. Внешняя электромагнитная волна возбудит колебания только в наночастице 0, а в остальных наночастицах, учитывая их ориентацию, продольные колебания не появятся. В наночастице 0 возникнут дипольные колебания, частота которых совпадет с частотой внешнего поля, поэтому наночастица 0 создаст свое дипольное поле. Частота дипольного излучения наночастиц 0 совпадает с продольной колебательной частотой остальных наночастиц, и поле, генерируемое наночастицей на местах нахождения наночастиц 1–4 будет иметь компоненты вдоль осей этих наночастиц, из-за чего в наночастицах 1–4 возбудятся продольные колебания с частотой внешнего излучения.

Таким образом, каждая частица создает свое дипольное поле, которое действует на все другие наночастицы системы. Поэтому, например, наночастица 1 будет под воздействием шести полей: поля реакции излучения, внешнего поля и полей, создаваемых наночастицами 0, 2, 3 и 4. При определенной частоте внешнего излучения, из-за деструктивной интерференции внешнего поля, поля реакции и суммарного поля наночастиц может произойти следующее: напряжённость результирующего поля в месте нахождения наночастицы 0 станет весьма близкой к нулю, а в остальных наночастицах амплитуда колебаний при этой частоте будет намного больше амплитуды колебаний в частице 0.

Следует подчеркнуть, что если размеры системы сравнимы с длиной волны, характер интерференции будет зависеть также и от расстояния между частицами хотя бы потому, что эта величина определяет фазу излученной волны. Это и есть резонанс Фано, главной особенностью которого является аккумуляция энергии колебаний в тех частицах, которые непосредственно не возбуждаются внешним полем. Другая особенность заключается в том, что результирующее поле, действующее на частицу 0 минимально, и поэтому индуцированный дипольный момент тоже мал. Если к тому же из-за симметрии системы суммарный дипольный момент равен нулю, как в нашем случае, то излучательные потери системы практически будут равны нулю.

4. Расчет

Наша задача рассчитать мощность поглощения электромагнитной волны в частицах 0 и 1–4. Из-за симметричного расположения наночастиц 1–4 относительно наночастицы 0 ясно, что мощность поглощения будет одной и той же. Мощность поглощения электромагнитной волны для N наночастицы с дипольными колебаниями выражается в виде [1]:

$$N = \frac{\omega}{2} \operatorname{Im}(\alpha) |E|^2, \qquad (3)$$

где E – амплитуда результирующего поля, действующего на данную частицу. Поле диполя с моментом **р** описывается следующим выражением [6]:

$$\mathbf{E} = \mathbf{p} \left(\frac{k^2}{R} + \frac{ik}{R^2} - \frac{1}{R^3} \right) e^{ikR} + \mathbf{n} \left(\mathbf{n}, \mathbf{p} \right) \left(-\frac{k^2}{R} - \frac{3ik}{R^2} + \frac{3}{R^3} \right) e^{ikR} .$$
(4)

Здесь R – расстояние от наночастицы до точки, где рассматривается поле наночастицы, $k = \omega/c$ – модуль волнового вектора и **n** – единичный вектор, направленный от наночастицы к точке, где рассматривается поле.

Рассмотрим теперь поле реакции излучения, которое задается в виде [6]

$$\mathbf{E}_r = \frac{2}{3c^3} \mathbf{\ddot{p}} \,,$$

или для Фурье-компонент

$$\mathbf{E}_{r\omega}=\frac{16\pi^3}{3\lambda^3}i\mathbf{p}\;.$$

Заменив в формуле (4) *k* на $2\pi / \lambda$, видим, что при $R \ll \lambda$ основной вклад во взаимодействие дает статическое диполь-дипольное взаимодействие, убывающее как R^{-3} , при $R \gg \lambda$ остается лишь поле волновой зоны, которое пропорционально R^{-1} , а при $R \sim \lambda$ все напряженности, включая поле реакции, сравнимы по величине.

Для простоты представим формулу (4) в виде суммы двух функции A(R) и B(R):

$$A(R) = \left(\frac{k^2}{R} + \frac{ik}{R^2} - \frac{1}{R^3}\right) e^{ikR},$$
 (5)

$$B(R) = \left(-\frac{k^2}{R} - \frac{3ik}{R^2} + \frac{3}{R^3}\right)e^{ikR}.$$
 (6)

Обозначим проекцию поля наночастицы *i* на месте наночастицы *j* через E_{ij} , единичный вектор, направленный от наночастицы *i* к наночастице *j*, через \mathbf{n}_{ij} , а единичный вектор дипольного момента наночастицы *i* обозначим той же буквой, но с одним индексом \mathbf{n}_i .

На диполь будет действовать лишь та компонента поля, которая направлена вдоль длинной оси сфероида. На наночастицу 0 действуют поля

$$E_{10} = E_{20} = p_1(\mathbf{n}_{01}\mathbf{n}_1)(\mathbf{n}_{01}\mathbf{n}_0)B(R_0), \qquad (7)$$

$$E_{30} = E_{40} = p_1(\mathbf{n}_{30}\mathbf{n}_3)(\mathbf{n}_{30}\mathbf{n}_0)B(R_0), \qquad (8)$$

и внешнее поле *E*_{ex}. Из-за симметрии действующие на наночастицы 2 и 1 поля одинаковы и определяются выражениями

$$E_{01} = E_{02} = p_0(\mathbf{n}_{01}\mathbf{n}_1)(\mathbf{n}_{01}\mathbf{n}_0)B(R_0), \qquad (9)$$

$$E_{12} = E_{21} = -p_1(B(R) + A(R)), \qquad (10)$$

$$E_{32} = E_{41} = p_3 A(2R) + p_3 B(2R) (\mathbf{n}_3, \mathbf{n}_{32})^2 .$$
(11)

Поскольку $(\mathbf{n}_3, \mathbf{n}_{32})^2 = (\mathbf{n}_1, \mathbf{n}_{14})^2$, можно добавить следующее:

$$E_{32} = E_{41} = E_{23} = E_{14} . (12)$$

Учитывая симметрию, можно написать аналогичные уравнение для наночастиц 3 и 4:

$$E_{03} = E_{04} = p_0(\mathbf{n}_{03}\mathbf{n}_3)(\mathbf{n}_{03}\mathbf{n}_0)B(R_0), \qquad (13)$$

$$(\mathbf{n}_{03}\mathbf{n}_3)(\mathbf{n}_{03}\mathbf{n}_0) = (\mathbf{n}_{01}\mathbf{n}_1)(\mathbf{n}_{01}\mathbf{n}_0).$$
(14)

Рассмотрим взаимодействие наночастиц 1 с 2 и 3 с 4. Наночастицы 1 и 2 находятся на одной прямой и их дипольные моменты направлены в противоположные стороны. То же самое можно сказать о наночастицах 3 и 4, поэтому можно написать

$$E_{12} = E_{21} = E_{34} = E_{43} . (15)$$

Теперь рассмотрим взаимодействие наночастиц 1 с 3 и 2 с 4. Как и в предыдущем случае наночастицы 1 и 3 параллельны друг другу, а их дипольные моменты направленны в противоположные стороны, но с той разницей, что они не находятся на одной прямой. Поле взаимодействия между наночастицами 1 и 3 имеет вид

$$E_{31} = E_{13} = -p_3 A(R) . (16)$$

Учитывая симметрию системы, справедливо следующее:

$$E_{31} = E_{13} = E_{24} = E_{42} = -p_3 A(R) .$$
⁽¹⁷⁾

Суммарное поле, воздействующее на наночастицу 0 будет суммой полей всех наночастиц на месте наночастицы 0:

$$E_0 = E_{10} + E_{20} + E_{30} + E_{40} + E_{\text{ext}} + E_{r0}.$$
 (18)

Из-за симметрии общие поля, воздействующие на наночастицы 1 и 2, одинаковы и равны:

$$E_1 = E_2 = E_{21} + E_{31} + E_{41} + E_{01} + E_{r1}.$$
 (19)

Аналогичное выражение можно написать для наночастиц 3 и 4:

$$E_3 = E_4 = E_{13} + E_{23} + E_{43} + E_{03} + E_{r3}.$$
⁽²⁰⁾

Из-за равенства $E_{01} = E_{03}$, $E_{41} = E_{23}$, $E_{31} = E_{13}$ и $E_{21} = E_{43}$ для E_1 , E_2 , E_3 , E_4 можно написать следующее выражение:

$$E_1 = E_2 = E_3 = E_4. (21)$$

Дипольный момент наночастицы, где имеют место дипольные колебания, рассчитывается из выражения

$$\mathbf{p} = \alpha \mathbf{E} \,. \tag{22}$$

Отсюда дипольные моменты наночастиц 0 и 1 определятся как

$$p_1 = \alpha (E_{21} + E_{31} + E_{41} + E_{01} + E_{r1}), \qquad (23)$$

$$p_0 = \alpha (E_{10} + E_{20} + E_{30} + E_{40} + E_{ext} + E_{r0}).$$
(24)

Подставляя формулы (7)–(11) и (17) в выражения (19) и (20), после некоторых преобразований с учетом формулы (25) для p_1 и p_0 получим выражения:

$$p_{1} = \frac{\alpha^{2} E_{ex} B(R_{0})(\mathbf{n}_{01}\mathbf{n}_{0})(\mathbf{n}_{01}\mathbf{n}_{1})}{\left(1 - \alpha M(R) - \alpha \frac{2i\omega^{3}}{3c^{3}}\right) \left(1 - \frac{2i\omega^{3}}{3c^{3}}\right) - \alpha^{2} B(R_{0})^{2} (\mathbf{n}_{01}\mathbf{n}_{0})^{2} (\mathbf{n}_{01}\mathbf{n}_{1})^{2}}, \quad (25)$$

$$p_{0} = \frac{\alpha E_{ex} \left(1 - \alpha M(R) - \alpha \frac{2i\omega^{3}}{3c^{3}}\right)}{\left(1 - \alpha M(R) - \alpha \frac{2i\omega^{3}}{3c^{3}}\right) - \alpha^{2} B(R_{0})^{2} (\mathbf{n}_{01}\mathbf{n}_{0})^{2} (\mathbf{n}_{01}\mathbf{n}_{1})^{2}}. \quad (26)$$

Для *E*⁰ и *E*¹ с учетом формулы (18) получаем:

$$E_{0} = \frac{E_{ex} \left(1 - \alpha M(R) - \frac{2i\omega^{3}}{3c^{3}} \right)}{\left(1 - \alpha M(R) - \alpha \frac{2i\omega^{3}}{3c^{3}} \right) \left(1 - \frac{2i\omega^{3}}{3c^{3}} \right) - \alpha^{2} B(R_{0})^{2} (\mathbf{n}_{01}\mathbf{n}_{0})^{2} (\mathbf{n}_{01}\mathbf{n}_{1})^{2}}, \qquad (27)$$

$$E_{1} = \frac{\alpha E_{ex} B(R_{0})(\mathbf{n}_{01}\mathbf{n}_{0})(\mathbf{n}_{01}\mathbf{n}_{1})}{\left(1 - \alpha M(R) - \alpha \frac{2i\omega^{3}}{3c^{3}}\right) \left(1 - \frac{2i\omega^{3}}{3c^{3}}\right) - \alpha^{2} B(R_{0})^{2} (\mathbf{n}_{01}\mathbf{n}_{0})^{2} (\mathbf{n}_{01}\mathbf{n}_{1})^{2}},$$
 (28)

где $M(R) = A(2R) - 2A(R) - B(R) + B(2R)(\mathbf{n}_{32}\mathbf{n}_3)^2$.

Из формулы (3) мощность поглощения наночастицы 0 имеет вид

$$N_0 = \frac{\omega}{2} \operatorname{Im}(\alpha) \left| E_0 \right|^2.$$
⁽²⁹⁾

Для системы наночастиц 1, 2, 3 и 4

$$N_{1234} = N_1 + N_2 + N_3 + N_4. ag{30}$$

С учетом соотношения (21) для N_{1234} получим

$$N_{1234} = 2\omega \,\mathrm{Im}(\alpha) |E_1|^2 \,. \tag{31}$$

5. Результаты

Волновой вектор **k** который находится в функциях A(R) и B(R), зависит от ω как $k = \omega/c$, где c – скорость света в среде. Из уравнения для **k** общее электрическое поле, действующее на наночастицы, зависит только от частоты внешнего электрического поля и расстояния между наночастицами. Если расстояние зафиксировано, то общее электрическое поле зависит только от частоты внешнего поля. Характер амплитуды резонирующих частот для резонанса Фано, как известно, имеет вид двух максимумов для каждой частоты. Аналогичный вид имеют амплитуды полей, действующих на наночастицы. На рис.2 показаны напряженности поля для наночастицы 0 и системы наночастиц 1, 2, 3, 4. Расстояние между наночастицами 1, 2, 3, 4 одинаково и равно 40 нм. Один из максимумов для обеих кривых получается при частоте внешнего поля ~2.35 эВ, а другой при ~1 эВ. Между этими максимумами имеется спад в энергии поглощения при ~2 эВ.

Для наночастицы 0 этот спад настолько велик, что на частоте 1.96 эВ мощность поглощения составляет примерно 4.5 условных единиц, в то время как для



Рис.2. Мощность поглощения наночастиц в условных единицах: *1* – для наночастицы 0 и 2 – для системы наночастиц 1–4.

системы наночастиц 1, 2, 3 и 4 эта величина не опускается ниже отметки 550. Причиной этого является деструктивная интерференция. На частотах ~2 эВ сумма внешнего электрического поля и полей, создаваемых наночастицами на месте наночастицы 0, будет практически равна нулю. В этом заключается суть резонанса Фано. Из рис.2 видно, что в системе наночастиц 1, 2, 3 и 4 на частотах ~2 эВ накапливается больше поглощенной системой энергии, чем в наночастице 0.

Возникает вопрос, при какой частоте внешнего поля неоднородность распределения поглощенной энергии в системе будет самой большой. Для ответа на него достаточно рассмотреть зависимость отношения $N_{1234}(\omega)$ к $N_0(\omega)$, которая называется эффективностью резонанса Фано (FRE). Она была впервые введена в работе [7] как характеристика неоднородности распределения энергии колебаний между частями системы



$$FRE(\omega) = \frac{N_{1234}(\omega)}{N_0(\omega)}.$$
(32)

Рис.3. Эффективность резонанса Фано: *1* – степень распределения без учета запоздания, *2* – в приближении дальнего поля и *3* – степень распределения поля с учётом запоздания.

Рассмотрим как меняется это соотношение, когда не учитывается эффекты запаздывания. Как видно рис.3, при учете эффектов запоздания увеличивается FRE. Это важный результат для дальнейшего изучения резонанса Фано. В приближении дальнего поля происходит обратный эффект – эффективность резонанса Фано уменьшается. Оказывается, что с уменьшением расстояния между наночастицами эффективность резонанса Фано увеличивается. Частота, при которой FRE получает свое максимальное значение, тоже изменяется, хотя это изменение незначительно. При уменьшении расстояния между наночастицами частота максимума FRE увеличивается.

Учет поля реакции увеличивает эффективность резонанса Фано при любых расстояниях между наночастицами. Практически для всех расстояний учет поля реакции увеличивает эффективность резонанса Фано примерно на 12%. Например, когда расстояние между наночастицами равно 30 нм, эффективность увеличивается на 12.2%, а когда расстояние равно 58 нм, эффективность увеличивается на 12.03%, при 40 нм – на 12.07%.

6. Заключение

На примере простой модели металлических наночастиц показано, что при расчете эффективности резонанса Фано необходимо учитывать поле реакции излучения, вклад которого в эффективность составляет более десяти процентов. При уменьшении расстояния между наночастицами эффективность резонанса Фано растет в любом случае, но учет поля реакции увеличивает эффективность на 12%. Кроме того, показано, что учет запаздывания взаимодействия между частицами также приводит к увеличению FRE.

Данная работа выполнена при поддержке программы финансирования совместных германо-армянских проектов, Проект по. 16GE-038.

Автор выражает благодарность А.О. Меликяну и Г.Р. Минасяну за обсуждения и внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. **А.О. Меликян, А.Р. Минасян, П.А. Петросян.** Известия НАН Армении, Физика, **52** 435 (2017).
- 2. B. Luk'yanchuk, N.I. Zheludev, S.A. Maier, N.J. Halas, P. Nordlander, H. Giessen, C.T. Chong. Nature Mater, 9, 707 (2010).
- 3. A. Melikyan, H. Minassian. Chem. Phys. Lett., 452 139 (2008).
- 4. К. Борен, Д. Хафмен. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. Москва, Мир, 1986.
- 5. P.B. Johnson, R.W. Christy. Phys. Rev. B, 6, 4370 (1972).
- 6. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория поля. Физматлит, Москва, 1962.
- M.R. Gonçalves, A. Melikyan, H. Minassian, T. Makaryan, O. Marti. Optics Express, 22, 24516 (2014).

ՓՈԽԱՉԴԵՅՈՒԹՅԱՆ ՈՒՇԱՑՄԱՆ ԵՎ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՌԵԱԿՑԻԱՅԻ ԱՉԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՖԱՆՈՅԻ ՌԵՉՈՆԱՆՍԻ ԷՖԵԿՏԻՎՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ ՆԱՆՈՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՀԱՄԱԿԱՐԳՈՒՄ

Պ.Ա. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

Աշխատանքում դիտարկվել է մետաղական նանոսֆերոիդների համակարգը մոնոքրոմատիկ լուսային ալիքի դաշտում Ֆանոյի ռեզոնանաս առաջանալու պայմաններում։ Նանոսֆերոիդների չափերը շատ անգամ փոքր են ընկնող Ճառագայթման ալիքի երկարության չափերից, բայց նրանց միջն հեռավորությունները կարող են կամայական լինել։ Կատարվում է համակարգում էլեկտրոնների կոլեկտիվ տատանումենրի էներգիայի բաշխման անհամասեռության վրա (Ֆանոյի ռեզոնանսի էֆեկտիվություն) միջմասնիկային հեռավորության և ռեակցիայի դաշտի ազդեցության անալիզ։ Յույց է տրված, որ ուշացումը ինչպես և ռեակցիայի դաշտը խթանում են ռեզոնանսի էֆեկտիվությունը։

INFLUENCE OF INTERACTION RETARDATION AND RADIATION REACTION ON THE FANO RESONANCE EFFICIENCY IN THE SYSTEM OF NANOPARTICLES

P.A. PETROSYAN

The system of metallic nanospheroids in the field of monochromatic light wave under conditions of the Fano resonance is considered. Dimensions of the nanospheroids are much smaller than the wavelength of the incident radiation, but distances between them can be arbitrary. An analysis is made of the influence of the interparticle interaction and the reaction field on the inhomogeneity of the energy distribution of the collective oscillations of electrons in the system (Fano resonance efficiency). It is shown that both the retardation and the reaction field contribute to an increase in the resonance efficiency. УДК 535.371

ДИНАМИКА СВЯЗАННОГО С МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ НАНОСТРУКТУРОЙ КВАНТОВОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ В УСЛОВИЯХ РЕЗОНАНСНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ВНЕШНЕГО ПОЛЯ

Х.В. НЕРКАРАРЯН^{*}, Т.С. ЕЗЕКЯН

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: knerkar@ysu.am

(Поступила в редакцию 16 октября 2018 г.)

Исследована динамика релаксации квантового дипольного излучателя, связанного с металлической наноструктурой, в резонансном внешнем поле накачки. Установлено, что в режиме слабой накачки фаза отклика от металлической наноструктуры играет ключевую роль в динамике квантового дипольного излучателя и позволяет управлять процессом флуоресценции. Показано, что при настройке фазового сдвига близко к $\pi/2$ квантовый излучатель совершает быстрый переход в основное состояние, затем медленно переходит в суперпозиционное состояние с небольшой вероятностью нахождения в возбужденном состоянии. Между тем, в случае значений фазового сдвига, близких к $3\pi/2$, система релаксирует в стационарное суперпозиционное состояние, в котором вероятность возбужденного состояния близка к единице. Установлено, что динамика системы также зависит от интенсивности внешнего поля и с усилением последнего система входит в режим асимметричных колебаний Раби.

1. Введение

Контролируемое изменение динамики излучения квантовой системы является одной из важнейших задач современной электродинамики. Недавние достижения в области нанооптики, в частности, экспериментальные исследования спонтанного излучения одной молекулы, взаимодействующей с металлическими наноструктурами (МНС) [1, 2], часто называемыми наноантеннами, значительно расширили возможности обнаружения новых особенностей взаимодействия излучения с веществом. Связь между квантовыми дипольными излучателями (КДИ), такими как молекулы или квантовые точки, с локализованными поверхностными плазмонами (ЛПП) МНС в оптическом диапазоне частот позволяет контролировать поток электромагнитной энергии [2–4].

Наиболее часто обсуждаемым эффектом, возникающим в результате взаимодействия КДИ с МНС, является изменение флуоресценции (усиление или тушение), определяемое соотношением между скоростями излучательной и безызлучательной релаксации (оба усиливаются в близи МНС) [2-4]. Эти изменения в основном объясняются усилением локальных полей возле МНС. Между тем, в работах [5-9] было показано, что фаза отклика от МНС может иметь ключевую роль в указанных процессах. В режиме строгого плазмонного резонанса отклик от MHC всегда сдвинут по фазе на $\pi/2$, и в резонансно-связанной системе КДИ-МНС наблюдается быстрый переход КДИ от возбужденного состояния в основное состояние. Кривая, характеризующая релаксационную динамику КДИ (зависимость населенности от времени), имеет ступенчатый вид [5, 6], тогда как релаксация изолированного атома характеризуется экспоненциальной функцией [10]. С другой стороны, если выходить за пределы плазмонного резонанса, фаза отклика от MHC будет существенно отличаться от $\pi/2$. Так, например, в определенном диапазоне частот фаза отклика поля от конической металлической вершины сдвинута на 3π/2 [11]. В этих условиях динамика резонансно-связанной системы КДИ-МНС, которая находится под воздействием слабого внешнего поля, в корне отличается от предыдущего случая, и возбужденный КДИ переходит в стабильное состояние, которое является суперпозицией возбужденного и основного состояний, с близкой к единице вероятностью нахождения в возбужденном состоянии. При наличии внешнего резонансного поля, если КДИ изначально находится в основном состоянии, он осуществляет быстрый переход в возбужденное состояние и опять релаксирует в стабильное (суперпозиционное) состояние с близкой к единице вероятностью нахождения в возбужденном состоянии [7]. Следовательно, фаза отклика от МНС еще один важный параметр, которым можно управлять процессом флуоресценции.

В настоящей работе исследуется влияние фазового сдвига на динамику КДИ в связанной системе КДИ–МНС с учетом релаксационных параметров системы. Для общности конфигурация и геометрия МНС не уточняются, и для фазы отклика использованы разные значения в диапазоне [0, 2 π]. В исследованиях релаксационной динамики резонансно-связанной системы КДИ–МНС было установлено, что результаты, полученные с использованием квантового [5] и квазиклассического [6] подходов, идентичны, так как осциллирующий ток ЛПП описывается когерентными состояниями. Поэтому здесь будет использован квазиклассический подход для выявления роли фазы отклика от МНС.

2. Теория

Рассматриваемая система представляет собой двухуровневый КДИ, расположенный вблизи МНС. Вся система находится под воздействием внешнего электромагнитного излучения, частота которого совпадает с частотой перехода КДИ. Представим волновую функцию КДИ в виде когерентной суперпозиции двух его состояний:

$$\Psi(t) = a_0(t)\psi_0 e^{-\frac{i}{\hbar}E_0 t} + a_1(t)\psi_1 e^{-\frac{i}{\hbar}E_1 t}, \qquad (1)$$

где ψ_1 и ψ_0 – волновые функции КДИ в возбужденном и основном состояниях с энергиями E_1 и E_0 , соответственно, тогда как $a_1(t)$ и $a_0(t)$ – соответствующие этим состояниям амплитуды вероятности, зависящие от времени. Следовательно, для дипольного момента КДИ имеем

$$\mathbf{D}(t) = a_1 a_0^* \mathbf{d}_{10} e^{-i\omega_{10}t} + a_1^* a_0 \mathbf{d}_{10}^* e^{i\omega_{10}t} .$$
⁽²⁾

Здесь звездочкой обозначены комплексно-сопряженные величины, $\mathbf{d}_{10} = \int \psi_1(e\mathbf{r}) \psi_0 dV$ и $\hbar \omega_{10} = E_1 - E_0$ – соответственно дипольный момент и энергия перехода. Внешнее резонансное поле может быть представлено как

$$\mathbf{E}_{\text{ext}} = \mathbf{E}_0 e^{-i\omega_{10}t} + \mathbf{E}_0^* e^{i\omega_{10}t} .$$
(3)

Предположим, что длина волны излучения значительно больше расстояния между КДИ и МНС, которое, в свою очередь, намного больше линейных размеров МНС. В рассматриваемом электростатическом приближении, внешнее электрическое поле, а также поле, созданное КДИ в области МНС, можно считать однородными. Итак, общее поле действующее на МНС имеет вид

$$\mathbf{E}_{\rm tot} = \mathbf{E}_{\rm ext} + \frac{\mathbf{D}}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon_{\rm m}R^3}.$$
 (4)

Здесь ε_0 и ε_m – проницаемость вакуума и относительная проницаемость диэлектрической среды, соответственно. В общем случае отклик МНС определяется с учетом влияния внешнего поля, а также релаксационных процессов ЛПП МНС. Однако, как было показано в работах [6–8], резонансное возбуждение ЛПП, связанное с колебаниями свободных электронов МНС, можно рассматривать как классические колебания тока, поскольку количество свободных электронов довольно большое (~100 нм⁻³) и их энергетический спектр можно считать непрерывным. Этот классический осциллирующий ток, в свою очередь, можно описать квантовыми когерентными состояниями ЛПП [12]. При таком представлении результаты квантового и квазиклассического подходов одинаковы. Наряду с вышесказанным, скорость распада ЛПП больше на пять порядков, чем скорость спонтанной релаксации КДИ, поэтому даже для относительно сильносвязанных систем КДИ–МНС релаксация системы намного медленнее, чем релаксация ЛПП, что позволяет игнорировать динамику ЛПП и считать отклик МНС мгновенным.

Поле, действующее на КДИ, представляет собой сумму внешнего поля накачки, его рассеянной части на МНС и отклика поля КДИ от МНС:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{-i\omega_{10}t} + A \left(\mathbf{E}_0 e^{-i\omega_{10}t} + \frac{1}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon_{\mathrm{m}}R^3} a_1 a_0^* \mathbf{d}_{10} e^{-i\omega_{10}t} \right) + \mathrm{c.\ c.}, \qquad (5)$$

здесь параметр $A = A_{\rm r} + iA_{\rm i} = A_0 e^{i\phi}, A_0 > 0$ характеризует усиление отклика поля от MHC.

Используя зависящее от времени уравнение Шредингера для двухуровневой системы во внешнем поле накачки, после стандартных операций в приближении вращающейся волны можно получить следующую систему уравнений для матрицы плотности:

$$\frac{d\rho_{11}}{dt} = -2A_{i}\mu\rho_{11}\rho_{00} + i(\beta(1+A)\rho_{01} - \beta^{*}(1+A^{*})\rho_{10}) - \Gamma_{0}\rho_{11},$$

$$\frac{d\rho_{10}}{dt} = iA\mu\rho_{10}(\rho_{00} - \rho_{11}) + i(1+A)\beta(\rho_{00} - \rho_{11}) - \frac{\Gamma_{0}}{2}\rho_{10},$$

$$\rho_{11} + \rho_{00} = 1, \quad \rho_{10} = \rho_{01}^{*},$$
(6)

где

$$\mu = \frac{\left|\mathbf{d}_{10}\right|^2}{4\pi\hbar\varepsilon_0\varepsilon_{\mathrm{m}}R^3}, \quad \beta = \frac{\mathbf{E}_0\mathbf{d}_{10}^*}{\hbar}.$$
 (7)

Здесь параметры μ и β соответственно определяют коэффициент отклика МНС (то есть самовоздействие КДИ) и воздействие внешнего резонансного поля накачки на КДИ. Как видно из обозначений (7), величина β зависит в том числе от поляризации внешнего резонансного поля, и для максимальной эффективности взаимодействия необходимо, чтобы внешнее поле было поляризовано вдоль оси дипольного момента КДИ. Отметим, что в отличие от работ [5–7] здесь включен релаксационный параметр Γ_0 . Примечательно, что действительная часть коэффициента отклика сдвигает резонансную частоту на величину $A_r\mu$.

3. Результаты и их обсуждение

Проведем численный анализ уравнений (6). Внесем важный параметр $\alpha = |\beta|/\mu$, который определяется отношением между эффективностью взаимодействия внешнего поля с КДИ и его самовоздействием через МНС. Как было отмечено, нас интересует режим относительно слабого внешнего поля ($\alpha < 1$). Предположим, что отклик от МНС не усиливает поле, т. е. $A_0 = 1$. Рассмотрим динамику КДИ при фиксированном α , где основную роль играет фазовый сдвиг отклика поля КДИ. На рис.1 приведены кривые $\rho_{11}(t)$ для разных фаз отклика от МНС при значении $\alpha = 0.2$. При небольшом сдвиге фазы ($\pi/12$) мы наблюдаем колебания Раби с наличием высоких гармоник. В случае сдвига фазы отклика на $\pi/3$ происходит быстрая релаксация КДИ, чему следует переход в стабильное суперпозиционное состояние с небольшой вероятностью нахождения в возбужденном состоянии. При сдвиге фазы на $5\pi/3$ система релаксирует в стабильное суперпозиционное состояние с высокой вероятностью нахождения в возбужденном состоянии.



Рис.1. Зависимость ρ_{11} от времени, нормированного по величине Γ_0 , при фиксированной интенсивности внешнего поля ($\alpha = 0.2$) для разных фаз отклика: $1 - \varphi = \pi/12$, $2 - \pi/3$ и $3 - 5\pi/3$.

Рассмотрим влияние величины внешнего резонансного поля на динамику КДИ. Кривые зависимости ρ_{11} от времени для некоторых значений α и при двух разных фазовых сдвигах отклика от МНС ($\varphi = \pi/3, 5\pi/3$) приведены на рис.2. Как видно из рис.2a, при фазовом сдвиге на $5\pi/3$ система медленно переходит в суперпозиционное состояние, где с большой вероятностью находится в возбуждённом состоянии, однако с повышением интенсивности внешнего поля эта вероятность уменьшается и, начиная с определенного значения, система входит в режим несимметричных осцилляций Раби. В случае фазового сдвига на $\pi/3$ (рис.2b) система быстро переходит из возбужденного состояния в основное состояние, чему следует медленный переход в устойчивое суперпозиционное



Рис.2. Зависимость ρ_{11} от времени для фаз отклика (a) 5 $\pi/3$ и (b) $\pi/3$ при различных интенсивностях α внешнего поля: 1 - 0.2, 2 - 0.25 и 3 - 0.3.

состояние с невысокой вероятностью нахождения в возбужденном состоянии. Отметим, что в отличие от предыдущего случая здесь с возрастанием α вероятность нахождения в возбужденном состоянии возрастает и постепенно переходит в режим осцилляций Раби. Частота и спектр осцилляций Раби в основном определяются фазовым откликом от МНС, однако с усилением внешнего поля накачки влияние фазы уменьшается.

Проведенный анализ выявляет новую возможность управления динамическими процессами КДИ с помощью МНС. Оказывается, что помимо эффекта локального усиления поля, значение фазового сдвига отклика от МНС также существенно влияет на эти процессы. При определенных условиях оно может как ускорить, так и замедлить переход КДИ из возбужденного состояния в основное состояние. Это влияние особенно заметно для относительно слабых внешних полей. Можно предположить, что в результате продления времени жизни возбужденного состояния КДИ рассматриваемые структуры будут способствовать повышению эффективности таких процессов, как комбинационное рассеяние света или ап-конверсия люминесценции. Так блокировка релаксационного канала между возбужденным и основным состояниями увеличивает вероятность перехода КДИ в другие возможные состояния.

4. Заключение

Исследована динамика помещенной во внешнее резонансное поле системы КДИ-МНС. В ходе численных расчетов учитывались релаксационные процессы и был рассмотрен широкий диапазон фазовых сдвигов отклика от МНС. Было показано, что в режиме слабой накачки сдвиг фазы отклика от МНС имеет ключевое значение в динамике КДИ. При фазовых сдвигах, близких к $\pi/2$, КДИ совершает быстрый переход в основное состояние и далее медленно переходит в суперпозиционное состояние с небольшой вероятностью нахождения в возбужденном состоянии. При фиксированной интенсивности внешнего поля эта вероятность зависит от фазы: чем ближе фаза отклика к $\pi/2$, тем меньше вероятность нахождения в возбужденном состоянии. При значениях сдвига фазы, близких к $3\pi/2$, система релаксирует в стационарное суперпозиционное состояние, в котором вероятность нахождения КДИ в возбужденном состоянии высокая. Динамика КДИ также зависит от интенсивности внешнего поля – с увеличением интенсивности система входит в режим асимметричных колебаний Раби; асимметричность колебаний также определяется значением фазового отклика от MHC.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. J.N. Farahani, D.W. Pohl, H.J. Eisler, B. Hecht. Phys. Rev. Lett., 95, 017402 (2005).
- 2. P. Anger, P. Bharadwaj, L. Novotny. Phys. Rev. Lett., 96, 113002 (2006).
- 3. X.W. Chen, M. Agio, V. Sandoghdar. Phys. Rev. Lett., 108, 233001 (2012).
- G.P. Acuna, M. Bucher, I.H. Stein, C. Steinhauer, A. Kuzyk, P. Holzmeister, R. Schreiber, A. Moroz, F.D. Stefani, T. Liedl, F.C. Simmel, P. Tinnefeld. ACS Nano, 6, 3189 (2012).
- 5. K.V. Nerkararyan, S.I. Bozhevolnyi. Faraday Discussions, 178, 295 (2015).
- 6. K.V. Nerkararyan, S.I. Bozhevolnyi. Opt. Lett., 36, 1617 (2014).
- 7. K.V. Nerkararyan, T.S. Yezekyan, S.I. Bozhevolnyi. J. Luminescence, 192, 595 (2017).
- 8. K.V. Nerkararyan, T.S. Yezekyan, S.I. Bozhevolnyi. Phys. Rev. B, 97(4), 045401 (2018).
- 9. С.Х. Неркарарян. Известия НАН Армении, Физика, 51, 357 (2016).
- 10. V.F. Weisskof, E.P. Wigner. Z. Phys., 63, 54 (1930).

- 11. A. Pors, K.V. Nerkararyan, S.I. Bozhevolnyi. Opt. Lett., 39, 3308 (2014).
- 12. C. Gerry, P. Knight. Introductory Quantum Optics. Cambridge University Press, Cambridge, 2005.

ሆԵՏԱՂԱԿԱՆ ՆԱՆՈԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԻ ՀԵՏ ԿԱՊՎԱԾ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՉԻ ՎԱՐՔԸ ԱՐՏԱՔԻՆ ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ԴԱՇՏԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՄԲ

Խ.Վ. ՆԵՐԿԱՐԱՐՅԱՆ, Թ.Ս. ԵՉԵԿՅԱՆ

Ուսումնասիրվել է մետաղական նանոկառուցվածքի հետ կապված քվանտային դիպոլային ձառագայթչի ռելաքսացման դինամիկան արտաքին, ռեզոնանսային, մղման դաշտի առկայությամբ։ Պարզվել է, որ թույլ մղման ռեժիմում, մետաղական նանոկառուցվածքից արձագանքված դաշտի փուլը առանցքային նշանակություն ունի քվանտային դիպոլային ձառագայթչի վարքում, ինչը թույլ է տաիս ղեկավարել ֆլուորեսցենցիայի պրոցեսը։ Յույց է տրվել, որ երբ փուլային շեղումը լարքավորված է $\pi/2$ -ի մերձակայքում, քվանտային ձառագայթչիը արագ անցում է կատարում հիմնական վիճակ, ապա դանդաղ տեղափոխվում սուպերպոզիցիոն վիճակի, ուր գրգոված վիճակում գտնվելու հավանականությունը փոքր է։ Միննույն ժամանակ, փուլի շեղման з $\pi/2$ -ին մոտ արժեքների դեպքում համակարգը ռելաքսացվում է կայուն սուպերպոզիցիոն վիճակի, որտեղ գրգռված վիճակում գտնվելու հավանկանությունը փոքր է սիննույն ժամանային դաշտի ինտենսիվությունից և վերջինի մեծացմանը զուգահեռ, համակարգը անցնում է Ռաբիի ոչ սիմետրիկ տատանումների ռեժիմին։

DYNAMICS OF A QUANTUM EMITTER COUPLED TO A METAL NANOSTRUCTURE IN THE PRESENCE OF EXTERNAL RESONANT FIELD

K.V. NERKARARYAN, T.S. YEZEKYAN

The relaxation dynamics of a quantum dipole emitter coupled to a metal nanostructure in the presence of an external resonant pump field is studied. It was found that in the mode of weak pumping, the phase of the response from a metallic nanostructure has a key role in the dynamics of the quantum dipole emitter and allows to control the fluorescence process. It is shown that when the phase shift is set close to $\pi/2$, the quantum emitter makes a quick transition to the ground state, then slowly passing into a superposition state with a small probability of being in an excited state. Meanwhile, in the case of phase shift values close to $3\pi/2$, the system relaxes into a stationary superposition state where the probability of the excited state is close to one. It was established, that the dynamics of the system also depends on the intensity of the external field and with the amplification of the latter, the system enters the mode of the asymmetric Rabi oscillations. УДК 536.2

ТРЕХСЛОЙНЫЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ЭЛЕМЕНТ ОДНОФОТОННОГО ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДЕТЕКТОРА НА ОСНОВЕ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ГЕКСАБОРИДОВ

А.С. КУЗАНЯН^{*}, А.А. КУЗАНЯН, В.Р. НИКОГОСЯН

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

*e-mail: akuzanyan@yahoo.com

(Поступила в редакцию 23 июля 2018 г.)

Представлены результаты компьютерного моделирования процессов распространения тепла в трехслойном чувствительном элементе однофотонного термоэлектрического детектора после поглощения фотонов с энергией 0.5-4.13 эВ. Рассмотрены различные геометрии чувствительного элемента, состоящего из редкоземельных гексаборидов. В качестве материала поглотителя выбран гексаборид лантана (LaB₆), термоэлектрического сенсора – гексабориды церия (СеВ₆) и лантана-церия (La_{0.99}Ce_{0.01})В₆. Решается задача достижения высокой системной эффективности термоэлектрического детектора при детектировании фотонов в области длин волн от УФ до ближнего ИК диапазона. Компьютерное моделирование проводилось на основе уравнения распространения тепла из ограниченного объема с использованием трехмерного матричного метода для дифференциальных уравнений. Показано, что термоэлектрический детектор с трехслойным чувствительным элементом, изготовленным только из гексаборидов, будет иметь гигагерцовую скорость счета, высокое энергетическое разрешение и превышающую 90% эффективность детектирования. Учитывая преимущества трехслойного чувствительного элемента по сравнению с однослойным, можно утверждать, что для решения ряда задач однофотонного детектирования трехслойный чувствительный элемент термоэлектрического детектора имеет большие перспективы.

1. Введение

Данная работа является органичным продолжением нашей предыдущей работы [1], в которой рассмотрена возможность создания однофотонного термоэлектрического детектора (TSPD) с однослойным чувствительным элементом на основе редкоземельных гексаборидов. Однофотонные детекторы ИК диапазона с высоким энергетическим разрешением, высокой системной эффективностью детектирования и гигагерцовой скоростью счета востребованы в современных задачах телекоммуникационных технологий, квантовых компьютеров и квантовой криптографии. Детекторы УФ и рентгеновского диапазонов используются в астрофизике, физике высоких энергий, спектроскопии, метрологии, мелицинском приборостроении и других областях науки и техники. На данном этапе развития однофотонного детектирования наиболее высокими характеристиками обладают сверхпроводящие нанопроволочные детекторы [2, 3]. Конкуренцию им могут составить TSPD [4, 5], которые обладают рядом преимуществ. Основными преимушествами TSPD по сравнению с другими типами детекторов являются простая конструкция и отсутствие жестких требований к рабочей температуре [6, 7]. Компьютерное моделирование процессов распределения тепла в однослойном чувствительном элементе TSPD с вольфрамовым (W) поглотителем показало, что при использовании в качестве термоэлектрического сенсора гексаборидов церия (CeB_6) и лантана–церия $(La_{0.99}Ce_{0.01})B_6$ подбором оптимальной геометрии поглотителя и сенсора можно добиться высокого энергетического разрешения и высокой скорости счета [8, 9] при регистрации фотонов в широкой области электромагнитного спектра от ИК до рентгеновского диапазона. Детальные исследования показали, что в случае однослойного чувствительного элемента TSPD временная зависимость сигнала имеет разную форму при поглощении фотона в различных областях поглотителя [8–11]. Данное обстоятельство усложняет определение энергии детектируемого фотона. Следующим этапом стала реализация идеи трехслойного чувствительного элемента TSPD [12], которая обеспечит независимость формы сигнала от расположения области термализации фотона в поглотителе [13]. Была предложена новая конструкция чувствительного элемента TSPD со сверхпроводящим поглотителем и теплоотводом [14], которая позволяет еще более повысить такие характеристики детектора, как энергетическое разрешение и скорость счета.

Одной из важнейших характеристик однофотонных детекторов является эффективность детектирования (η), которая по определению равна отношению числа попавших в детектор фотонов к числу им зарегистрированных и может быть представлена как произведение трех составляющих $\eta = \eta_0 \times \eta_a \times \eta_i$, где $\eta_0 -$ эффективность оптической связи фотонов и чувствительного элемента, $\eta_a -$ эффективность поглощения фотонов в поглотителе и η_i – внутренняя эффективность детектирования или вероятность регистрации уже поглощенного фотона [15]. В некоторых областях, например в астрофизике, эффективность детектирования недопустима. Именно поэтому в ряде работ рассматривается задача повышения эффективности однофотонных детекторов различной конструкции. В работе [16] показана возможность создания сенсора на сверхпроводящем переходе с эффективностью детектирования более 95%, где используется сенсор из тонкой пленки гафния и конструкция оптимизируется для

регистрации фотонов с длиной волны 850 нм. В работе [17] сообщается о возможности создания сенсора с эффективностью детектирования более 99%. Сенсор на сверхпроводящем W с квантовой эффективностью детектирования более 82% для регистрации фотонов с длиной волны 1550 нм представлен в работе [18].

Системная эффективность сверхпроводящих нанопроволочных однофотонных детекторов, имеющих на сегодняшний день наиболее высокие характеристики, для длины волны 1550 нм лимитировалась на уровне 36% [19], но позже были предложены конструкции сенсоров с системной эффективностью, превосходящей 90% [15, 20–22]. В настоящей работе рассматривается возможность создания TSPD с высокой системной эффективностью детектирования в области длин волн от УФ до ближнего ИК диапазона. Методом компьютерного моделирования процессов распространения тепла исследуются характеристики TSPD с трехслойным чувствительным элементом, состоящим только из гексаборидов LaB₆, CeB₆ и (La, Ce)B₆.

2. Выбор материала поглотителя и методика расчетов

Высокое значение n_i для TSPD обеспечивается подбором материала термоэлектрического сенсора и выбором архитектуры чувствительного элемента, что позволяет получать сигнал, более чем на порядок превосходящий значение фона, и уверенно фиксировать факт попадания фотона в детектор и определять его энергию. Как показано в работах [23, 24], поглотитель из W при соответствующем выборе толщины может обеспечить близкое к 1 значение эффективности поглощения фотонов в поглотителе для фотонов от ИК до жесткого рентгеновского диапазона. В то же время из-за высокого коэффициента отражения (~80%) W не может обеспечить высокую эффективность оптической связи фотонов и чувствительного элемента в ближней ИК области [25, 26]. Излучение в области длин волн 1310–1550 нм (0.8–0.95 эВ) используется в телекоммуникационных системах [27, 28], поэтому нужен материал поглотителя чувствительного элемента TSPD, который обеспечил бы высокую эффективность оптической связи в указанном диапазоне. Таким материалом является гексаборид лантана [1]. Монокристаллические и пленочные образцы LaB₆ имеют в области 1300-1600 нм коэффициент отражения порядка 80 и 60%, соответственно [29, 30], в пленочных образцах он уменьшается до ~20% после отжига в вакууме [30]. Более низкий коэффициент отражения (~5%) в ближнем ИК диапазоне имеют содержащие наночастицы LaB₆ покрытия [31], которые являются хорошими поглотителями в ближнем ИК диапазоне и используются в фильтрах солнечного излучения [32]. Именно LaB₆ рассмотрен нами в качестве поглотителя трехслойного чувствительного элемента TSPD, что по сравнению с поглотителем из W увеличит системную эффективность детектирования на длине волны 1550 нм в 16 раз.

Следующее преимущество использования LaB₆ в качестве поглотителя чувствительного элемента TSPD определяется его кристаллическим строением. Гексабориды LaB₆, (La_{0.99}Ce_{0.01})B₆ и CeB₆ имеют одинаковую кристаллическую решетку с очень близкими параметрами элементарной ячейки (для LaB₆ и CeB₆ они соответственно равны 4.156 и 4.14 Å), т. е. разница между ними не превышает 0.5% [33], что является необходимым условием для приготовления многослойных пленочных структур с высокими физическими свойствами и хорошими механическими характеристиками.

Как было показано ранее [34], использование в чувствительном элементе TSPD сверхпроводящих поглотителей и теплоотводов позволяет значительно увеличить скорость счета детектора. Третьим преимуществом предлагаемой конструкции является то, что LaB₆ становится сверхпроводником при температурах ниже 0.45 K [35] и в паре с термоэлектриком (La_{0.99}Ce_{0.01})B₆ может служить и поглотителем и сверхпроводящим контактом.

Трехслойная конструкция чувствительного элемента TSPD была предложена в работе [12]. Трехслойный чувствительный элемент, как и однослойный [36, 37], состоит из трех частей: поглотителя, теплоотвода и соединяющего их слоя термоэлектрика. Трехслойный чувствительный элемент, как и однослойный, имеет очень простую конструкцию и принцип работы. Фотон отдает свою энергию поглотителю и повышает его температуру относительно теплоотвода, что приводит к возникновению на термоэлектрическом слое электрического напряжения. Измерив это напряжение, можно зафиксировать факт поглощения фотона и определить его энергию. Для этого, как и в случае однослойного чувствительного элемента, нужны только два контакта, соединяющие чувствительный элемент с низкотемпературной электроникой.

Метод компьютерного моделирования был применен для изучения особенностей процессов распространения тепла в трехслойном чувствительном элементе TSPD с вольфрамовым и сверхпроводящим поглотителями [38–40]. Используем этот же метод для определения характеристик TSPD с поглотителем LaB₆. Компьютерное моделирование процессов, протекающих в трехслойной чувствительной ячейке после поглощения фотонов с энергией 0.5–4.13 эВ в центре поверхности LaB₆ поглотителя, проводилось на основе уравнения распространения тепла из ограниченного объема с использованием трехмерного матричного метода. Подробности примененных подходов и приближений приведены в работах [23, 38]. Использованные в расчетах параметры материалов представлены в табл.1. LaB₆ является материалом поглотителя и теплоотвода, (La_{0.99}Ce_{0.01})B₆ и CeB₆ – термоэлектрического сенсора с максимальными значениями коэффициента Зеебека соответственно при 0.5 и 9 К. Именно эти температуры выбраны в качестве рабочей температуры трехслойного чувствительного элемента TSPD. Чувствительный элемент располагается на подложке из сапфира (Al₂O₃), который является диэлектриком, обладающим большой теплопроводностью при гелиевых температурах.

| Пополнотил | Материал | | | | | | | |
|-------------------------------------|------------------|---------------------------|------------------|--------------------------------|--|--|--|--|
| Параметры | LaB ₆ | $(La_{0.99}Ce_{0.01})B_6$ | CeB ₆ | Al ₂ O ₃ | | | | |
| Плотность, кг/м ³ | 4720 | 4720 | | 4000 | | | | |
| 0.5 K | | | | | | | | |
| Удельная теплоем- кость, Дж/кг К | 0.007 [41] | 0.196 [41] | | 9.8×10 ⁻⁴ 43] | | | | |
| Теплопроводность, Вт/м К | 0.98 [42] | 0.98 [42] | | 40 [44] | | | | |
| Коэффициент Зее- бека, мкВ/К | | 85 [5] | | | | | | |
| 9 К | | | | | | | | |
| Удельная теплоем- кость, Дж/кг К | 0.196 [41] | | 7.3 [45] | 0.0588 [47] | | | | |
| Теплопроводность, Вт/м К | 100 [46] | | 0.8 [42] | 300 [48] | | | | |
| Коэффициент Зее- бека, мкВ/К | | | 150 [49] | | | | | |

Табл.1. Параметры использованных материалов

Толщина поглотителя является основной характеристикой чувствительного элемента TSPD. Выбор этого параметра производился с учетом требования обеспечить высокую вероятность поглощения фотонов для достижения высоких значений η_a. Одновременно ставилась цель добиться высокой скорости счета и энергетического разрешения, что достигалось варьированием толщины термоэлектрического слоя.

3. Результаты и их обсуждение

Методом компьютерного моделирования исследовано поглощение фотонов с энергией 0.5–4.13 эВ в центре поглотителя из LaB₆. В случае трехслойного чувствительного элемента термоэлектрический слой, который является сенсором, и теплоотвод, в соответствии с предложенной конструкцией [12], имеют те же размеры по координатам x и y. В наших предыдущих работах [38, 39] было показано, что с увеличением площади поглотителя скорость счета увеличивается. Однако это увеличение незначительное и происходит в ограниченной области изменения площади поглотителя, поэтому в расчетах изменяем толщины слоев чувствительного элемента при постоянной площади поглотителя 10×10 мкм². Ниже обозначим толщину поглотителя, сенсора и теплоотвода соответственно через Z_1 , Z_2 и Z_3 . Полученные в результате расчетов характеристики чувствительного элемента имеют обозначения: ΔT_m – возникающая на сенсоре максимальная разность температур, V_m – максимальное напряжение, t_m – время достижения максимального сигнала, t_b – время спада сигнала до фонового значения (10^{-4} K) и $R = 1/t_b$ – скорость счета. Номера расчетов для чувствительного элемента LaB₆/(La,Ce)B₆/LaB₆/Al₂O₃ с сенсором (La_{0.99}Ce_{0.01})B₆ имеют обозначение LLCL, а чувствительному элементу LaB₆/CeB₆/LaB₆/Al₂O₃ с сенсором CeB₆ соответствует обозначение LCL.

3.1. Регистрация фотонов трехслойным чувствительным элементом TSPD с поглотителем LaB₆ и сенсором (La_{0.99}Ce_{0.01})B₆

Рассмотрим сначала результаты компьютерного моделирования процессов распространения тепла в трехслойном чувствительном элементе TSPD с поглотителем LaB₆ и термоэлектрическим сенсором (La_{0.99}Ce_{0.01})B₆.

Сравним результаты расчетов для двух толщин поглотителя $Z_1 = 1$ мкм (расчеты LLCL1 и LLCL5) и $Z_1 = 0.5$ мкм (LLCL11 и LLCL15), которые выполнены при одинаковых толщинах сенсора и теплоотвода $Z_2 = Z_3 = 1$ мкм.

| Номер | Z_1 , | Z_2 , | Z_3 , | Ε, | $\Delta T_{\rm m}$, | t _m , | Vm, | t _b , | <i>R</i> , |
|---------|---------|---------|---------|------|----------------------|------------------|-------|------------------|------------|
| расчета | МКМ | МКМ | МКМ | эВ | 10^{-4}K | пс | мкВ | пс | ГГц |
| LLCL1 | 1 | 1 | 1 | 4.13 | 94 | 4.5 | 0.799 | 966.9 | 1.03 |
| LLCL5 | 1 | 1 | 1 | 0.5 | 11.4 | 4.5 | 0.097 | 85.5 | 11.7 |
| LLCL6 | 1 | 0.1 | 1 | 4.13 | 34.2 | 3.3 | 0.291 | 48.3 | 20.7 |
| LLCL10 | 1 | 0.1 | 1 | 0.5 | 4.14 | 3.3 | 0.035 | 14.7 | 68 |
| LLCL11 | 0.5 | 1 | 1 | 4.13 | 537.4 | 1.5 | 4.568 | 1950 | 0.51 |
| LLCL15 | 0.5 | 1 | 1 | 0.5 | 65 | 1.5 | 0.553 | 136.5 | 7.3 |
| LLCL21 | 0.5 | 0.1 | 0.1 | 4.13 | 12.2 | 1.8 | 0.104 | 39.6 | 25.3 |
| LLCL25 | 0.5 | 0.1 | 0.1 | 0.5 | 1.47 | 1.8 | 0.013 | 9.6 | 104.2 |
| LLCL26 | 0.1 | 0.1 | 0.1 | 4.13 | 54.63 | 0.207 | 0.464 | 53 | 18.9 |
| LLCL27 | 0.1 | 0.1 | 0.1 | 0.5 | 23.3 | 0.207 | 0.198 | 36 | 27.8 |
| LLCL28 | 0.5 | 4 | 1 | 0.8 | 104 | 1.5 | 0.884 | 304.5 | 3.28 |
| LLCL29 | 0.5 | 2 | 1 | 0.8 | 104 | 1.5 | 0.884 | 283.8 | 3.5 |
| LLCL30 | 0.5 | 1 | 1 | 0.8 | 104 | 1.5 | 0.884 | 201.9 | 4.95 |
| LLCL31 | 0.5 | 0.6 | 1 | 0.8 | 100.3 | 1.5 | 0.853 | 165.3 | 6 |
| LLCL32 | 0.5 | 0.4 | 1 | 0.8 | 95.1 | 1.5 | 0.808 | 125.7 | 8 |
| LLCL33 | 0.5 | 0.2 | 1 | 0.8 | 81.2 | 1.5 | 0.69 | 58.5 | 17.1 |
| LLCL34 | 0.5 | 0.1 | 1 | 0.8 | 59.7 | 1.5 | 0.508 | 19.5 | 51.3 |

Табл.2. Характеристики чувствительного элемента TSPD с поглотителем LaB₆ и сенсором (La_{0.99}Ce_{0.01})B₆

При рассмотрении данных в табл.2 можно сделать следующие выводы: при одинаковой геометрии чувствительного элемента параметр $t_{\rm m}$ не зависит от энергии фотона и уменьшается с уменьшением толщины поглотителя.

О величине сигнала и быстродействии чувствительного элемента можно сказать следующее. Из рис.1 видно, что параметр V_m растет с увеличением энергии фотона *E*. Значения параметра V_m и наклон зависимости $V_m(E)$ зависят от толщины поглотителя Z_1 . Оптимальной является толщина $Z_1 = 0.5$ мкм, т. к. при $Z_1 = 1$ параметр V_m имеет меньшие значения. Скорость счета уменьшается с увеличением энергии фотона *E* и становится больше для более толстого поглотителя. Таким образом, уменьшение толщины поглотителя быстрее приводит к достижению максимума сигнала и увеличивает время спада сигнала до уровня фона. При меньшей толщине поглотителя тепло, выделенное при поглощении фотона в приповерхностной области поглотителя, быстрее доходит до границы с сенсором и быстрее достигается максимум сигнала. При этом сигнал больше в случае более тонкого поглотителя и для его спада до фонового значения требуется больше времени. Следовательно, скорость счета имеет меньшие значения при одной и той же энергии поглощенного фотона.

Сравнение расчетов LLCL1 и LLCL6 ($Z_1 = Z_3 = 1$ мкм и E = 4.13 эВ) показывает, что уменьшение толщины сенсора от 1 до 0.1 мкм (в 10 раз) приводит к увеличению скорости счета в 20 раз и к уменьшению параметров ΔT_m и V_m в



Рис.1. Зависимость параметров $V_m(1, 2)$ и R(3, 4) от энергии фотона для разных толщин поглотителя при одинаковых толщинах сенсора и теплоотвода $Z_2 = Z_3 = 1$ мкм. Толщине поглотителя $Z_1 = 1$ мкм (1, 3)соответствуют расчеты LLCL1 и LLCL5 и толщине $Z_1 = 0.5$ мкм (2, 4) – расчеты LLCL11 и LLCL15.

2.7 раза. При энергии фотона E = 0.5 эВ уменьшение толщины сенсора в 10 раз приводит к меньшему увеличению скорости счета (5.8 раз), а уменьшение параметра $\Delta T_{\rm m}$ происходит во столько же раз, как при E = 4.13 эВ (расчеты LLCL5 и LLCL10).

Зависимость параметров V_m и R от энергии фотона для толщин поглотителя 0.5 и 0.1 мкм при одинаковых толщинах сенсора и теплоотвода $Z_2 = Z_3 = 0.1$ мкм представлена на рис.2 (расчеты LLCL21 и LLCL25–LLCL27). Как и при расчетах для толщин $Z_2 = Z_3 = 1$ мкм (рис.1), параметр V_m растет с увеличением энергии фотона E. Значения параметра V_m и наклон зависимости $V_m(E)$ больше при меньшей толщине поглотителя Z_1 . Для энергии фотона 4.13 эВ при толщине поглотителя 0.1 мкм параметр V_m имеет значение 0.464 мкВ, а для фотона с энергией 0.5 эВ – 0.198 мкВ. Скорость счета уменьшается с увеличением энергии фотона и больше для более толстого поглотителя. Для энергии фотона 0.5 эВ и толщины поглотителя 0.5 мкм достигается скорость счета 104 ГГц. Время достижения максимума сигнала при $Z_1 = 0.1$ мкм составляет 0.2 пс, а при $Z_1 = 0.5$ мкм параметр t_m больше в 9 раз. Параметр t_m в отличие от параметра t_b не зависит от энергии фотона.

Сравнение результатов расчетов LLCL11, LLCL15 и LLCL30 показывает, что характер зависимости параметров $\Delta T_{\rm m}$ и *R* от энергии фотона при одинаковой геометрии чувствительного элемента не вызывают вопросов: с увеличением



Рис.2. Зависимость параметров $V_{\rm m}$ (1, 2) и R (3, 4) от энергии фотона для разных толщин поглотителя при одинаковых толщинах сенсора и теплоотвода $Z_2 = Z_3 = 0.1$ мкм. Толщине поглотителя $Z_1 = 0.5$ мкм (1, 3) соответствую расчеты LLCL21 и LLCL25, толщине $Z_1 = 0.1$ мкм (2, 4) – расчеты LLCL26 и LLCL27.

энергии фотона $\Delta T_{\rm m}$ растет, а *R* уменьшается. Отметим, что зависимость максимального значения сигнала от энергии фотона имеет линейный характер. Зависимости параметров $\Delta T_{\rm m}$ (*1*) и *R* (*2*) от энергии фотона при толщинах поглотителя $Z_1 = 0.5$ мкм, сенсора и теплоотвода $Z_2 = Z_3 = 1$ мкм представлены на рис.3.



Рис.3. Зависимость параметров $\Delta T_{\rm m}(1)$ и R(2) от энергии фотона при толщинах поглотителя $Z_1 = 0.5$ мкм, сенсора и теплоотвода $Z_2 = Z_3 = 1$ мкм (расчеты LLCL11, LLCL15 и LLCL30).

В расчетах LLCL28–LLCL34 более подробно исследована зависимость параметров чувствительного элемента TSPD от толщины сенсора для фотонов с энергией 0.8 эВ (1550 нм). Анализ результатов моделирования процессов распространения тепла в LaB₆/(La_{0.99}Ce_{0.01})B₆/LaB₆/Al₂O₃ трехслойном чувствительном элементе термоэлектрического детектора показывает, что уменьшение толщины сенсора от 4 до 1 мкм не приводит к изменению параметра $V_{\rm m}$. Дальнейшее уменьшение Z_2 до 0.1 мкм приводит к уменьшению $V_{\rm m}$ приблизительно в 1.7 раза (рис.4). Уменьшение толщины сенсора от 4 до 0.1 мкм приводит к увеличению скорости счета в 15 раза и достижению значения R = 51.3 ГГц.

Изменение толщины как поглотителя, так и сенсора изменяет параметры $V_{\rm m}$ и $t_{\rm b}$, определяющие соответственно энергетическое разрешение и скорость счета детектора, причем увеличение одного из параметров сопровождается уменьшением другого. Соответственно, для каждой конкретной задачи должна подбираться оптимальная геометрия чувствительного элемента.



Рис.4. Зависимость параметров $V_{\rm m}$ (1) и R (2) от толщины сенсора Z_2 при одинаковых толщинах поглотителя $Z_1 = 0.5$ мкм и теплоотвода $Z_3 = 1$ мкм (расчеты LLCL28–LLCL34, E = 0.8 эВ).

3.2. Регистрация фотонов трехслойным чувствительным элементом TSPD с поглотителем LaB₆ и сенсором CeB₆

Результаты компьютерного моделирования процессов распространения тепла в трехслойном чувствительном элементе TSPD с поглотителем LaB₆ и термоэлектрическим сенсором CeB₆ представлены в табл.3.



Рис.5. Зависимость параметров $\Delta T_{\rm m}$ (1 - E = 4.13 эВ и 2 - E = 0.5 эВ) и $t_{\rm m}$ (3 - E = 4.13 эВ и E = 0.5 эВ) от толщины поглотителя при одинаковых толщинах сенсора и теплоотвода $Z_2 = Z_3 = 1$ мкм (расчеты LCL1, LCL5 и LCL11–LCL20).

Сравнение расчетов LCL1 и LCL5, в которых использована толщина термоэлектрика 1 мкм, с расчетами LCL6 и LCL10 (толщина термоэлектрика 0.1 мкм) показывает, что меньшей толщине термоэлектрика соответствует меньший на порядок параметр $\Delta T_{\rm m}$ при несколько более быстром достижении значения максимума. Время спада сигнала до фонового значения очень большое. По результатам этих расчетов, кроме расчета LCL1, максимальный сигнал меньше фонового значения.

Сравним расчеты для разных толщин поглотителя при толщинах термоэлектрика и теплоотвода 1 мкм. Это расчеты LCL1 и LCL5 (толщина поглотителя 1 мкм), расчеты LCL11 и LCL15 (толщина поглотителя 0.5 мкм) и расчеты LCL16 и LCL20 (толщина поглотителя 0.1 мкм). Как из табл.3, так и рис.5 видно, что с уменьшением толщины поглотителя время достижения максимума сигнала уменьшается, а максимальное значение сигнала увеличивается. Время достижения максимума сигнала практически не зависит от энергии фотона. Параметр t_m одинаков для фотонов с энергией 0.5 и 4.13 эВ при толщинах поглотителя 1 и 0.5 мкм и отличается на 5 % при толщине поглотителя 0.1 мкм. Максимальный сигнал, как и следовало ожидать, возрастает с увеличением энергии поглощенного фотона. Из наших предыдущих исследований известно, что зависимость максимального сигнала от энергии фотона – линейная функция.

| Номер расчета | <i>Z</i> 1, мкм | Z2, мкм | Z3, мкм | <i>Е</i> , эВ | $\Delta T_{\rm m}, \\ 10^{-4} {\rm K}$ | <i>t</i> m, пс | V _m , мкВ | <i>t</i> ь, пс | <i>R</i> , ГГц |
|------------------|--------------------|------------|------------|------------------|--|-------------------|-------------------------|-------------------|-------------------|
| LCL1 | 1 | 1 | 1 | 4.13 | 5.02 | 1545 | 0.075 | _ | - |
| LCL5 | 1 | 1 | 1 | 0.5 | 0.607 | 1545 | 0.009 | _ | - |
| LCL6 | 1 | 0.1 | 1 | 4.13 | 0.544 | 897 | 0.008 | - | _ |
| LCL10 | 1 | 0.1 | 1 | 0.5 | 0.066 | 897 | 0.001 | - | - |
| LCL11 | 0.5 | 1 | 1 | 4.13 | 48.2 | 279 | 0.723 | 10 000 | 0.1 |
| LCL15 | 0.5 | 1 | 1 | 0.5 | 5.83 | 279 | 0.087 | 2800 | 0.36 |
| LCL16 | 0.1 | 1 | 1 | 4.13 | 474.7 | 48.6 | 7.12 | 3750 | 0.27 |
| LCL20 | 0.1 | 1 | 1 | 0.5 | 45.85 | 51.1 | 0.688 | 2500 | 0.4 |
| LCL21 | 0.5 | 0.1 | 0.1 | 4.13 | 11.21 | 200.76 | 0.168 | 1850 | 0.54 |
| LCL25 | 0.5 | 0.1 | 0.1 | 0.5 | 1.36 | 200.76 | 0.02 | 454.56 | 2.2 |
| LCL26 | 0.1 | 0.1 | 0.1 | 4.13 | 337.81 | 39.6 | 5.067 | 2250 | 0.44 |
| LCL30 | 0.1 | 0.1 | 0.1 | 0.5 | 32.6 | 41.4 | 0.489 | 1200 | 0.83 |
| LCL31a | 0.5 | 1 | 1 | 0.8 | 9.323 | 279 | 0.14 | 4416 | 0.23 |
| LCL32 | 0.5 | 0.6 | 1 | 0.8 | 9.323 | 279 | 0.14 | 3100 | 0.32 |
| LCL33 | 0.5 | 0.4 | 1 | 0.8 | 2.604 | 264 | 0.039 | 1300 | 0.77 |
| LCL34 | 0.5 | 0.2 | 1 | 0.8 | 2.519 | 231 | 0.038 | 831 | 1.2 |
| LCL35 | 0.5 | 0.1 | 1 | 0.8 | 1.958 | 165 | 0.029 | 468 | 2.14 |

Табл.3. Характеристики чувствительного элемента TSPD с поглотителем LaB₆ и сенсором CeB₆

Отметим, что в табл.3 для первых 4 расчетов отсутствуют данные по параметрам t_b и R, так как время спада сигнала до фонового значения было очень большое и расчеты прерывались. Однако по данным расчетов для толщин поглотителя 0.5 и 0.1 мкм можно утверждать, что с уменьшением толщины поглотителя время спада сигнала до фонового значения 10⁻⁴ К уменьшается, а скорость счета увеличивается. Подтверждением такой зависимости являются данные расчетов LCL21–LCL30, в которых толщины сенсора и теплоотвода равны 0.1 мкм. Зависимость параметров $\Delta T_{\rm m}$ и *R* этих расчетов от энергии фотона представлена на рис.6. Можно видеть, что при одинаковой энергии скорость счета выше у чувствительного элемента с более тонким поглотителем. Сигнал ожидаемо выше в случае более тонкого поглотителя и возрастает с увеличением энергии поглощенного фотона. Уменьшением толщины поглотителя в 5 раз добиваемся увеличения максимума сигнала в 30 раз. Однако при тех же значениях толщины поглотителя максимальный сигнал меньше в случае $Z_2 = Z_3 = 0.1$ мкм по сравнению с результатами расчетов при Z₂ = Z₃ = 1 мкм. В данной группе расчетов большие значения получаются для параметра скорость счета, который для расчета LCL25 достигает 2.2 ГГц.

По наклону прямой зависимости $\Delta T_{\rm m}(E)$ на рис.6 можно рассчитать энергетическое разрешение рассмотренных чувствительных элементов. Для толщин $Z_1 = Z_2 = Z_3 = 0.1$ мкм получим, что для рассмотренной области энергий 0.5–4.13 эВ различие энергии фотона на 10% приведет к разнице значений



Рис.6. Зависимости параметров $\Delta T_{\rm m}$ $(1 - Z_1 = 0.1$ мкм и $2 - Z_1 = 0.5$ мкм) и R $(3 - Z_1 = 0.1$ мкм и $4 - Z_1 = 0.5$ мкм) от энергии фотона при одинаковых толщинах сенсора и теплоотвода $Z_2 = Z_3 = 0.1$ мкм (расчеты LCL21–LCL30).

параметра $V_{\rm m}$ на 0.126 мкВ, а различие энергии на 1% приведет к разнице регистрируемого сигнала в 0.012 мкВ. Такая разница сигнала может быть надежно зарегистрирована современной электроникой, и можно смело говорить о достижении энергетического разрешения 1%.

Рассмотрим зависимость характеристик чувствительного элемента LaB₆/CeB₆/LaB₆/Al₂O₃ от толщины термоэлектрика при неизменных толщинах поглотителя 0.5 мкм и теплоотвода 1 мкм. Это расчеты LCL31–LCL35 для энергии фотона 0.8 эВ. Зависимость возникающего на сенсоре электрического напряжения и скорости счета от толщины термоэлектрического слоя Z_2 приведена на рис.7. Видно, что максимальный сигнал начинает спадать, когда Z_2 становится меньше 0.6 мкм. При этих же толщинах начинается увеличение скорости счета. Таким образом, для задач, требующих высокого энергетического разрешения, можно использовать чувствительный элемент с термоэлектрическим слоем ≥ 0.6 мкм, а для задач, при решении которых нужна высокая скорость счета, использовать чувствительный элемент с термоэлектрическим слоем ≤ 0.6 мкм.



Рис.7. Зависимость параметров $V_{\rm m}(1)$ и R(2) от толщины сенсора при одинаковых толщинах поглотителя $Z_1 = 0.5$ мкм и теплоотвода $Z_3 = 1$ мкм (расчеты LCL31–LLCL35, E = 0.8 эВ).

4. Заключение

Исследованы характеристики трехслойного чувствительного элемента TSPD с поглотителем LaB₆ и сенсором (La,Ce)B₆ и CeB₆. Полученные результаты показывают, что такой детектор может регистрировать одиночные фотоны в области длин волн от УФ до ближнего ИК. При этом обеспечивается гигагерцовая скорость счета, энергетическое разрешение не хуже 1% и системная эффективность детектирования превосходит 90%. Последнее утверждение делается на основе того, что использование поглотителя LaB₆ позволит достичь значений $\eta_o = 95\%$ (эффективность оптической связи фотонов и чувствительного элемента) и $\eta_a = 99.9\%$ (эффективность поглощения фотонов), а для сенсоров (La,Ce)B₆ и CeB₆ параметр η_i (внутренняя эффективность детектирования) может достигать значения, близкого к 100%, так как при правильном подборе геометрии чувствительного элемента обеспечивается большое соотношение сигнал/шум.

Близость параметров элементарной ячейки и коэффициента объемного расширения гексаборидов, использованных в конструкции трехслойного чувствительного элемента, открывает возможность получения гетероструктур высокого качества и их использования в качестве чувствительного элемента термоэлектрического детектора при гелиевых температурах. Такие структуры устойчивы к термоциклированию и обладают механическими характеристиками, гарантирующими их длительное применение при оптимальных рабочих температурах для сенсоров (La,Ce) B_6 и Ce B_6 соответственно 0.5 и 9 К. Преимуществами трехслойного чувствительного элемента TSPD по сравнению с однослойным являются: независимость формы сигнала и максимального значения сигнала от области поглощения фотона на поверхности поглотителя, линейный характер зависимости максимального сигнала от энергии фотона, что позволяет определять энергию поглощенного фотона по измеренному в эксперименте максимальному сигналу и большая площадь поверхности поглотителя. Таким образом, можно полагать, что именно трехслойный чувствительный элемент TSPD на основе редкоземельных гексаборидов составит конкуренцию сверхпроводящим детекторам при решении ряда задач однофотонного детектирования.

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

ЛИТЕРАТУРА

- 1. А.А. Кузанян, А.С. Кузанян, В.Р. Никогосян. Известия НАН Армении, Физика, 53, 320 (2018).
- 2. R.H. Hadfield. Nature Photonics, 3, 696 (2009).
- 3. T. Yamashita, S. Miki, H. Terai. IEICE Transactions on Electronics, E100-C, 274 (2017).
- 4. A. Gulian, K. Wood, D. van Vechten, G. Fritzdet. J. Mod. Opt., 51, 1467 (2004).
- A. Gulian, 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. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A520, 36 (2004).
- 6. 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. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A **520**, 56 (2004).

- 7. В.А. Петросян. Известия НАН Армении, Физика, 46, 194 (2011).
- 8. A.A. Kuzanyan, A.S. Kuzanyan. Proc. SPIE, 8773, 87730L (2013).
- 9. A. Kuzanyan, V. Nikoghosyan, A. Kuzanyan. Sensors & Transducers, 191, 57 (2015).
- 10. A.A. Kuzanyan. Nano Studies, 9, 93 (2014).
- A.A. Kuzanyan, A.S. Kuzanyan, V.R. Nikoghosyan. J. Phys. Conf. Ser., 673, 012007 (2016).
- 12. A. Kuzanyan, A. Kuzanyan, V. Nikoghosyan. Armenian Patent, no 2946, 2015.
- А.А. Кузанян, А.С. Кузанян, В.Р. Никогосян, В.Н. Гурин, М.П. Волков. Известия НАН Армении, Физика, 51, 244 (2016).
- 14. A. Kuzanyan, A. Kuzanyan, V. Nikoghosyan. Armenian Patent, no 3043, 2016.
- F. Marsili, V.B. Verma, J.A. Stern, S. Harrington, A.E. Lita, T. Gerrits, I. Vayshenker, B. Baek, M.D. Shaw, R.P. Mirin, S.W. Nam. Nat. Photon, 7, 210 (2013).
- A.E. Lita, B. Calkins, L.A. Pellochoud, A.J. Miller, S. Nam. Proc. 13th Int. Workshop LTD 13, CP1185, 351 (2009).
- A.E. Lita, B. Calkins, L.A. Pellochoud, A.J. Miller, S. Nam. Proc. SPIE, 7681, 76810D (2010).
- 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).
- A.A. Kuzanyan, A.S. Kuzanyan, V.R. Nikoghosyan. Sensors & Transducers, 207, 21 (2016).
- 24. А.А. Кузанян. Известия НАН Армении, Физика, **51**, 484 (2016).
- M.A. Ordal, R.J. Bell, R.W. Alexander, L.A. Newquist, M.R. Querry. Appl. Opt., 27, 1203 (1988).
- 26. С.И. Петросян, А.А. Кузанян, Г.Р. Бадалян, А.С. Кузанян. Известия НАН Армении, Физика, **53**, 208 (2018).
- 27. D.S. Bethune, W.P. Risk, G.W. Pabst. J. Modern Optics, 51, 1359 (2004).
- 28. F. Zappa, A.L. Lacaita, D. Covas, P. Lovati. Opt. Eng., 35, 938 (1996).
- 29. В.Н. Гурин, М.М. Корсукова, М.Г. Карин, К.К. Сидорин, И.А. Смирнов, Ф.И. Шелых. ФТТ, 22, 715 (1980).
- А.С. Игитян, Е.А. Кафадарян, Н.Р. Агамалян, С.И. Петросян, Г.Р. Бадалян, И.А. Гамбарян, Р.К. Овсепян, О.С. Семерджян. Известия НАН Армении, Физика, 49, 415 (2014).
- 31. H. Takeda, H. Kuno, K. Adachi. J. Am. Ceram. Soc., 91, 2897 (2008).

- 32. E. Sani, L. Mercatelli, M. Meucci, L. Zoli, D. Sciti. Scientific Reports, 7, 718 (2017).
- M.M. Korsukova, V.N. Gurin, Sh. Otani, Y. Ishizava. Solid State Commun., 99, 215 (1996).
- А.А. Кузанян, В.Р. Никогосян, А.С. Кузанян. Известия НАН Армении, Физика, 53, 96 (2018).
- 35. G. Schell, H. Winter, H. Rietschel, F. Gompf. Phys. Rev. B, 25, 1589 (1982).
- 36. D. van Vechten, K. Wood, G. Fritz, J. Horwitz, A. Gyulamiryan, A. Kuzanyan, V. Vartanyan, A. Gulian. Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res., 444, 42 (2000).
- 37. 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. Horwitz, A.M. Gulian. Proc. SPIE, 4140, 459 (2000).
- 38. As. Kuzanyan, Ar. Kuzanyan, V. Nikoghosyan. Sensors & Transducers, 207, 21 (2016).
- 39. A. Kuzanyan. Sensors & Transducers, 217, 28 (2017).
- 40. А.А. Кузанян, В.Р. Никогосян, А.С. Кузанян. Proc. of SPIE, 10229, 102290Р (2017).
- 41. М.А. Анисимов, В.В. Глушков, А.В. Богач, С.В. Демишев, Н.А. Самарин, С.Ю. Гаврилкин, К.В. Мицень, Н.Ю. Шицевалова, А.В. Левченко, В.Б. Филиппов, С. Габони, К. Флахбарт, Н.Е. Случанко. ЖЭТФ, 143, 877 (2013).
- 42. Y. Peysson, C. Ayache, B. Salce. J. Magnetism and Magnetic Materials, 59, 33 (1986).
- G.T. Furukawar, T.B. Douglasr, R.E. McCoske Yr, D.C. Ginnings. J. Research National Bureau Stand., 57, 67 (1956).
- 44. http://www.phys.ufl.edu/ireu/IREU2013/pdf_reports/Allen_Scheie_FinalReport.pdf
- 45. T. Fujita, M. Suzuki, T. Komatsubara, S. Kunii, T. Kasuya, T. Ohtsuka. Solid State Commun., 35, 569 (1980).
- 46. П.А. Попов, В.В. Новиков, А.А. Сидоров, Е.В. Максименко. Неорган. материалы, 43, 1324 (2007).
- D.A. Ditmars, S. Ishihara, S.S. Chang, G. Bernstein, E.D. West. J. Res. Nat. Bur. Stand., 87, 159 (1982).
- 48. R. Berman, E.L. Foster, J.M. Ziman. Proc. R. Soc. Lond. A, 231, 130 (1955).
- 49. V. Petrosyan, V. Vardanyan, V. Kuzanyan, M. Konovalov, V. Gurin, A. Kuzanyan. Solid State Sciences, 14, 1653 (2012).

ՀԱԶՎԱԳՅՈՒՏ ՀՈՂԵՐԻ ՀԵՔՍԱԲՈՐԻԴՆԵՐԻ ՀԻՄՔՈՎ ՄԻԱՖՈՏՈՆ ՋԵՐՄԱԷԼԵՏՐԱԿԱՆ ԴԵՏԵԿՏՈՐԻ ԵՌԱՇԵՐՏ ԶԳԱՅՈՒՆ ՏԱՐՐ

Ա.Ս. ԿՈՒՉԱՆՅԱՆ, Ա.Ա. ԿՈՒՉԱՆՅԱՆ, Վ.Ռ. ՆԻԿՈՂՈՍՅԱՆ

Ներկայացված են ջերմաէլեկտրական միաֆոտոն դետեկտորի եռաշերտ զգայուն տարրում 0.5–4.13 էՎ էներգիայով միակի ֆոտոնների կլանումից հետո ջերմության տարածման պրոցեսների համակարգչային մոդելավորման արդյունքները։ Դիտարկված են հազվագյուտ հողերի հեքսաբորիդներից բաղկացած զգայուն տարրի տարբեր երկրաչափություններ։ Որպես կլանիչի նյութ ընտրված է լանթանի հեքսաբորիդը (LaB₆), ջերմաէլեկտրական տվիչ՝ ցերիումի հեքսաբորիդը (CeB₆) և լանթան ցերիումի հեքսաբորիդր (La_{0.99}Ce_{0.01})B₆։ Նպատակն է լուծել մոտ ինֆրակարմիրից մինչև ուլտրամանուշակագույն տիրույթի ֆոտոնների դետեկտման բարձր արդյունավետություն ապահովելու խնդիրը։ Համակարգչային մոդելավորումը իրականացվել է սահմանափակ ծավալից ջերմության տարածման հավասարման հիման վրա՝ դիֆֆերենցիալ հավասարումների համար կիրառելով եռաչափ մատրիցային մեթոդը։ Ցույց է տրված, որ միայն հեքսաբորիդներից պատրաստված եռաշերտ զգայուն տարրով միաֆոտոն դետեկտորը կունենա գիգահերցային հաշվարկի արագություն, բարձր էներգետիկ լուծաչափ և 90% գերազանցող ֆոտոնների դետեկտման արդյունավետություն։ Հաշվի առնելով եռաշերտ զգայուն տարրի առավելությունները միաշերտի համեմատությամբ կարելի է պնդել, որ եռաշերտ զգայուն տարրը ավելի լայն հեռանկարներ ունի միաֆոտոնային դետեկտման մի շարք խնդիրներ լուծելու համար։

THREE-LAYER DETECTION PIXEL OF SINGLE-PHOTON THERMOELECTRIC DETECTOR BASED ON RARE-EARTH HEXABORIDES

A.S. KUZANYAN, A.A. KUZANYAN, V.R. NIKOGHOSYAN

The results of computer simulation of heat propagation processes in the three-layer detection pixel of single-photon thermoelectric detector after the absorption of single photons with 0.5–4.13 eV energies are presented. Various geometries of detection pixel consisting of rare-earth hexaborides are considered. Lanthanum hexaboride (LaB₆) is chosen as the absorber material, and for the materials of thermoelectric sensor are chosen cerium (CeB₆) and lanthanum–cerium (La_{0.99}Ce_{0.01})B₆ hexaborides. The problem to achieve high system efficiency of thermoelectric detector for photons detection in the wavelength range from UV to near IR rang is solved. Computer modeling is carried out on the basis of the equation of heat propagation from the limited volume by the use of three-dimensional matrix method for differential equations. It is shown that a single-photon thermoelectric detector with a three-layer detection pixel made only of hexaborides will have gigahertz count rate, high energy resolution, and detection efficiency exceeding 90%. Taking into account the advantages of three-layer detection pixel compared to the single-layer it can be argued that three-layer detection tasks.
УДК 621.312

СОЗДАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ НА ОСНОВЕ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ, ВЫРАЩЕННОГО НА БОРОСИЛИКАТНОМ СТЕКЛЕ

К.М. ГАМБАРЯН^{1*}, В.Г. АРУТЮНЯН¹, В.М. АРУТЮНЯН¹, T. BOECK², R. BANSEN², C. EHLERS²

¹Ереванский государственный университет, Ереван, Армения ²Leibniz Institute for Crystal Growth, IKZ, Berlin

*e-mail: kgambaryan@ysu.am

(Поступила в редакцию 15 августа 2018 г.)

Выращены слои поликристаллического кремния с размерами зерен в несколько десятков микрометров. Методики физического вакуумного осаждения (ФВО), перехода аморфный-жидкая фаза-кристаллический (АЖК) кремний, а также равновесной жидкофазной эпитаксия (РЖЭ) использованы при создании трех различных образцов. При создании первой структуры вначале на подложку была осаждена пленка аморфного кремния при комнатной температуре посредством ФВО с последующим нагреванием поверхности пленки до температуры ~300°С и распылением слоя индия. При создании второго образца, на поверхность АЖК слоя был осажден дополнительный слой кремния толщиной 400 нм. В третьей структуре было произведено наращивание зерен поликристаллического кремния с помощью РЖЭ. Полученные структуры имели сильное поглощение в средней ИК области спектра около 1960 см⁻¹. На кривой магнитосопротивления третьей структуры были выявлены шесть осцилляций со средним периодом $\delta B = 0.1214$ T при увеличении индукции магнитного поля от нуля до 1.6 Т. Предполагается, что эффект Ааронова–Бома либо кинетические явления на границах зерен ответственны за эти осцилляции. Численные оценки показывают, что из-за наличия сильного поглощения в средней ИК области должно произойти расширение спектра фотоотклика в длинноволновую область и увеличение эффективности преобразования солнечного (или другого теплового) излучения на~10-15%.

1. Введение

В настоящее время создание экономически выгодных и дешевых фотовольтаических (ФВ) и термофотовольтаических (ТФВ) структур является актуальной научной и инженерно-технической задачей. Помимо традиционных солнечных элементов ФВ элементы в последнее время все большее практическое применение находят также в ТФВ преобразователях теплового излучения. Идея ТФВ конверторов была предложена более 50 лет назад [1] и стала практически реализуемой благодаря развитию технологии получения высокоэффективных ФВ элементов на основе узкозонных полупроводников [2, 3]. В общем случае ТФВ конвертор состоит из источника тепла, инфракрасного излучателя, селективного оптического фильтра и самого ФВ элемента. Источником ИК излучения является эмиттер, разогретый до высоких температур 1000–2000°С. Для разогрева материала эмиттера используется как концентрированное солнечное излечение, так и другие виды тепловой энергии.

Принципиальное отличие ТФВ генераторов от солнечных элементов состоит в следующем. Эффективность обычных солнечных элементов определяется солнечным спектром и солнечной энергией, падающей на единицу земной поверхности. Дальнейшее повышение к.п.д. солнечных элементов, помимо использования концентрированного солнечного излучения, возможно лишь за счет увеличения области спектральной чувствительности этих элементов. Решение этой задачи, например, путем использования тандемных структур с несколькими *p-n* переходами, *p-n* переходов с квантовыми точками и т. д. интересно, но требует использования более дорогих технологий, что повышает стоимость таких элементов. Известно также, что высокоэффективные ФВ и ТФВ структуры создаются на основе дорогих материалов, в частности, на основе полупроводниковых соединений A³B⁵ и твердых растворов на их основе. Конечно, есть области применений, где эффективность и качество преобразователей являются основными требованиями, но, с другой стороны, для их более широкого применения создание экономически выгодных и дешевых ФВ и ТФВ структур является актуальной научной и технической задачей.

С этой точки зрения вместо использования в качестве подложек дорогостоящих соединений A^3B^5 и монокристаллического кремния, много научных и инженерных работ посвящены созданию структур на основе поликристаллического кремния, выращенного на дешевых подложках из боросиликатного стекла [4–8]. Однако проблема заключается в том, что при осаждении кремния на стекло происходит неэпитаксиальный рост (так называемый механизм Вольмера–Вебера) из-за принципиальной разницы кристаллографической структуры подложки и слоя. Поэтому нужны как соответствующие технологические, так и материаловедческие ухищрения для получения поликристаллического кремния с размерами зерен в несколько десятков микрометров, что необходимо в эффективных Φ B структурах. Обычно, при осаждении слоев кремния на подложке из боросиликатного стекла используются разные технологические методы, в частности, газофазная эпитаксия (CVD), физическое вакуумное осаждение, термическое вакуумное осаждение, осаждение из органических растворов и т. д. После чего, как правило, проводится термоотжиг при высоких температурах, а также обработка структур с помощью лазерного излучения или электронного пучка.

В институте по росту кристаллов в Берлине (Leibniz Institute for Crystal Growth, IKZ, Berlin) был предложен, запатентован и впоследствии опубликован интересный подход [8–16], смысл которого заключается в следующем. После осаждения аморфного кремния (*a*-Si), на его поверхность распыляется слой индия, который после нагревания превращается в капли с размерами в несколько сот нанометров. Капли индия, растворяя аморфный кремний и двигаясь по поверхности, оставляют трассы уже монокристаллического кремния (*c*-Si). Это так называемая технология аморфный–жидкая фаза–кристаллический (АЖК) кремний [11, 12]. При этом, как правило, получаются слои поликристаллического кремния с размерами зерен в несколько микрометров. Для дальнейшего наращивания и укрупнения зерен было предложено использовать технологию равновесной жидкофазной эпитаксии (РЖЭ) [6, 7, 10]. Основным преимуществом РЖЭ технологии является то, что она позволяет выращивать сравнительно толстые (в несколько десятков микрометров) и качественные эпитаксиальные слои высокой чистоты.

В настоящей работе представлены результаты по выращиванию на подложках из боросиликатного стекла совершенных и высокочистых слоев поликристаллического кремния с размерами зерен в несколько десятков микрометров. Исследованы электрофизические, оптические и магнитные свойства полученных структур для их дальнейшего применения в ФВ и ТФВ ячейках.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для исследования были изготовлены три структуры. При создании первой структуры в начале на подложку была осаждена пленка аморфного кремния при комнатной температуре путем ФВО, с последующим нагреванием поверхности пленки до температуры 300°С и распылением слоя индия. При этом образовывались наноразмерные капли расплавленного индия, которые двигаясь и растворяя аморфный кремний, оставляли за собой трассы монокристаллического кремния (технология АЖК). При создании второй структуры на поверхность первой структуры был осажден дополнительный слой кремния толщиной 400 нм при температуре 400°С. В третьей структуре, используя вторую структуру в качестве подложки, было произведено наращивание зерен поликристаллического кремния с помощью РЖЭ.

Сканирующий электронный микроскоп высокого разрешения (HR-SEM, SEM-EDXA–FEI Nova 600–Dual Beam), FTIR–Nicolet/NEXUS инфракрасный спектрометр с Фурье-преобразованием и Keithley-6514 System электрометр были использованы для исследования морфологии поверхностей, спектров

поглощения, электрофизических и магнитных характеристик структур, соответственно. Для исследования вольт-амперных характеристик (*I–V*) и измерения магнетосопротивления (MC) были изготовлены мезаструктуры, удовлетворяющие техническим требованиям, предъявляемым к фотосопротивлениям. Геометрическая конфигурация и топология омических контактов была выбрана таким образом, чтобы обеспечить прохождение однородного поверхностного электрического тока. Активная рабочая поверхность структур была идентичной и составляла 1 мм². Магнитное поле с индукцией до 1.6 Т было использовано для измерения MC.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис.1 представлено изображение морфологии поверхности третьей структуры, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа высокого разрешения. Видно, что описанный выше технологический подход позволяет выращивать на подложках из боросиликатного стекла слои поликристаллического кремния с диаметром зерен в несколько десятков микрометров, что необходимо для создания высокоэффективных ФВ и ТФВ структур.

FTIR исследования спектров поглощения структур показали, что несмотря на то, что в экспериментах были использованы высокочистые кремний и индий наряду с основным пиком структуры имелось также сильное поглощение в средней инфракрасной области спектра в районе 1960 см⁻¹ (E = 0.243 эВ, $\lambda = 5.08$ мкм). При измерении спектров поглощения структур была осуществлена



Рис.1. Морфология поверхности третьей структуры, полученная с помощью сканирующего электронного микроскопа высокого разрешения (Leibniz Institute for Crystal Growth (IKZ), Berlin, www.ikz-berlin.de).

следующая методика. Поотдельности были измерены спектры поглощения промышленной подложки из боросиликатного стекла и всей структуры. Используя программное обеспечение установки FTIR–Nicolet/NEXUS, были получены спектры поглощения выращенных слоев. На рис.2а представлен спектр поглощения третьей структуры: для всей структуры и для отдельно выращенного слоя. На рис.2b скомбинированы спектры поглощения слоев всех трех выращенных структур.



Рис.2. Спектры поглощения структур при комнатной температуре: (а) образец #3 (для структуры подложка+пленка и отдельно для пленки), (b) образцов #1–3 (только пленки).

Проведенные с помощью термозонда исследования показали, что слои всех трех структур имели *p*-тип проводимости. Это, скорее всего, связано с тем, что при АЖК и РЖЭ технологических процессах происходит внедрение атомов индия в поликристаллический кремний, создающее глубокие примесные уровни в запрещенной зоне. Этим объясняется сильное примесное поглощение в средней ИК области спектра.

Дополнительные исследования показали [8], что концентрация примесей в слое поликристаллического кремния третьей структуры, полученной методом РЖЭ, была $\sim 10^{15}$ см⁻³.

Измерения вольт-амперных характеристик при комнатной температуре показали, что для всех трех структур они имели линейный характер. Наибольшее поверхностное сопротивление (35.7 кОм) имела третья структура, а наименьшее (1.3 кОм) – вторая.

Аналогичное поведение было выявлено при измерении магнетосопротивления структур. Наибольшее МС имела третья структура, а наименьшее – вторая. Измерения МС осуществлялись при комнатной температуре в геометрии Фарадея (магнитное поле направлено перпендикулярно поверхности структуры) при плавном увеличении индукции магнитного поля от нуля до 1.6 Т. Однако на кривых МС всех трех структур были выявлены явно выраженные изломы (осцилляции). На рис.3а приведена кривая МС третьей структуры, а на рис.3b – ее производная, построенная для более четкого выявления осцилляций. На кривой МС третьей структуры при магнитных полях до 1.6 Т явно выражены шесть осцилляций (рис.3b) со средним периодом $\delta B = 0.1214 \pm 0.06$ Т. На наш взгляд, это либо обусловлено эффектом Ааронова–Бома (A–Б) [17–19], либо связано с кинетическими явлениями, происходящими на границах зерен поликристаллического кремния. Безусловно, этот экспериментальный результат требует более тщательного теоретического объяснения. Тем не менее, т. к. период осцилляций A–Б выражается как $\delta B = 4\Phi_0/\pi D_e^2$ [20], где $\Phi_0 = h/e$ – квантовый поток, расчеты показали, что диаметр циркуляций дырок в исследуемых структурах в среднем составляет $D = 215 \pm 10$ нм.



Рис.3. (а) Магнетосопротивление образца #3 в геометрии Фарадея при комнатной температуре и (b) производная магнитосопротивления.

Детальные исследования, проведенные с помощью атомно-силового микроскопа показали, что наряду с зернами поликристаллического кремния микрометрических размеров имеется также большой массив зерен с размерами от нескольких десятков до сотен нанометров (совпадение с расчетом диаметра циркуляции дырок). Мы предполагаем, что в наших структурах происходят также кванторазмерные явления, в частности А–Б эффект. Также известно, что применение кванторазмерных структур, в частности квантовых точек, приводит к расширению спектра фотоотклика ФВ и ТФВ структур [21]. Мы предполагаем, что полученные и исследованные в данной работе структуры должны иметь более широкий спектра фотоотклика как за счет поглощения через глубокие примесные уровни (red shift), так и за счет кванторазмерных эффектов (blue shift). По нашим предварительным оценкам к.п.д. преобразования солнечного (или другого теплового) излучения аналогичных ФВ и ТФВ структур должен повыситься на ~10– 15% по сравнению имеющимся.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, на подложке из боросиликатного стекла были выращены слои поликристаллического кремния с размерами зерен в несколько десятков микрометров. Техника ФВО, технология АЖК, а также РЖЭ были использованы при создании трех структур. Исследования спектров поглощения созданных структур показали, что структуры имели сильное поглощение в средней инфракрасной области спектра (1960 см⁻¹, E = 0.243 эВ, $\lambda = 5.08$ мкм), что открывает возможность применения данных структур в качестве экономически выгодных ТФВ ячеек. Вольт-амперные характеристики всех образцов имели линейных характер, наименьшее поверхностное сопротивление (1.3 кОм) имел второй образец, а наибольшее (35.7 кОм) – третий. На кривой магнетосопротивления третьей структуры были выявлены шесть осцилляций со средним периодом $\delta B = 0.1214 \text{ T}$ при увеличении индукции магнитного поля от нуля до 1.6 Т. Предполагается, что, либо эффект Ааронова–Бома, либо кинетические явления на границах зерен ответственны за эти осцилляции. Предварительные расчеты показывают, что изза наличия сильного поглощения в средней инфракрасной области также должно произойти расширение спектра фотоотклика в длинноволновую область спектра и увеличение эффективности преобразования солнечного (или другого теплового) излучения на ~10-15%. Выращенные и исследованные структуры могут быть использованы в качестве ФВ и ТФВ преобразователей, а также при решении ряда других прикладных задач в средней ИК области спектра.

Работа выполнена при финансовой поддержке ГК МОН Армении и федерального министерства по образованию и научным исследованиям Германии в рамках гранта MES-BMBF-12GE-015 (FKZ 01 DK1301). Авторы выражают благодарность А. Затикян за FTIR измерения.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. B.D. Wedlock. Proceedings of IEEE, 51, 694 (1963).
- M.V. Wanlass, J.S. Ward, K.A. Emery, M.M. Al-Jassin, K.M. Jones, N.J. Coutts. Solar Energy Materials and Solar Cells, 41/42, 405 (1996).
- V.A. Gevorkyan, V.M. Aroutiounian, K.M. Gambaryan, M.S. Kazaryan, K.J. Touryan, M.W. Wanlass. Thin Solid Films, 451–452, 124 (2004).
- 4. L. Carnel, I. Gordon, D. Van Gestel, G. Beaucarne, J. Poortmans. Thin Solid Films, 16, 6839 (2008).
- 5. M. A. Green. Appl. Phys. A, 96, 153 (2009).
- A. Gawlik, J. Plentz, I. Hoger, G. Andra, T. Schmidt, U. Bruckner, F. Falk. Phys. Stat. Sol. (a), 212, 162 (2015).
- 7. D. Amkreutz, J. Haschke, T. Haring, F. Ruske, B. Rech. Solar Energy Materials and Solar Cells, 123, 13 (2014).
- R. Bansen, C. Ehlers, T. Teubner, K. Böttcher, K. Gambaryan, J. Schmidtbauer, T. Boeck. J. Photonics for Energy, 6, 025501 (2016).

- 9. G. Beaucarne, F. Duerinckx, I. Kuzma, K. Van Nieuwenhuysen, H. Kim, J. Poortmans. Thin Solid Films, 511–512, 533 (2006).
- P. Capper, M. Mauk. Liquid Phase Epitaxy of Electronic, Optical and Optoelectronic Materials, Wiley, Chichester, UK, 2007.
- 11. Z. Shi. J. Mater. Sci. Mater. Electron., 5, 305 (1994).
- I. Silier, A. Gutjahr, F. Banhart, M. Konuma, E. Bauser, V. Schollkopf, H. Frey. Mater. Lett., 28, 87 (1996).
- R. Bansen, R. Heimburger, J. Schmidtbauer, T. Teubner, T. Markurt, C. Ehlers, T. Boeck. Appl. Phys. A, 119, 1577 (2015).
- R. Heimburger, N. Desmann, T. Teubner, H.-P. Schramm, T. Boeck, R. Fornari. Thin Solid Films, 520, 1784 (2012).
- 15. L. Yu, P.R.I. Cabarrocas. Phys. Rev. B, 81, 085323 (2010).
- 16. R.S. Wagner, W.C. Ellis. Applied Physics Letters, 4, 89 (1964).
- 17. Y. Aharonov, D. Bohm. Phys. Rev., 115, 485 (1959).
- K.M. Gambaryan, V.G. Harutyunyan, V.M. Aroutiounian, Y. Ai, E. Ashalley, Z.M. Wang. J. Physics D: Applied Physics, 48, 275302 (2015).
- K.M. Gambaryan, V.M. Aroutiounian, V.G. Harutyunyan, L.S. Yeranyan. J. Physics: IOP Conf. Series, 829, 012021 (2017).
- 20. V.M. Fomin. Physics of Quantum Rings, Berlin, Springer, 2014.
- 21. V.G. Harutyunyan, K.M. Gambaryan, V.M. Aroutiounian, I.G. Harutyunyan. Infrared Physics & Technology, **70**, 12 (2015).

ԲՈՐՈՍԻԼԻԿԱՏԱՅԻՆ ԱՊԱԿՈՒ ՎՐԱ ԱՃԵՑՎԱԾ ԲԱԶՄԱԲՅՈՒՐԵՂԱՅԻՆ ՍԻԼԻՑԻՈՒՄԻ ՎՐԱ ՀԻՄՆՎԱԾ ՖՈՏՈՎՈԼՏԱԻՆ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐԻ ՍՏԵՂԾՈՒՄ ԵՎ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄ

Աշխատանքում բորոսիլիկատային ապակե տակդիրի վրա ամեցվել են բազմաբյուրեղային սիլիցիումի թաղանթներ, որոնց բյուրեղիկների չափերը կազմել է մի քանի տասնյակ միկրոմետր։ Ներկայացված երեք նմուշների պատրաստման ընթացքում օգտագործվել են ֆիզիկական գազային նստեցում (ՖԳՆ), ամորֆ-հեղուկ-բյուրեղային (ԱՀԲ) անցում և հավասարակշիռ հեղուկային էպիտաքսիա (ՀՀԷ) տեխնոլոգիաները։ Առաջին նմուշի պատրաստման ընթացքում ապակե տակդիրի վրա սկզբում նստեցվել է ամորֆ սիլիցիումի թաղանթ, այնուհետև տաքացնելով թաղանթի մակերևույթը մինչև ~300°C փոշեցրվել է ինդիումի մետաղական բարակ շերտ։ Ինդիումի առաջացած կաթիլները լուծելով սիլիցիումը սկսում են շարժվել, թողնելով արդեն բյուրեղային սիլիցիումի հետագծեր, որը հայտնի է որպես ԱՀԲ անցում։ Երկրորդ նմուշի պատրաստման ընթացքում առաջին նմուշի վրա 400°C ջերմաստիձանում աձեցվել է 400 նմ հաստության սիլիցիումի լրացուցիչ թաղանթ. Երրորդ նմուշը պատրաստելիս երկրորդ նմուշը օգտագործվել է որպես տակդիր և դրա վրա ինդիումի հեղուկ ֆազից ՀՀԷ միջոցով աձեցվել է բազմաբյուրեղային սիլիցիումի թաղանթ։ Ցույց է տրվել, որ չնայաց այն բանի որ փորձերի ընթացքում օգտագործվել են գերմաքուր նյութեր, նմուշները ցուցաբերել են խիստ կլանում նաև միջին ենթակարմիր (1960 cm⁻¹) տիրույթում։ Մենյակային ջերմաստիձանում չափվել և հետազոտվել են նմուշների վոլը-ամպերային բնութագրերը և մագնիսադիմադրության կորերը։ Երրորդ նմուշի մագնիսադիմադրության կորի վրա դիտվել են վեց օսցիլյացիաներ $\delta B = 0.1214$ T միջին պարբերությամբ մագնիսական դաշտը զրոյից մինչև 1.6 T մեծացնելու ընթացքում։ Արվել է ենթադրություն, որ կամ Ահարոնով–Բոհմ երևույթը, կամ բյուրեղիկների բաժանման սահմանում տեղի ունեցող կինետիկական երևույթներն են պատասխանատու այդ օսցիլյացիաների համար։ Նախնական հաշվարկները ցույց են տվել, որ նաև միջին ենթակարմիր տիրույթում խարնուկային խիստ կլանումը կբերի ֆոտոարձագանքի սպեկտրի ընդլայմանը դեպի երկար ալիքային տիրույթ և ֆոտովոլտային ձևափոխման արդյունավետության մոտ 10-15% մեծացմանը։ Ստեղծված կառուցվածքները կարող են հաջողությամ օգտագործվել ինչպես ավանդական ֆոտովոլտային, այնպես էլ ջերմաֆոտովոլտային համակարգերում։

FABRICATION AND INVESTIGATION OF PHOTOVOLTAIC CONVERTERS BASED ON POLYCRYSTALLINE SILICON GROWN ON BOROSILICATE GLASS

K.M. GAMBARYAN, V.G. HARUTYUNYAN, V.M. AROUTIOUNIAN, T. BOECK, R. BANSEN, C. EHLERS

The microcrystalline Si layers with grain sizes of up to several tens of micrometers were grown. The physical vapour deposition (PVD), amorphous-liquid-crystalline (ALC) transition technique and a steady-state liquid phase epitaxy (SSLPE) are used for the fabrication of three different samples. The first sample under consideration was prepared first by deposition of a-Si onto glass substrates by PVD at room temperature, followed by heating from the front side to ~300°C and deposition of an indium metallic solvent. Droplets form and move along the surface, leaving traces of c-Si, a process referred to as ALC transition. At the preparation of the second sample, an additional silicon layer with the thickness of 400 nm was deposited at 400°C on an ALC layer. A sample, when after that a c-Si was grown on the seed layer by SSLPE from indium solution at a temperature range of 580 to 710°C are referred as a third sample. It is shown that despite the nominally undoped Si is used as a source material in both seed layer preparation and solution growth, the resulting samples have a strong absorption edge in the mid-infrared region around 1960 cm⁻¹. Current-voltage characteristics and the magnetic field dependence of the electric sheet resistance (magnetoresistance) are measured at room temperature. Six wellresolved oscillations with an average period of $\delta B = 0.1214$ T are revealed on the third sample's magnetoresistance curve at gradually increasing of the magnetic field from zero up to 1.6 T. It is assumed that either Aharonov-Bohm effect or kinetic phenomena taking place in the grains boundaries at lateral current flow are responsible for those oscillations. Preliminary quantitative evaluations show that the efficiency of PV solar cells based of our samples should be around 15% higher than that of traditional PV cells based on silicon on glass structures. We assume that presented results will be promising for PV, thermo-PV (TPV) and other mid-infrared applications.

УДК 538.971

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДИФФУЗНО-ЛЕГИРОВАННЫХ ГАЛЛИЕМ И ЛИТИЕМ ПЛЕНОК ОКСИДА ЦИНКА ДЛЯ СОЗДАНИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Р.К. ОВСЕПЯН^{1,2*}, Н.Р. АГАМАЛЯН^{1,2}, Е.А. КАФАДАРЯН^{1,2}, Г.Г. МНАЦАКАНЯН^{1,2}, А.А. АРАКЕЛЯН^{1,2}, С.И. ПЕТРОСЯН^{1,2}, Г.Р. БАДАЛЯН²

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

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

(Поступила в редакцию 12 сентября 2018 г.)

Разработана методика локального диффузного легирования определенных участков пленки ZnO донорной (Ga) и акцепторной (Li) примесями для получения пленок с топологическим рисунком легированных областей. Исследованы процесс диффузии, электрофизические и фотоэлектрические свойства диффузионно-легированных образцов планарных MIIM структур на основе Al– ZnO–Al, Al–ZnO:Ga–Al и Al–ZnO:Li–Al с металлическим алюминием в качестве контактов. Показано, что диффузионное введение примеси галлия подавляет фоточувствительность, а диффузионное введение лития в пленки ZnO повышает фоточувствительность по сравнению с нелегированными участками той же пленки.

1. Введение

Диффузное легирование в технологии полупроводниковых интегральных микросхем на кремнии используется как основная операция получения слоев *p*и *n*-типов проводимости в объеме полупроводниковой пленки. Широкое применение диффузного легирования обусловлено возможностью создания легированных областей различной толщины с хорошо контролируемыми электрофизическими параметрами и малыми искажениями (дефектами) кристаллической решетки.

Оксид цинка (ZnO) является весьма перспективным материалом для применения в полупроводниковых устройствах прозрачной электроники [1–5]. Пленки ZnO, относящиеся к широкозонным полупроводникам и обладающие множеством интересных свойств, находят широкое применение в оптоэлектронике в качестве светодиодов, работающих в сине-зеленом и УФ диапазонах,

прозрачных дисплеев, УФ фотодетекторов, газовых сенсоров, прозрачных электродов в преобразователях солнечного излучения и т. д. Важным достоинством этих пленок является возможность управления их электрическими свойствами введением донорной или акцепторной примеси. Примесь Ga в пленках ZnO действует как донор, увеличивая проводимость без ухудшения оптической прозрачности, в то время как примесь Li увеличивает их удельное сопротивление [3-5], т. е. действует как акцептор. Прозрачные проводящие пленки ZnO:Ga могут действовать одновременно как верхний прозрачный электрод и антиотражающее покрытие в *p-i-n* структурах фотоэлементов, поскольку в зависимости от уровня легирования их удельное сопротивление и ширина запрещенной зоны могут достигать $\sim 10^{-4}$ Ом см и ~ 4 эВ, соответственно. Их оптическая прозрачность составляет более 85% в видимой области спектра. Диэлектрические пленки ZnO:Li могут быть использованы как буферный слой, который осуществляет две функции: і-слоя для приемников УФ излучения и слоя повышения фотовольтаического напряжения солнечных элементов. Эти пленки, как проводящие, так и диэлектрические, полностью поглощают УФ излучение.

Однако диффузное легирование почти не исследовано для полупроводников типа A^{II}B^{VI} и, в частности, для пленок ZnO. Целью настоящей работы является исследование электрофизических и фотоэлектрических характеристик пленок ZnO, диффузно-легированных Ga или Li, для создания нелинейных электрических элементов.

2. Эксперимент

В качестве исходной структуры используются нелегированные пленки ZnO на подложке из сапфира с размером $20 \times 30 \text{ мм}^2$ и ориентацией (0001), полученные методом электронно-лучевого вакуумного напыления с ориентацией оси *C* пленки ZnO перпендикулярно плоскости подложки [5]. Образцы были изготовлены в одинаковых условиях: энергия электронов была ~6 кэВ, температура подложки поддерживалась при 250 ± 1 °C и скорость роста составляла 1.45 нм/с. Этот метод напыления приводит к созданию пленок с дефицитом кислорода, поэтому проводился дополнительный отжиг пленок на воздухе для насыщения кислородом. Такой отжиг приводит к уменьшению кислородных вакансий и, как следствие, к уменьшению донорных центров. Мишени для напыления изготовлялись методом твердофазного синтеза.

В процессе термодиффузии использовались две возможности: общая диффузия, однородная по всей поверхности пленки, и локальная, осуществляемая через окна в маске из металлического трафарета. Для легирования донорной примесью на нелегированную пленку ZnO толщиной 400 нм была нанесена пленка ZnO:Ga толщиной 100 нм (с содержанием 6.6 и 9.3 ат% Ga₂O₃ в мишени). Были изготовлены образцы двух типов, однородные по всей поверхности пленки и структуры с топологическим рисунком в виде прямоугольников 0.5×10 , 1×10 и 2×10 мм². Полученная структура проходила этап термодиффузии при температуре $700 \pm 15^{\circ}$ С в атмосфере воздуха или вакуума, затем отжигалась в вакууме или на воздухе, соответственно, при температуре 350° С для изменения концентрации кислорода.

Измерение концентрации Ga проводилось методом рентгеновского энерго-дисперсионного микроанализа (OXFORD-INCA Energy350), интегрированного с электронным микроскопом Vega. Микроанализ выполнялся при энергии электронного зонда 10 и 20 кэВ. Анализ производился при 1000-кратном увеличении. Как показали измерения, после проведения диффузии получены топологические участки пленки с концентрацией примеси галлия до 2.2 ат%.

Для легирования акцепторной примесью на пленки ZnO толщиной 450 нм наносились пленки ZnO:Li с содержанием лития 8 и 9 вес% в мишени и толщиной 200 нм. Изготавливались образцы двух типов: однородные по всей поверхности пленки и с топологическим рисунком. Далее полученная структура проходила этап термодиффузии при температуре 700°C в атмосфере воздуха.

Известно, что изменение концентрации кислорода в пленках ZnO приводит к изменению величины темновой проводимости. Для управления темновой проводимостью и создания топологической картины темновой проводимости были получены пленки с топологически-изменяющейся концентрацией кислорода. Через маску-трафарет на пленку ZnO наносилась методом термического вакуумного напыления пленка MgF₂ с топологическим рисунком. Пленка MgF₂ препятствовала диффузии кислорода в пленку ZnO. Диффузия кислорода осуществлялась в безградиентной печи в атмосфере кислорода или вакуума через участки, не покрытые MgF₂.

Измерения фотопроводимости и времени релаксации фотопроводимости проводились модулированным оптическим излучением при постоянном напряжении смещения. В качестве источника УФ излучения использовалось излучение светодиода L-7113UV (hv = 3.14 эВ), интенсивность которого на поверхности пленки составляла 5.2 мВт/см². В качестве омических контактов на поверхность пленки ZnO наносился металлический алюминий и таким образом создавалась планарная МПМ структура.

Для определения зависимости удельного сопротивления пленок по длине образцов и величины падения напряжения на контакте электрод–полупроводник применялся метод движущегося зонда. Сбор данных и управление экспериментом осуществлялись с помощью системы DAQ-board фирмы National Instruments. Холловская подвижность измерялась методом Ван-дер-Пау при напряженности магнитного поля 1-2 Тл. Кристаллическое качество и ориентация пленок оценивались с помощью дифрактометра DRON-3 с использованием излучения Си*К*а ($\lambda = 0.1542$ нм).

3. Результаты и их обсуждение

Методом рентгеноструктурного анализа определены зависимости параметров кристаллической решетки от концентрации примеси, диффузно введенной в пленку. Как известно [6], параметр *с* зависит от типа введенной примеси в процессе роста пленки. Для пленок ZnO, ZnO:Ga и ZnO:Li параметры *с* (0.5194, 0.5188 и 0.5176 нм, соответственно) имеют незначительную разницу, поэтому процесс диффузии контролировался по изменению положения пика XRD.

На рис.1а, b приведены рентгенограммы структуры ZnO/ZnO:Ga до и после процесса диффузии. Пик (0002) указывает на ориентацию пленок вдоль оси *C*. Если до процесса диффузии на рентгенограмме (рис.1а) видны два пика, обусловленные двумя пленками, то после диффузии наблюдается один пик, что свидетельствует о получении однородной по толщине пленки.



Рис.1. Рентгенограммы структуры ZnO/ZnO:Ga (а) до и (b) после процесса диффузии, кривые 2 и 3 – результат разложения кривой 1.

Оценка среднего размера кристаллитов D в направлении оси C до и после диффузии проводилась по формуле Шеррера с учетом ширины дифракционного максимума на полувысоте β и безразмерного коэффициента формы частиц k = 0.9(табл.1). Размеры кристаллитов в процессе диффузии существенно не изменяются. В пленках MgF₂ наблюдалось диффузное рентгеновское рассеяние, что свидетельствует об их аморфной структуре.

Электрические измерения проводимости показали, что диффузное легирование галлием приводит к увеличению проводимости $(0.6 \times 10^3 \text{ (Om cm)}^{-1})$ на ~4 порядка по сравнению с нелегированным образцом $(5.5 \times 10^{-2} \text{ (Om cm)}^{-1})$. Необходимо отметить, что такое увеличение удельного сопротивления характерно для ZnO:Ga при легировании во время роста [7].

| Примесь, ат% | Температура и длительность термодиффузии, °С/мин | Параметр решетки <i>с</i> , нм | <i>D</i> , нм |
|-----------------|--|--------------------------------------|------------------|
| ZnO | _ | 0.5194 | 25 |
| ZnO:Ga (2) | 700/100 | 0.5198 | 25 |
| ZnO:Ga (1) | 700/10 | 0.5198 | 22 |

Табл.1. Структурные характеристики ZnO и диффузно-легированных ZnO:Ga пленок

Результаты энергодисперсионного микроанализа по измерению градиента концентрации галлия по поверхности пленки при создании топологической структуры показали, что на краях легированной области (размытие края ~200 нм) происходит изменение концентрации Ga от 0 до 2.2 ат%. Это означает возможность создания топологических элементов размером 0.1 мм.

Для диффузионно-легированной ZnO:Li пленки измерения проводимости показали, что в слое, легированном литием в результате диффузии, проводимость уменьшается (4.3×10^{-4} (Ом см)⁻¹) на 7 порядков по сравнению с проводимостью нелегированного образца (5.1×10^3 (Ом см)⁻¹). Такое уменьшение проводимости характерно для пленок ZnO:Li при легировании в процессе роста [8]. Таким образом, получены компенсированные полупроводниковые структуры с акцепторной и донорной примесями (табл.2).

Нестехиометрия оксида цинка $Zn_{1+\delta}O_{1-\delta}$ вызвана образованием собственных точечных дефектов. Избыток Zn по сравнению с кислородом приводит к образованию комплексного донорного дефекта в виде вакансии кислорода и междоузельного цинка. Для измерения концентрации кислорода в пленках были получены образцы на подложках из промышленного кремния с минимальной проводимостью для исключения влияния кислорода. Проведенные эксперименты показали, что отжиг в кислородной атмосфере уменьшает проводимость пленок ZnO:Ga от 5×10^3 до $780 (Om cm)^{-1}$, что соответствует изменению концентрации носителей заряда (электронов) от $3.2 \times 10^{21} cm^{-3}$ до $5.0 \times 10^{20} cm^{-3}$. Соответствие изменения концентрации диффузно-вошедшего в пленку кислорода изменению концентрации электронов можно объяснить частичным заполнением диффузно-вошедшего в пленку кислорода и междоузельного цинка.

Результаты энергодисперсионного микроанализа показали, что до отжига концентрация Zn и O составляла соответственно 52.75 и 47.25 ат% (O/Zn = 0.8957), а после отжига при 450°C/10 мин – 50.1 и 49.5 ат% (O/Zn = 0.988). При

| Примесь, ат% | Температура и длительность термодиффузии, °С/мин | Проводимость σ, (Ом см) ⁻¹ |
|-----------------|--|--|
| ZnO | _ | 5.1×10^{3} |
| ZnO:Li (8) | 600/5 | 0.086 |
| ZnO:Li (8) | 650/5 | 0.034 |
| ZnO:Li (9) | 700/5 | 0.0017 |
| ZnO:Li (9) | 700/20 | 0.00052 |
| ZnO:Li (9) | 700/30 | 0.00043 |

Табл.2. Длительность и температура термодиффузии и проводимость диффузно-легированных пленок ZnO:Li

толщине пленки 350 нм и табличном значении плотности ZnO = 5.72 г/см³ (4.21 × 10^{22} молекул ZnO в см³) изменение концентрации кислорода составляло 1.75–2.2 ат% (табл.3).

Табл.3. Электрофизические параметры диффузно-легированных пленок ZnO:Ga в зависимости от продолжительности и температуры отжига на воздухе

| Примесь, ат% | Температура и длительность термодиффузии, °С/мин | Проводи- мость σ, (Ом см) ⁻¹ | Подвиж- ность μ_{Hall} , см ² /В с | Концентрация носителей <i>n</i> , см ⁻³ | Изменение концентрации кислорода, см ⁻³ |
|-----------------|---|---|---|--|---|
| ZnO:Ga (2) | _ | 5.1×10^3 | 9.8 | $3.2 	imes 10^{21}$ | _ |
| ZnO:Ga (2) | 450/10 | 780 | 9.7 | $5.0 	imes 10^{20}$ | $11.6 	imes 10^{20}$ |
| ZnO:Ga (1) | _ | 2.4×10^3 | 9.8 | $1.5 	imes 10^{21}$ | - |
| ZnO:Ga (1) | 700/10 | 400 | 10.2 | $2.5 	imes 10^{20}$ | $7.3 	imes 10^{20}$ |

Электрофизические и фотоэлектрические измерения исследуемых диффузионно-легированных образцов проводились на планарных МПМ структурах на основе Al–ZnO–Al, Al–ZnO:Ga–Al и Al–ZnO:Li–Al с металлическим алюминием в качестве электродов. Во всех трех случаях структура покрывалась пленкой MgF₂ для предотвращения диффузии кислорода в структуру. Пленки ZnO:Ga имели дефицит кислорода, т. к. процесс диффузии проходил в вакууме, отсюда высокая темновая проводимость $\sigma_{dark} \approx 3.2 \times 10^4$ (Ом см)⁻¹; холловская подвижность и концентрация электронов составляют соответственно ~6.1 см²/Вс и ~3.2 × 10^{21} см⁻³. Процесс диффузии Li в пленки ZnO проводился на воздухе, поэтому эти пленки насыщены кислородом. В результате диффузии лития и насыщения кислородом темновая проводимость уменьшалась до 0.00043 (Ом см)⁻¹, холловская подвижность увеличилась от 26 до 80 см²/Вс и концентрация электронов уменьшилась от 5.5×10^{11} до 3.5×10^{10} см⁻³. Темновая проводимость пленок MgF₂ составляла 4.5×10^{-13} (Ом см)⁻¹ и изменение проводимости под действием УФ излучения не наблюдалось, поэтому влиянием пленок MgF₂ на результаты электрических измерений можно пренебречь.

На рис.2а представлена кинетика нарастания и спада суммарной проводимости $\sigma = \Delta \sigma_{ph} + \sigma_{dark}$ при облучении УФ излучением с интенсивностью 5.2 мВт/см² в планарных структурах Al–ZnO–Al с нелегированной пленкой ZnO и Al–ZnO:Ga–Al с диффузно-легированной пленкой ZnO:Ga. На рис.2b показана электрическая схема измерения фототока. Для нелегированных пленок ZnO изменение проводимости при облучении светом $\Delta \sigma = 1.551$ (Ом см)⁻¹ и отношение $\Delta \sigma / \sigma_{dark} = 0.0525$. Для диффузно-легированных пленок ZnO:Ga $\Delta \sigma =$ 4.35 (Ом см)⁻¹ и отношение $\Delta \sigma / \sigma_{dark} = 0.00685$. Диффузно-легированные пленки менее чувствительны к световому воздействию.



Рис.2. (а) Кинетика нарастания и спада суммарной проводимости $\sigma = \Delta \sigma_{\rm ph} + \sigma_{\rm dark}$ в планарных структурах Al–ZnO–Al и Al–ZnO:Ga–Al. (b) Электрическая схема измерения фототока: $R_{\rm ph}$ – сопротивление измеряемого образца, R – эталонное сопротивление и $U_0 = 5$ V – напряжение смещения.

На рис.3а, b представлена кинетика нарастания и спада фотопроводимости $\Delta \sigma_{ph}$ в планарных структурах Al–ZnO:Li–Al, где в пленку ZnO диффузно вводилась акцепторная примесь Li.



Рис.3. Кинетика (а) нарастания и (b) спада фотопроводимости $\Delta \sigma_{\rm ph}$ в планарных структурах Al–ZnO:Li–Al. Напряжение смещения $U_0 = 100$ V.

Включение освещения приводит для легированных литием пленок к увеличению проводимости, как и в случае чистых пленок ZnO. Кинетика нарастания тока для структуры Al–ZnO:Li–Al описывается двумя временными компонентами – быстрой τ_{fast} и медленной τ_{slow} . Аналогичные зависимости с двумя временными параметрами наблюдались в пленках ZnO:Li, в которых примесь вводилась в процессе роста [7–9]. Быстрая временная компонента связана с прямым фотовозбуждением или релаксацией электронов в зону проводимости [8, 9]. Большие времена нарастания и спада могут быть связаны с замороженной фотопроводимостью [10–12].

На рис.4 приведена экспериментальная схема измерения пространственного распределения потенциала между анодом и катодом в планарной структуре Al–ZnO–ZnO:Ga–ZnO–Al. Метод движущегося зонда используется для определения однородности проводимости в планарной структуре. Через алюминиевые электроды, нанесенные на поверхность, пропускается стабилизированный постоянный ток *I*. По межэлектродной поверхности образца от анода к катоду вдоль линий тока перемещается зонд со скоростью 0.05 мм/с, измеряющий распределение потенциала вдоль линии сканирования. Зависимость проводимости σ от координаты *l* вычисляется по формуле

$$\sigma(l) = \frac{I}{S} \left| \frac{dU}{dl} \right|^{-1},\tag{1}$$



Рис.4. Экспериментальная схема измерения пространственного распределения потенциала между анодом и катодом в планарной структуре Al–ZnO–ZnO:Ga–ZnO–Al. Ширина пленки d = 2.5 мм, расстояние ВЕ между электродами 6.5 мм. Прямая линия – траектория сканирования, участки AB и EF – соответственно анод (1) и катод (2), участок CD – диффузионно-легированная область пленки ZnO:Ga (4), участки BC и DE – нелегированная область пленки ZnO (3).

где dU/dl – градиент потенциала в измеряемой точке и S = dh – площадь поперечного сечения пленки (h – толщина пленки).

Пленки, полученные вышеописанной диффузной технологией, на начальной стадии обладают однородной проводимостью по всей площади пленки. На рис.5 представлено распределение потенциала между анодом и катодом в планарной структуре Al-ZnO-ZnO:Ga-ZnO-Al. Участок AB - металлический алюминиевый электрод (анод), ВС – нелегированная пленка ZnO, CD – диффузнолегированная пленка ZnO:Ga, DE – нелегированная пленка ZnO и EF – металлический алюминиевый электрод (катод). Из рисунка видно, что легирование галлием приводит к уменьшению наклона участка CD по сравнению с участками BC и DE, что связано с увеличением проводимости. Участки CD и DE были аппроксимированы линейной зависимостью по формуле (1). Расчеты показали величину градиента dU/dl на участках CD и DE соответственно 0.201 и 4.97 и, таким образом, увеличение проводимости в 25 раз. Необходимо отметить высокую однородность проводимости в том числе на участках с диффузно-легированными образцами. Зависимость потенциала U от координаты на границе электродпленка имеет крутой скачок в точках В и Е, который вызван сопротивлением барьера Шоттки. На границах пленок ZnO и ZnO:Ga таких скачков нет.

Зависимость удельного сопротивления R_s на контакте металл—полупроводник в случае высокой концентрации носителей определяется туннелированием носителей заряда через барьер и описывается выражением

$$R_{s} \sim \exp\left(\frac{2\sqrt{\varepsilon_{s}\varepsilon_{0}m^{*}}}{qh}\left(\frac{q\varphi_{b}}{\sqrt{N_{d}}}\right)\right),\tag{2}$$



Рис.5. Распределение потенциала *U* между анодом и катодом планарной структуры Al–ZnO–ZnO:Ga–ZnO–Al вдоль линии тока. Участки AB – металлический алюминиевый электрод (анод), ВС – нелегированная часть пленки ZnO, CD – диффузионно-легированная область ZnO:Ga, DE – нелегированная область ZnO и EF – металлический алюминиевый электрод (катод). Расстояние BE между электродами 6.5 мм.

где диэлектрическая проницаемость пленок ZnO $\varepsilon_s \sim 8.3$, q – заряд электрона, m^* – эффективная масса электрона, N_d – концентрация донорных центров, ε_0 – диэлектрическая постоянная и $\varphi_b \sim 0.42$ эВ – высота барьера [13]. Результаты расчета зависимости R_s от концентрации по формуле (2) показывают, что величина R_s для контакта Al–ZnO находится в диапазоне 0.1–10 Ом см². Используемые в наших экспериментах омические алюминиевые электроды к пленкам ZnO:Ga имели удельное сопротивление R_s контакта металл–полупроводник 1–5 Ом см². Создание в области контакта металл–полупроводник дополнительного слоя с высокой концентрацией электронов позволит снизить удельное сопротивления R_s перехода в 10–20 раз.

4. Заключение

Показана возможность использования технологии диффузного легирования пленок оксида цинка акцепторной (Li) или донорной (Ga) примесями для управления электрофизическими и фотоэлектрическими свойствами. Разработана методика локального диффузного легирования определенных участков пленки ZnO, т. е. получены пленки с топологическим рисунком легированных областей.

Проведены электрофизические и фотоэлектрические измерения диффузионно-легированных образцов планарных МПМ структур на основе Al–ZnO–Al, Al–ZnO:Ga–Al и Al–ZnO:Li–Al с металлическим алюминием в качестве контакта. Показано, что диффузное введение примеси галлия подавляет фоточувствительность, а диффузное введение лития в пленки ZnO повышает фоточувствительность по сравнению с нелегированными участками той же пленки.

Измерено пространственное распределение потенциала между анодом и катодом в планарной структуре Al–ZnO–ZnO:Ga–ZnO–Al. Показано возрастание проводимости на участке структуры с диффузно-легированной ZnO:Ga. На границе электрод–пленка имеет место скачок потенциала *U*, который вызван сопротивлением барьера Шоттки. Создание в области контакта металл (Al)–полупроводник (ZnO) дополнительного слоя с высокой концентрацией электронов позволит снизить удельное сопротивления *R*_s перехода в 10–20 раз.

Показана принципиальная возможность использования диффузной технологии для создания многоэлементных микросхем прозрачной электроники.

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

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Transparent Electronics: from Synthesis to Applications. A. Facchetti, T. Marks (Eds.). Wiley, 2010.
- 2. P. Barquinha, R. Martins, L. Pereira, E. Fortunato. Transparent Oxide Electronics: from Materials to Devices. Wiley, 2012.
- N.R. Aghamalyan, E.A. Kafadaryan, R.K. Hovsepyan, S.I. Petrosyan. Semicon. Sci. Technol., 20, 80 (2005).
- N.R. Aghamalyan, E.A. Kafadaryan, R.K. Hovsepyan. Effect of Lithium and Gallium Impurities on Opto-Electrical Properties of ZnO Films. Chapter 4 in: Trends in Semiconductor Science, New York Nova Science Publishers, 2005, pp. 81–110.
- 5. N.R. Aghamalyan, E.Kh. Goulanian, R.K. Hovsepyan, E.S. Vardanyan, A.F. Zerrouk. Phys. Stat. Sol (a), 199, 425 (2003).
- N.R. Aghamalyan, I.A. Gambaryan, E.Kh. Goulanian, R.K. Hovsepyan, R.B. Kostanyan, S.I. Petrosyan, E.S. Vardanyan, A.F. Zerrouk. Semicon. Sci. Technol., 18, 525 (2003).
- 7. S.A. Studenikin, N. Golego, M. Cocivera. J. Appl. Phys., 87, 2413 (2000).
- 8. S.B. Zhang, S.H. Wei, A. Zunger. Phys. Rev. B, 63, 752 (2001).
- 9. W. Yang, S.S. Hullavarad, B. Nagaraj, I. Takeuchi, R. P. Sharma. Appl. Phys. Lett., 82, 3424 (2003).
- R.H. Bube. Photoelectronic Properties of Semiconductors. Cambridge University Press, 1992.
- A.T. Vai, V. L. Kuznetsov, J. R. Dilworth, P. P. Edwards. J. Materials Chemistry C, 5, 206 (2015).
- 12. Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов. УФН, 184, 1033 (2014).
- 13. Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг. Физика и техника полупроводников, 41,1281 (2007).

በ2 ዓԾԱՅԻՆ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԷԼԵՄԵՆՏՆԵՐԻ ՍՏԵՂԾՄԱՆ ՀԱՄԱՐ ԴԻՖՈԻԶԻԱՅԻ ԵՂԱՆԱԿՈՎ ԳԱԼԻՈՒՄՈՎ ԵՎ ԼԻԹԻՈՒՄՈՎ ԼԵԳԻՐՎԱԾ ՑԻՆԿԻ ՕՔՍԻԴԻ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ՖՈՏՈԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

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

Մշակված է լեգիրող խառնուկի տոպոլոգիական պատկերով թաղանթների ստեղծման համար դոնորային (Ga) և ակցեպտորային (Li) խառնուկներով ZnO-ի թաղանթի որոշակի հատվածների տեղային դիֆուզային լեգիրման մեթոդիկան։ Հետազոտված են որպես կոնտակտ հանդիսացող մետաղական ալյումինիումով Al–ZnO–Al-ի, Al–ZnO:Ga–Al-ի և Al–ZnO:Li–Al-ի հիման վրա պլանար (հարթ) մետաղկիսահաղորդիչ-մետաղ կառուցվածքներում դիֆուզիայի պրոցեսը, դիֆուզիայի եղանակով լեգիրված նմուշների էլեկտրաֆիզիկական և ֆոտոէլեկտրական հատկությունները։ Ցույց է տրված, որ գալիումի խառնուկի դիֆուզիայի եղանակով մտցնելը ձնշում է ֆոտոզգայունությունը, իսկ ZnO-ի թաղանթների մեջ լիթիումի դիֆուզիայի եղանակով մտցնելը համեմատած նույն թաղանթի ոչ լեգիրված տեղամասերի հետ բարձրացնում է ֆոտոզգայունությունը։

PHOTOELECTRIC PROPERTIES OF ZINC OXIDE FILMS DIFFUSION-DOPED BY GALLIUM AND LITHIUM FOR CREATION OF NONLINEAR ELECTRIC ELEMENTS

R.K. HOVSEPYAN, N.R. AGHAMALYAN, E.A. KAFADARYAN, G.G. MNATSAKANYAN, A.A. ARAKELYAN, S.I. PETROSYAN, G.R. BADALYAN

A technique for local diffusion doping of certain areas of a ZnO film of donor (Ga) and acceptor (Li) impurities has been developed to produce films with a topological doping pattern. The diffusion process, the electro-physical and photoelectric properties of diffusion-doped samples of planar MSM structures based on Al–ZnO–Al, Al–ZnO:Ga–Al and Al–ZnO:Li–Al with metallic aluminum as contacts are investigated. It is shown that the diffusion introduction of the gallium impurity suppresses the photosensitivity, while the diffusion of lithium into ZnO films increases the photosensitivity compared to the undoped areas of the same film.

УДК 539.1

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ДИСЛОКАЦИЙ ФРЕНКЕЛЯ–КОНТОРОВОЙ В МОНОКРИСТАЛЛАХ АЛЮМИНИЯ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

М.М. АРАКЕЛЯН^{*}, Э.А. НАЗАРЯН

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: marakelyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 26 сентября 2018 г.)

Компьютерным моделированием исследовано движение дислокаций Френкеля–Конторовой в монокристаллах алюминия при низких температурах. Получено, что движение дислокаций осуществляется квантовым туннелированием перегибов дислокаций через барьеры Пайерлса. Показано, что действие высокого барьера Пайерлса аналогично действию низких температур и при преодолении барьера Пайерлса дислокация движется неравномерно, ускоряясь под действием поля барьера и замедляясь после его преодоления. На основании численного эксперимента рассчитаны длина свободного пробега дислокаций, расстояние между потенциальными барьерами Пайерсла и ширина барьера в алюминии. Рассчитаные значения соответствуют реальным величинам.

1. Введение

Основными критериями при выборе материалов, используемых в технике при криогенных температурах, являются малый удельный вес, высокая прочность и пластичность. Сочетание этих свойств в алюминии и его сплавах делают эти материалы практически незаменимыми в криогенной технике, авиакосмической и других отраслях промышленности. Однако конструкционное использование этих материалов требует изучения особенностей их поведения в условиях низких и сверхнизких температур. В работе [1] изучены микроструктура и механические свойства ультрамелкозернистого алюминия технической чистоты в интервале температур 4.2–295 К, полученного методом равноканального углового прессования. Экспериментальные исследования показали, что предел текучести материала и градиент роста кривой деформационного упрочнения с приложением ультразвука значительно уменьшаются. Это явление объясняется тем, что звуковые колебания способствуют преодолению межзеренных или обусловленных кристаллическим строением барьеров. В настоящее время техника и точность эксперимента дали возможность наблюдать движение отдельных дислокаций в кристалле, а не их скоплений, что позволило более точно объяснить механизм движения дислокаций. В алюминии при малых плотностях дислокаций $(10^2 - 10^3)$ см⁻², когда взаимодействием между ними можно пренебречь, дислокации наблюдаются в виде прямых линий вдоль кристаллографических направлений с малыми индексами, что указывает на влияние барьера Пайерлса [2].

Барьер Пайерлса, ответственный за внутренние напряжения, оказывает влияние на движение дислокаций и связанные с ним характеристики внутреннего трения. При T < 50 К заметной подвижностью могут обладать только перегибы дислокаций. При этом кинетическая энергия перегибов много меньше высоты потенциального барьера Пайерлса: $E_{kin} \sim 0.24 \times 10^{-22}$ эрг и потенциальный барьер Пайерлса $E_P \sim 4 \times 10^{-15}$ эрг [3]. Поэтому при очень низких температурах и напряжениях движение дислокаций может осуществляться путем квантового туннелирования перегибов дислокаций через барьеры Пайерлса [4].

При рассмотрении движения дислокаций в описанных условиях оказывается возможным компьютерным моделированием оценить расстояния между барьерами Пайерлса, ширину потенциального барьера Пайерлса и другие микроскопические характеристики кристалла, что представляет собой большой научный интерес.

2. Теория и численный эксперимент

В настоящей работе рассмотрено движение дислокаций в алюминии при низких температурах с учетом барьера Пайерлса. Для описания движения дислокации использована одномерная модель Френкеля–Конторовой, которая имеет некоторые преимущества по сравнению с другими моделями. В этой модели используется дискретный подход, энергия Пайерлса уменьшается с увеличением ширины дислокации, что соответствует эксперименту, напряжение Пайерлса по порядку величины также соответствует получаемым из эксперимента данным: $\sigma_P \sim (10^{-4} - 10^{-2})\mu$, где μ – модуль сдвига кристалла [2].

Известно, что при низких температурах в алюминии имеет место скольжение дислокаций при аномально малых напряжениях. Попытки объяснить это явление в рамках классической теории приводят к несогласованным результатам. Возникает необходимость трактовать указанный эффект на основе квантового подхода. Моделирование процесса скольжения дислокаций с использованием реальных констант дает возможность исследовать характер движения дислокаций в потенциале Пайерлса, выявить его коренное отличие от надбарьерного движения дислокаций. Известно, что для чистых монокристаллов при скорости деформации 10^{-6} с⁻¹ напряжения, необходимые для начала пластической деформации (стартовые напряжения), могут составлять десятые доли Н/мм². Это объясняется тем, что даже минимальные нагрузки при наличии тепловых флуктуаций способны вызвать движение перегибов дислокаций, подвижность которых много выше подвижности дислокаций, и, следовательно, привести к направленному смещению дислокаций (пластической деформации).

Нелинейное дифференциальное уравнение синус-Гордона в частных производных позволяет выявить универсальные многопараметрические динамические явления при движении дислокации в кристалле с учетом барьера Пайерлса. Используем уравнение синус-Гордона в безразмерных переменных $x = (v_0 / \omega)\tilde{x}$ и $t = \tilde{t} / \omega$

$$\ddot{\varphi}_n = -\sin\varphi_n + \varphi_n^{"}, \qquad (1)$$

где φ_n – смещение *n*-го атома от положения равновесия в угловых единицах, ω – характерная частота, v_0 – скорость звука и \tilde{x} , \tilde{t} – безразмерные переменные, а также зависимость напряжения σ от деформации, скорости деформации ζ и температуры по Цельсию θ при разупрочнении [5]

$$\sigma = a_0 \varepsilon^{a_1} \zeta^{a_2} e^{-a_3 \theta} . \tag{2}$$

Здесь $a_0 = 3.6 \times 10^6 \, \Pi a$, $a_1 = 0.255$, $a_2 = 0.05$ и $a_3 = -0.01$ – константы материала: a_1 характеризует материал, a_2 зависит от характера приложения внешней нагрузки. Поэтому, создавая разные условия скорости деформирования, можно регулировать величину a_2 в пределах до нескольких порядков, что соответствует деформированию от квазистатического режима до импульсно-динамического.

Предварительно покажем, что на макроскопическом уровне туннелированию соответствует разупрочнение кристалла. Используя уравнение синус-Гордона (1) с высоким барьером Пайерлса, при котором наблюдается туннелирование, и уравнение (2) при комнатной температуре и $a_2 = 0.05$, моделируем зависимость $\sigma(\varepsilon)$ (рис.1а). Затем берем барьер Пайерлса, при котором не наблюдается туннелирование, $a_2 = 0.05$ и низкие температуры и вновь получим зависимость $\sigma(\varepsilon)$ (рис.1b). Как видно из рис.1a,b, ход кривых аналогичен. Можно заключить, что действие высокого барьера Пайерлса аналогично действию низких температур или при понижении температуры барьер Пайерлса увеличивается, что находится в согласии с работой [2].

Эффект туннелирования дислокаций подтверждается еще одним компьютерным экспериментом. Численно решая уравнение синус-Гордона с высоким барьером Пайерлса, что идентично низким температурам, и используя выражение



Рис.1. Зависимости $\sigma(\epsilon)$ при (а) высоком барьере Пайерлса и комнатной температуре и (b) низком барьере Пайерлса и низкой температуре.

(2), находим зависимости истинных значений напряжений от деформаций в алюминии при гелиевых температурах в переменных Эйлера (рис.2а).

Переходя в уравнении синус-Гордона от функции смещения к деформации, определяя скорость деформации и используя связь между скоростью деформации и скоростью дислокации [2], моделируем зависимость скорости дислокации от времени выражением

$$\dot{\varepsilon} = \rho b v$$
, (3)

где $\dot{\epsilon}$ – модуль скорости деформации, ρ – общая длина подвижных дислокаций в единице объема, b – модуль вектора Бюргерса и v – модуль скорости дислокации. Физические константы для алюминия взяты из работы [2]. Зависимость модуля скорости дислокации от времени представлена на рис.2b.



Рис.2. Зависимости (а) напряжения от деформации в переменных Эйлера, (b) модуля скорости дислокации от времени и (c) напряжения от времени при движении дислокации для тех же интервалов времени.

Как известно, условное значение предела прочности σ_b для алюминия составляет 8×10^8 дин/см². Истинное значение предела прочности σ_{real} определяется следующим образом: $\sigma_{real} = F_{max}/S$, где S – текущая площадь поперечного сечения. Из условия постоянства объема получаем $\sigma_{real} = \frac{F_{max}}{S_0/(1+\varepsilon)} = \sigma_b(1+\varepsilon)$, где ε – относительная деформация и S_0 . – исходная площадь поперечного сечения. Истинное напряжение σ_{real} – это напряжение, отнесенное к текущей площади поперечного сечения образца. Тогда истинное значение предела прочности σ_b составляет $8 \times 10^8 (1+\varepsilon)^2$ дин/см², где ε – значение относительной деформации (на рис.2с значения в точках начала спуска). Если значения напряжений, при которых кривая начинает круто идти вниз (начало разупрочнения) (рис.2с), меньше величины $8 \times 10^8 (1+\varepsilon)$ дин/см², то происходит эффект туннелирования. Если в какой-либо из точек начала разупрочнения эти значения больше истинного значения предела прочности, то происходит локализация деформации и разрушение образца.

Из данных численного эксперимента (рис.2с) нами рассчитаны истинные

значения напряжений и деформаций, при которых происходит резкое разупрочнение. Проведено сравнение полученных значений напряжений в этих точках с истинным значением предела прочности алюминия. Расчеты показывают, что в точках резкого разупрочнения разрыва (разрушения) кристалла не происходит, так как значения напряжений в этих точках меньше истинного значения предела прочности.

В работе [5] этот эффект трактуется следующим образом: при увеличении деформации при определенных скоростных режимах деформирования динамические процессы разупрочнения ускоряются настолько, что снимают упрочнение, достигнутое на предыдущих этапах деформации.

В работах [6, 7] получена аналогичная зависимость напряжения от деформации при растяжении образцов алюминия с различными величинами зерен в интервале 0.27–10 мкм при 293 К. Резкое уменьшение напряжения при почти постоянной деформации при размере зерна < 1 мкм здесь соответствует локализации деформации и разрушению образцов и проявляется практически на пределе текучести. В нашем случае рассмотрение происходит при гелиевых температурах и требует другой трактовки. Мы предполагаем, что резкое периодическое уменьшение напряжения (соответствующего значениям, меньшим предела прочности) при почти постоянной деформации может быть объяснено туннелированием перегибов через потенциалы Пайерлса.

Задача решается в эйлеровом рассмотрении, так как мы исследуем характеристики изменения поля движущейся дислокации в данной точке пространства с течением времени. Поэтому представленный на рис.2а результат может быть объяснен следующим образом. При движении дислокации вокруг нее создается поле напряжений, которое отражает периодический характер эволюции упругих свойств среды. Многочисленными исследованиями доказано, что такие параметры, как предел текучести, предел прочности и другие, характеризующие пластичность, зависят от накопленной деформации нелинейным образом. Как и следовало ожидать, кривая зависимости $\sigma(\epsilon)$ (рис.2a) в области микропластичности имеет нелинейный характер. Из численного эксперимента следует (рис.2b), что скорость движения дислокации относительно среды носит периодический характер. В интервале возрастания напряжения со стороны барьера Пайерлса растет скорость дислокации – происходит упрочнение. Когда дислокация, преодолев потенциал Пайерлса, попадает в долину потенциального барьера, происходит релаксация напряжения (разупрочнение) и изменение знака ускорения дислокации на противоположный. Таким образом, при преодолении барьера Пайерлса дислокация движется неравномерно, ускоряясь перед барьером и замедляясь после преодолении барьера (рис.2b), т. е. периодически происходят

процессы микроупрочнения и микроразупрочнения. Из рис.2b следует также, что с общим увеличением напряжения скорость дислокации растет, вследствие чего барьер Пайерлса преодолевается за более короткий интервал времени.

Характер изменения напряжения в окрестности исследуемой области (вблизи дислокации) отражает характер движения дислокации, обусловленный дискретностью среды: периодическое микроразупрочнение соответствует периодическому характеру изменения упругих характеристик, что коррелирует с осциллирующей зависимостью деформации от координаты в окрестности дислокации (рис.3b,с).



Рис.3. В окрестности поля смещений дислокации (а) зависимости деформации от координаты (b) справа и (c) слева от дислокации.

В работе [8] был разработан метод периодического импульсного нагружения. Этот метод позволяет исследовать динамические свойства дислокаций и получать более полную информацию о движении дислокаций. При этом в зависимости от частоты внешнего поля меняется время перехода дислокации в соседнюю долину потенциального барьера и поэтому должна меняться длина свободного пробега дислокации. С изменением частоты меняется время нагруженного состояния. Если время действия нагрузки меньше времени образования двойного перегиба критического размера, то дислокация не успевает перейти в соседнюю долину потенциального барьера, и оставшиеся двойные перегибы аннигилируют. В противном случае дислокация переходит в соседнюю долину и увеличивается ее средний пробег. В работе [9] экспериментально исследована динамика индивидуальных дислокаций в монокристаллах кремния при нагружении периодическими импульсными нагрузками, соизмеримыми с временем перехода дислокации в соседнюю долину.

Перегибы на дислокациях являются топологическими солитонами [10]. Из-за малой массы солитонов и слабого взаимодействия с атомами матрицы солитоны могут делокализоваться в кристалле, в то время как сами атомы матрицы ведут себя классическим образом. При низких температурах перегибы будут располагаться на равных расстояниях друг от друга, что сводит к минимуму упругое отталкивание между ними. В работе [11] показано, что при низких температурах рождение пары перегибов представляет собой квантомеханический туннельный процесс.

3. Определение зависимости длины свободного пробега дислокаций от частоты переменного упругого поля

В алюминии потенциальный барьер Пайерлса ~ 4×10^{-15} эрг [10]. При воздействии ультразвука с частотой ~ 10^{12} Гц и учете диссипации меняется длина свободного пробега дислокаций Френкеля–Конторовой. Наибольшая длина свободного пробега соответствует резонансной частоте, сопоставимой с временем перехода дислокации в соседнюю долину барьера Пайерлса. Получено неоднородное уравнение синус-Гордона с трением и периодическим внешним упругим полем $F(t) = F_0 e^{i\Omega t}$, где F_0 – амплитуда внешнего воздействия. В безразмерных единицах это уравнение принимает вид

$$\ddot{\varphi}_n + \sin \varphi_n - \varphi_n^* + \beta \dot{\varphi}_n = \gamma \, \sin \frac{\Omega t}{\omega}, \qquad (4)$$

где $\omega^2 = 2\pi f_0/(ma)$, $\beta = \mu_0/(ma)$, $\gamma = 2\pi F_0/(ma\omega^2)$, μ_0 – коэффициент, характеризующий трение, φ_n – смещение *n*-го атома от положения равновесия и *a* – постоянная решетки. При рассматриваемых низких температурах возникают динамические потери вследствие неравномерности движения дислокации по барьеру и периодического изменения конфигурации ядра дислокации, т. е. в данном случае под диссипацией понимается радиационное трение. Таким образом, радиационное трение это механизм диссипации, обусловленный исключительно дискретностью решетки, поэтому он сохраняется при самых низких температурах.

Граничные условия, имеющие физический смысл, заключаются в том, что образец, по которому распространяется дислокация, считается открытым на

обоих концах, т. е. $\begin{bmatrix} \partial \phi \\ \partial x \end{bmatrix}_{x=0} = \begin{bmatrix} \partial \phi \\ \partial x \end{bmatrix}_{x=l} = 0$, где l – безразмерная длина образца.

Зависимость длины свободного пробега дислокации от частоты упругого поля при пропускании через кристалл высокочастотного звука $\sim 10^{12}$ Гц с коэффициентами 0.06, 0.1, 0.25, 1, 2, 2.5 и 2.7 представлена на рис.4, из которого видно, что при определенной частоте длина свободного пробега дислокации максимальна. Очевидно, этой частоте соответствует образование несхлопывающегося двойного перегиба, в результате чего в течение времени действия положительной части внешнего упругого поля дислокация переходит в следующую долину потенциального барьера [8]. Полученный результат однозначно указывает на влияние потенциального барьера Пайерса на движение дислокации.



Рис.4. Зависимость длины свободного пробега дислокаций L от частоты переменного упругого поля Ω .

4. Определение расстояния между барьерами Пайерлса и ширины барьера Пайерлса

Количественные оценки расстояний между барьерами Пайерлса и ширины барьера Пайерлса в алюминии представляют большой научный интерес. Подобного типа задачи могут быть решены посредством атомарных решеточных расчетов. Однако полученные результаты численного эксперимента зависимости истинных значений напряжений от времени (рис.2с), при которых происходит периодическое резкое разупрочнение, позволяют найти альтернативное решение задачи, а именно, решается уравнение синус-Гордона для низких температур без внешнего поля и учета силы трения. При этом масштаб времени составляет: $t_{real} = 2.1 \times 10^{-6} t$ (сек), t – машинное время; масштаб координаты $x_{\text{real}} = 5.5 \times 10^{-10} x$ (см), x – машинная координата; соответствующий масштаб скорости имеет вид

$$v_{\text{real}} = \frac{x_{\text{real}}}{t_{\text{real}}} = \frac{5.5 \times 10^{-10}}{2.1 \times 10^{-6}} \frac{x}{t} = 2.6 \times 10^{-4} v \text{ (cm/cek)}.$$

Расчеты дают для средней скорости дислокации между напряжениями Пайерлса (рис.2b) значение

$$v = 140.479 \times 2.6 \times 10^{-4} = 365.25 \times 10^{-4}$$
 (cm/cek).

Средние машинные интервалы времени между напряжениями Пайерлса (рис.2с) составляют 0.763. Тогда среднее реальное время прохождения дислокации расстояния между барьерами Пайерлса составляет

$$\overline{t}_{\text{real}} = 0.763 \times 2.1 \times 10^{-6} = 1.6 \times 10^{-6} \text{ (сек)}.$$

Реальное расстояние между барьерами Пайерлса будет равно произведению средней скорости дислокации при движении между барьерами на среднее реальное время прохождения дислокации расстояния между ними:

$$l = 3.7 \times 10^{-2} \times 1.6 \times 10^{-6} = 5.92 \times 10^{-8}$$
 (cm).

Таким образом, на основании численного эксперимента с использованием реальных констант нами оценено среднее расстояние между барьерами Пайерлса в алюминии в направлении скольжения дислокации. Полученный результат по порядку соответствует реальным значениям для межплоскостных расстояний d_{ijk} в алюминии: $d_{200} = 2.02$ Å, $d_{111} = 2.33$ Å, $d_{220} = 1.428$ Å, где ijk – индексы кристаллографических направлений.

Аналогичным способом можно оценить ширину барьера Пайерлса в алюминии. Теоретический расчет дает для направления [111] значение ширины перегиба $\omega = 12.8 \times 10^{-8}$ см и для направления [220] $\omega = 7.8 \times 10^{-8}$ см. Значение ширины перегиба (5 - 10)b, где b – модуль вектора Бюргерса [2]. На основании представленного нами численного эксперимента (рис.2с) расчеты дают для ширины барьера Пайерлса в алюминии при низких температурах значение ~ 2×10^{-8} см. Учитывая, что перегибы могут охватывать один или несколько барьеров Пайерлса, можем заключить, что полученный результат согласуется с приведенными выше известными данными.

Известно, что при низких температурах в алюминии имеет место скольжение дислокаций при аномально малых напряжениях. В работах [11, 12] дана интерпретация низкотемпературных аномалий движения дислокаций с динамическими перегибами в чистых металлах. Показано, что отжиг образца, приводящий к исчезновению перегибов, вызывает подавление указанных особенностей. Таким образом, аномалии тесно связаны с наличием перегибов на дислокации и скольжением дислокаций посредством туннелирования перегибов.

5. Заключение

Компьютерным моделированием исследовано движение дислокаций Френкеля – Конторовой в алюминии при низких температурах. Показано, что дислокации при скольжении преодолевают барьеры Пайерлса посредством туннелирования перегибов. При этом периодически меняются характеристики деформаций, напряжений и скорости дислокаций, что отражает периодический характер среды; при понижении температуры барьер Пайерлса увеличивается. Теоретическим расчетом и компьютерным моделированием оценены длина свободного пробега дислокации в зависимости от частоты внешнего механического периодического поля, качественная зависимость высоты потенциального барьера Пайерлса от температуры, расстояние между барьерами Пайерлса, а также ширина барьера Пайерлса. Полученные результаты находятся в согласии с известными значениями и подтверждают эффект туннелирования перегибов.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Ю.З. Эстрин, Н.В. Исаев, Т.В. Григорова, В.В. Пустовалов, В.С. Фоменко, С.Э. Шумилин, И.С. Брауде, С.В. Малыгин, М.В. Решетняк, М. Янечек. Физика низких температур, 34, 842 (2008).
- 2. Д. Хирт, И. Лоте. Теория дислокаций. Москва, Атомиздат, 1972.
- 3. **М.М. Аракелян.** Известия НАН Армении, Физика, **50**, 126 (2015).
- 4. **Б.В. Петухов, В.Л. Покровский.** ЖЭТФ, **63**, 634 (1972).
- 5. В.Л. Колмогоров. Механика обработки металлов давлением. Москва, Металлургия, 2001.
- 6. Г.А. Малыгин. ФТТ, 49, 961 (2007).
- 7. Г.А. Малыгин. ФТТ, 53, 711 (2011).
- 8. В.И. Никитенко, Б.Я. Фарбер, Ю.Л. Иунин. Письма в ЖЭТФ, 41, 103 (1985).
- M.B. Fogel, S.E. Trullinger, A.R. Bishop, J.A. Krumhans. Phys. Rev. B, 15, 1578 (1977).
- В.А. Мелик-Шахназаров, И.И. Мирзоева, И.А. Наскидашвили. Письма в ЖЭТФ, 43, 247 (1986).
- 11. T.A. Parkhomenko, V.V. Pustovalow. Phys. Stat. Sol. (a), 74, 11 (1982).
- 12. В.В. Пустовалов. Физика низких температур, 26, 515 (2000).

ՅԱԾՐ ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆՆԵՐՈՒՄ ԱԼՅՈՒՄԻՆԻ ՄԻԱԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ ՖՐԵՆԿԵԼ–ԿՈՆՏՈՐՈՎԱՅԻ ԴԻՍԼՈԿԱՑԻԱՅԻ ՇԱՐԺՄԱՆ ԹՎԱՅԻՆ ՄՈԴԵԼԱՎՈՐՈՒՄԸ

Մ.Մ. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ, Է.Ա. ՆԱԶԱՐՅԱՆ

Համակարգչային մոդելավորմամբ հետազոտվել է ալյումինիումի միաբյուրեղներում, ցածր ջերմաստիձաններում Ֆրենկել–Կոնտորովայի դիսլոկացիաների շարժումը։ Ստացվել է, որ նշված պայմաններում դիսլոկացիաների շարժումը իրականանում է դիսլոկացիանների ծովածքների Պայերլսի պատնեշով թունելավորմամբ։ Ցույց է տրվել, որ Պայերլսի բարծր պատնեշի ազդեցությունը համարժեքը ցածր ջերմաստիջանների ազդեցությանը։ Հաղթահարելով Պայերլսի պատնեշը դիսլոկացիան շարժվում է անհավասարաչափ՝ արագանալով պատնեշից առաջ և դանդաղելով այն հաղթահարելուց հետո։ Թվային փորձերի հիման վրա հաշվարկվել է իրական արժեքներին համապատասխանող դիսլոկացիայի ազատ վազքի երկարությունը, Պայերլսի պատնեշների միջն եղած հեռավորությունները, պատնեշի լայնությունը։

NUMERICAL SIMULATION OF THE MOVEMENT OF FRENKEL– KONTOROVA DISLOCATIONS IN ALUMINUM SINGLE CRYSTALS AT LOW TEMPERATURES

M.M. ARAKELYAN, E.A. NAZARYAN

Computer simulation of the motion of Frenkel–Kontorova dislocations in single crystals of aluminum at low temperatures has been studied. It is obtained that under these conditions dislocation motion is realized by quantum tunneling of the kinks of dislocations through the Peierls barriers. It is shown that the action of the Peierls high barrier is analogous to the action of low temperatures, and the Peierls barrier is overcome, the dislocation moves unevenly, accelerating under the action of the Peierls barrier and slowing down after overcoming the Peierls barrier. Based on a numerical experiment the dislocation mean free path, the distance between the Peierls potential barriers and the width of the Peierls barrier are calculated. It is obtained that these values correspond to real values.

УДК 538.9

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ШУМЫ В ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПРОВОЛОКАХ

Ф.В. ГАСПАРЯН

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

e-mail: fgaspar@ysu.am

(Поступила в редакцию 27 июня 2018 г.)

Изготовлены металлические микроразмерные проволоки из золота, серебра и меди с различными размерами. Исследованы ВАХ, низкочастотные шумы, а также характер и зависимость спектральной плотности шумов от типа и размеров металлов и контактов. Показано, что спектральная плотность низкочастотного шума сильно зависит от размеров образца. Она растет с уменьшением диаметра проволоки и с ростом длины образца. Зависимость спектральной плотности низкочастотного шума показывает, что он имеет контактный характер, а спектральная плотность шума пропорциональна квадрату сопротивления контакта.

1. Введение

Металлические микро- и наноразмерные проволоки и ленты, используемые для осуществления гальванической связи между функциональными элементами в микро- и наноэлектронике, должны обладать как высокой проводимостью, так и не должны влиять на основные электрофизические параметры приборов. Для электронных приборов особое значение имеет отношение сигнал/шум (S/N). Тенденция развития современной микро- и наноэлектроники характеризуется многими ограничениями как на электрофизические и технологические, так и на геометрические параметры и конструкцию приборов. Ограничение на мощность осуществляется уменьшением полезного сигнала - тока. При слабых уровнях сигнала для достижения большого значения отношения сигнал/шум необходимо уменьшить уровень токовых шумов. Известно, что шумы металлических проволок пропорциональны сопротивлению [1–3]. Характеризация шума с 1/f-подобным спектром также называемым избыточным или фликкер-шумом является одной из наиболее важных проблем современной радиофизики. Причина в том, что с одной стороны, характер этих колебаний остается отчасти малоизвестным, хотя возможные механизмы происхождения

обсуждались в научной литературе на протяжении многих десятилетий [1–9]. С другой стороны, этот шум ограничивает чувствительность и влияет на стабильность многих электронных устройств, требования к которым постоянно повышаются. В последнее время резко возрос интерес к 1/*f*-шуму в тонких металлических пленках и проволоках, что объясняется их широким применением в различных областях физики и техники, особенно в современной микро- и наноэлектронике, которая предъявляет высокие требования к тонким пленкам и проволокам в производственных коммутационных слоях, резисторах и контактах для интегральных микросхем. Этот вопрос стал весьма важным при продолжающемся уменьшении размеров.

Область применения молекулярных переходов охватывает также молекулярные проволоки. Электрические свойства переходов с одиночными молекулами обычно исследуются посредством регулирования расстояния между двумя металлическими электродами с помощью механически управляемых обрывных переходов (MCBJ) [10–13], сканирующего туннельного микроскопа [14] или атомно-силового микроскопа [15]. Как показано в работе [12], размеры металлических проволочных контактов сильно влияют на вольт-амперные характеристики (ВАХ) молекулярного перехода. Механизм электропроводности в разрывных металлических пленках и проволоках был предметом исследования многих работ [4–7, 16–18], авторы которых столкнулись с проблемой объяснения таких особенностей, как аномально большое удельное сопротивление, отрицательный тепловой коэффициент удельного сопротивления и наличие нового компонента токового шума, отсутствующего в объемных металлических образцах. Только при чрезвычайно высокой плотности тока на очень тонких сплошных металлических пленках обнаружен небольшой токовый шум, имеющий 1/f-спектр [4]. Однако этот шум имеет совершенно иное происхождение, чем тот, который наблюдается в разрывных пленках. Модель механизма проводимости в разрывных металлических пленках, объясняющая происхождение флуктуаций проводимости этих пленок, и экспериментальные результаты, касающиеся шума проводимости прерывистых пленок золота в широком диапазоне температур, представлена в работе [16]. Детальный обзор вопросов, касающихся 1/f-флуктуаций тока в сопротивлениях из конденсированных веществ, особенно металлов, представлен в работе [7].

Недавно нами изучены транспортные свойства голых и функционированных с органическими молекулами BDT (benzene-1,4-dithiol) золотых наноконструкций с использованием низкочастотной шумовой спектроскопии [18]. Проанализированы зависимости нормализованной спектральной плотности шума S_I / I^2 (S_I – спектральная плотность шума, I – ток) для широкого диапа-

зона сопротивлений образцов. Выявлена характерная зависимость S_I / I^2 как функция сопротивления системы. Для трех транспортных режимов (диффузионного, баллистического и туннельного) разработаны модели, описывающие поведение шума как для голых наноразмерных образцов золота, так и функционированных молекул BDT.

Как известно, для однородных металлов и полупроводников флуктуацию сопротивления можно представить следующим образом [4]:

$$\left\langle \left(\frac{\Delta R}{R}\right)^2 \right\rangle = \left\langle \left(\frac{\Delta G}{G}\right)^2 \right\rangle = \frac{\alpha \Delta f}{Nf} \equiv C \frac{\Delta f}{f},$$
 (1)

где R – сопротивление, G – проводимость, f – частота, Δf – полоса частот, $\alpha = 2 \times 10^{-3}$ – безразмерная постоянная, N – полное число свободных электронов и $C \equiv \alpha / N$.

Хорошо известно, что когда происхождение 1/*f*-шума в металлических лентах и проволоках связано с объемными эффектами $C \propto R$ [5], в случае поверхностных эффектов $C \propto R^2$ [5], в случае же превалирования контактных явлений $C = R_c^3$ [1, 6], где R_c – сопротивление контакта.

Настоящая работа посвящена исследованию низкочастотных шумов металлических тонких проволок из золота, серебра и меди с целью выявления влияния типа и размеров (диаметра и длины) проволок, а также влияние контактов на поведение и характер низкочастотных шумов.

2. Образцы и методы измерений

Были изготовлены металлические тонкие проволоки из золота, серебра и меди с различными диаметрами и длиной. Исследованы ВАХ и низкочастотные шумы этих проволок.

Установка для измерения шумов приведена на рис.1. Она состоит из источника питания с низким уровнем собственных шумов (источник постоянного напряжения 9 В), который обеспечивает постоянный ток через образец. Образцы с различными длиной (4, 6 и 8 мм) и диаметром (25, 50, 80 и 250 мкм) приклеены к контактной площадке с площадью 5×5 мм² токопроводящим клеем марки «Контактол». Образцы размещены в изолированном от внешнего электромагнитного влияния пермаллоевом ящике. Измерительная часть состоит из усилителя (Model-5184 Preamplifier) и работающего с операционной системой Windows 7 спектрального Фурье-анализатора (Handyscope 3, TiePieEngineering). Данные, полученные от спектрального анализатора, передаются в компьютер и обрабатываются при помощи программы LabView. Все измерения проведены при комнатной температуре.


Рис.1. Экспериментальная установка для измерения шума: ЭЯэкранированный ящик, НШУ – низкошумящий усилитель, *E* – источник постоянного тока и *R* – нагрузочное сопротивление.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Вольтамперные характеристики

Измерения ВАХ проводились подключением к электродам проволоки управляемых источников ЭДС или тока, с помощью измерительных приборов вольтметра и амперметра измеряются напряжения и токи в цепи проволоки при различных значениях ЭДС или тока источников.



Рис.2. ВАХ проволок из Аи длиной 4 мм и диаметрами 50 (1) и 25 (2) мкм.

Типичные ВАХ представлены для проволок из Au на рис.2 и 3 (чистота золота была 99.99). ВАХ описываются законом Ома

$$I = \frac{V}{R} = \frac{VA}{\rho L} = \frac{\pi D^2 V}{4\rho L},$$
(2)

где I – ток, V – приложенное напряжение, ρ – удельное сопротивление, L – длина, D – диаметр и A – площадь поперечного сечения проволоки.

С ростом диаметра и уменьшением длины образцов ток через проволоки растет линейно (рис.2 и 3). ВАХ проволок из Аg и Cu также линейные.



Рис.3. ВАХ проволок из Аи диаметром 50 мкм. Длина образцов составляла 4 (1), 6 (2) и 8 мм (3).

3.2. Низкочастотные шумы

Проведено измерение низкочастотных шумов металлических проволок в области частот 0.5–500 Гц при комнатной температуре. Результаты представлены для образцов из Au на рис.4 и 5. Шумы состоят как из фликкер, так и теплового и контактного шумов. Для контактного шума наиболее важной переменной является контактное сопротивление R_c , само по себе зависящее от нескольких факторов. В некоторых случаях контактный шум пропорционален R_c , а в других случаях он изменяется пропорционально более высокой степени R_c , т. е. R_c^2 или R_c^3 . Эти зависимости детально исследованы в работах [1–3, 19]. В полученных нами результатах ролью контактного шума нельзя пренебречь, несмотря на то, что в наших измерениях металлические проволоки приклеены к контактным площадкам проводящим клеем. Начиная с частот 100–200 Гц фликкер-шум выссте с контактным шумом экранируется тепловым шумом и уровень шумов выходит на плато.



Рис.4. Спектральная плотность шумов проволоки из Au диаметром 50 мкм при токе 75 мA и температуре 300 К. Длина образцов составляла 8 (1), 6 (2) и 4 мм (3).

С ростом длины образцов спектральная плотность шумов растет как для золотых (рис.4), так и для проволок из серебра и меди. Результаты измерений токового шума серебряных тонкопленочных резисторов длиной 7000, 100, 30 и 1 мкм в зависимости от тока и температуры, приведенные в работе [9], также показали, что с ростом длины резисторов от 50 нм до 10 мм нормированная спектральная плотность токовых шумов $S_I / 2eI$ растет от значения 1/3 до



Рис.5. Спектральная плотность шумов проволоки из Ag, Au и Cu диаметром в 50 мкм и длиной 4 мм, измеренная при токе 75 мA и температуре 300 К.

 $\sqrt{3}$ / 4. Как следует из результатов наших измерений, спектральная плотность шумов проволок из Ag меньше, чем из Cu и Au. Это связано с тем, что при комнатной температуре удельная проводимость Ag больше, чем у Cu и Au [20] ($\sigma_{Ag} = 6.2 \times 10^7$, $\sigma_{Cu} = 5.85 \times 10^7$ и $\sigma_{Au} = 4.42 \times 10^7 \,\Omega^{-1} M^{-1}$). Вследствие этого при постоянном токе плотность шумов больше у золотых проволок (рис.5).

На рис.6 представлена зависимость спектральной плотности шумов от диаметра образцов проволоки из Au длиной 4 мм. Рост уровня шумов с уменьшением диаметра проволок был ожидаемым, поскольку $S_V \propto R^m \propto 1/D^{2m}$. Такое поведение шумов наблюдалось также в тонких пленках из Au, когда шум растет с уменьшением толщины пленок [5].



Рис.6. Частотная зависимость спектральной плотности шумов проволок из Аи длиной 4 мм при токе 75 мА и температуре 300 К, диаметре образцов. Кривые соответствуют случаям 25 (1) и 50 мкм (2).

На рис.7 представлена зависимость нормированной плотности шумов от сопротивления и длины проволоки из Au диаметром 50 мкм при разных частотах и постоянном токе (75 мА). Кривые построены с использованием данных рис.4. В отличие от результатов работы [9], мы наблюдали более сильную степенную зависимость $S_V(L)$, что может быть связано с проявлением зависимости шумов от сопротивления $S_V \propto R^m \propto L^m$, где степень *m* изменяется от 1 до 3 [1, 5, 6]. Сравнение рис.7 с данными работы [1] (для Au) показывают, что в нашем случае значение степени *m* также близко к 3, с ростом частоты значение *m* уменьшается и приближается к 2 (ср. кривые для 20 и 500 Гц). Низкие значения *m* могут быть обусловлены тем, что в отличие от работе [1], где исследованы металлические контакты, в наших экспериментах контакты были созданы органическим клеем. Можно утверждать, что до частот 100–200 Гц имеем дело



Рис.7. Зависимость нормированной плотности шумов от длины проволоки из Au с диаметром 50 мкм при разных частотах: 20 (1), 100 (2) и 500 Гц (3). Для сравнения приведены также квадратичный (4) и кубический (5) законы.

с шумом, имеющим 1/*f*-спектр, выше 200 Гц спектры 1/*f*-, тепловых, поверхностных и контактных шумов перекрываются и экранируются тепловым шумом. При таком представлении можно понять расхождение степени *m* в зависимости $S_V \propto R^m \propto L^m$ от единицы, характерное для теплового шума $S_{V,T} = 4k_{\rm B}TR \propto R$. Заметим, что большую роль в формировании шумов в наших образцах играют контакты. Отметим также, что нами использованы проволоки заводского производства и их поверхность дополнительно не обрабатывалась, а качество контактов зависело от добротности используемого контактного клея. Можно считать, что построенные на основе опытных данных кривые удовлетворительно описываются предсказанной в работах [1–3] теорией.

Как видно из рис.4-6 уровень шумов принимает довольно большое значение по сравнению с массивными образцами. Увеличение уровня шумов при уменьшении размеров образцов наблюдалось многократно [20]. Рост шумов можно объяснить следующим образом. Для 1/*f*-компоненты шума $S_{V,1/f} \propto N^{-1} \propto (LA)^{-1}$, так что при уменьшении размеров L и A спектральная плотность увеличивается. В каждом проводнике электрического тока, который имеет активное сопротивление, возникает тепловой шум, обусловленный хаотическим движением носителей заряда. Для объяснения высокого уровня теплового шума следует отметить, что спектр теплового шума зависит от размеров проволоки как $S_{V,T} = 4k_{\rm B}TR \propto R \propto L/D^2$, так что, если с уменьшением длины $S_{V,T}$ уменьшается, то уменьшение D приводит к более сильному, квадратичному росту уровня теплового шума. Поэтому, если размеры образца уменьшаются во всех направлениях, то спектральная плотность теплового шума S_{V,T}

тоже должна расти. В области частот 10–100 Гц степень частотой зависимости шумов $\gamma \approx 1$.

Определим характер измеренного нами шума и выясним его природу. Проведем численные оценки спектральной плотности шумов. Для этого необходимо учитывать, что полное электрическое сопротивление, шум которого измерялся, состоит из сопротивления проволоки R и сопротивления последовательно соединенных двух контактов R_c , т. е. $(R+2R_c)$. В этом случае, используя формулу Хуга для низкочастотного шума, можем написать, что

$$S_{V} = \frac{\alpha V^{2}}{Nf} = \frac{\alpha R^{2} I^{2}}{nLAf} \left(1 + \frac{2R_{c}}{R}\right)^{2} = \frac{\alpha e \overline{\upsilon} \rho^{2} LI}{fA^{2}} \left(1 + \frac{2R_{c}}{R}\right)^{2}, \qquad (3)$$

где $\overline{\upsilon} = \sqrt{k_{\rm B}T/m}$ – средняя тепловая скорость электронов в металле. Подставим следующие значения параметров для проволок из Au при комнатной температуре: $e = 1.6 \times 10^{-19}$ A.c; $\overline{\upsilon} = 1.17 \times 10^7$ см/c; f = 20 Гц; $\rho = (\sigma_{\rm Au})^{-1} = 2.26 \times 10^{-6}$ Ом см; L = 0.8 см; I = 0.075 A; $D = 25 \times 10^{-4}$ см; $A = \pi D^2 / 4 = 4.9 \times 10^{-6}$ см². Тогда для S_V получаем:

$$S_V = 2.38 \times 10^{-18} \left(1 + \frac{2R_c}{R} \right)^2 \mathbf{B}^2 / \Gamma \mathbf{\mu}.$$
 (4)

Для значений $S_V \propto (10^{-8} - 10^{-7})$ В²/Гц, соответствующих нашим измерениям (см. рис.4–6), необходимо потребовать, чтобы

$$\left(1+\frac{2R_{\rm c}}{R}\right)^2 \propto 10^8 - 10^{10} \,.$$

Это равносильно значению сопротивления контакта

$$R_{\rm c} \propto R \sqrt{\left(10^8 - 10^{10}\right)} = 10^4 - 10^5$$
 Om.

Наблюдаемые большие уровни измеренного шума могут являться причиной больших значений R_c , и можно с уверенностью утверждать, что измеренный нами шум, в основном, имеет контактный характер. Как видно из выражения (3) $S_V \propto R_c^2$, т. е. если плотность шума представляем в виде $S_V = \alpha V^2 / Nf$, то зависимость $S_V(R_c)$ получается более слабой, чем наблюдалось в работах [1, 6]. В наших измерениях наблюдалась именно такая слабая зависимость (см. рис.7). Такое расхождение в зависимости $S_V(R_c)$ можно объяснить тем, что в работах [1, 6] контакты были металлические, а в нашем случае использован проводящий клей. В то же время в работе [19] отмечается квадратичная зависимость и в металлах. Таким образом, использование органического клея приводит к ослаблению зависимости $S_V(R_c)$ и как видно из рис.7 $2 < m \le 3$.

4. Заключение

Таким образом, измерение низкочастотных шумов металлических микроразмерных проволок с контактами, изготовленными высокопроводящим органическим клеем марки «Контактол» показало, что спектральная плотность низкочастотного шума, в основном, имеет контактный характер, проявляющийся в квадратичной зависимости величины шума от сопротивления контакта. В отличие от случая металлических контактов зависимость $S_V(R_c)$ ослабляется, а именно: $S_V \propto R_c^2$. Плотность шума сильно зависит также от свойств исследуемых металлов – проводимости и геометрических размеров. Уровень шумов увеличивается с ростом длины и уменьшается с ростом диаметра проволоки. Уменьшение длины проволоки способствует облегчению выполнения условия S / N > 1.

Автор признателен Г. Хондкаряну и А. Аракеляну за помощь в проведении измерений.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. F.N. Hooge. Physica, 60, 130 (1972).
- 2. F.N. Hooge, A.M.H. Hoppenbrouwers. Phys. Lett., 29A, 642 (1969).
- 3. A.M.H. Hoppenbrouwers, F.N. Hooge. Philips Res. Repts., 25, 69 (1970).
- 4. F.N. Hooge. Phys. Lett., 29A, 139 (1969).
- 5. F.N. Hooge, A.M.H. Hoppenbrouwers. Physica, 45, 386 (1969).
- 6. F.N. Hooge. Physica, 83B, 14 (1976).
- 7. P. Dutta, P.M. Horn. Rev. of Modern Phys., 53, 497 (1981).
- 8. Г.П. Жигальский. УФН, 167, 623 (1997).
- 9. A.H. Steinbach, J.M. Martinis, M.H. Devoret. Phys. Rev. Lett., 76, 3806 (1996).
- 10. Y. Kim, T. Pietsch, A. Erbe, W. Belzig, E. Scheer. Nano Lett., 11, 3734 (2011).
- 11. C.A. Martin, D. Ding, H.S. van der Zant, J.M. van Ruitenbeek. New J. Phys., 10, 065008 (2008).
- M.L. Perrin, C.J. Verzijl, C.A. Martin, A.J. Shaikh, R. Eelkema, J.H. van Esch, J.M. van Ruitenbeek, J.M. Thijssen, H.S. van der Zant, D. Dulic. Nat. Nanotechnol., 8, 282 (2013).
- 13. Ф.В. Гаспарян, Изв. НАН Армении, Физика, 52, 166 (2017).
- 14. J.C. Cuevas, E. Scheer. Molecular Electronics. An Introduction to Theory and Experiment. Singapore World Scientific Publishing, 2010.
- 15. G. Binnig, C.F. Quate, C. Gerber. Phys. Rev. Lett., 56, 930 (1986).
- M. Celasco, A. Masoero, P. Mazzetti, A. Stepanescu. Phys. Rev., 17, 2553; 2564 (1978).
- 17. **Ю.В. Шарвин.** ЖЭТФ, **48**, 984 (1965).
- V. Handziuk, F. Gasparyan, L.K.J. Vandamme, M. Coppola, V. Sydoruk, M. Petrychuk, D. Mayer, S. Vitusevich. Nanotechnology, 29, 388704 (2018).

- 19. F.A.L.M. Theunissen. Appl. Sci. Res., 3, 201 (1954).
- S. Vitusevich, F. Gasparyan. Low-Frequency Noise Spectroscopy at Nanoscale: Carbon Nanotube Materials and Devices. In: Carbon Nanotubes Applications on Electron Devices. Chapter 11, J.M. Marulanda (Ed.), PH InTech, 2011, pp. 257–296.

ԲԱՐԱԿ ՄԵՏԱՂԱԿԱՆ ԼԱՐԵՐԻ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԱՂՄՈՒԿՆԵՐԸ

Ֆ.Վ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ

Պատրաստվել են միկրոչափային մետաղական լարեր ոսկուց, արծաթից և պղնձից։ Հետազոտվել են դրանց ՎԱԲ-ը, ցածրհաձախականային աղմուկները, ինչպես նաև աղմուկների սպեկտրալ խտության բնույթն ու կախվածությունը մետաղների տեսակից և չափերից։ Ցույց է տրված, որ աղմուկների սպեկտրալ խտությունը աձում է լարի տրամագծի նվազման դեպքում, և աձում է նմուշների երկարության աձից։ Ցույց է տրվել, որ աղմուկները հիմականում պայմանավորված են կոնտակտային երևույթներով և քառակուսայինօրենքով են կախված կոնտակտների դիմադրությունից։

ELECTRICAL NOISE IN THIN METAL WIRES

F.V. GASPARYAN

Metallic micro-sized wires of gold, silver and copper with various sizes were prepared. Their CVC, low-frequency noises, as well as the behavior and dependence of the noise spectral density on the type and sizes of metals and contacts were investigated. It is shown that the spectral density of low-frequency noises strongly depends on the dimensions of the sample. It is also shown that the spectral density of noises increases with a decrease in the diameter of the wire. It has been shown that the noises are mainly conditioned by contact phenomena, and the noise dependence on the resistance of the contacts is quadratic.

© Национальная Академия наук Армении Известия НАН Армении, Физика УДК 537.86

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗМЕРЕНИЕ МНОГОЛУЧЕВОЙ ЦИФРОВОЙ ФАЗИРОВАННОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ В С-ДИАПАЗОНЕ

Л. ГОМИН^{*}, П.Н. ЗАХАРОВ, А.Ф. КОРОЛЕВ

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*e-mail: luguoming.hit@gmail.com

(Поступила в редакцию 5 сентября 2018 г.)

Осуществлен выбор элемента для построения фазированной антенной решётки (ФАР), обеспечивающей относительную ширину полосы частот до 9% для передачи или приёма информации беспроводной системы связи. Предложены три метода подавления боковых лепестков и дифракций ФАР в удаленном поле излучения. Использована суперпозиция сигналов возбуждения плоской ФАР для излучения одновременно нескольких независимых лучей в удаленном поле излучения. Проведены расчет и оптимизация прогрессивного распределения сдвигов фаз в группе сигналов возбуждения в горизонтальном и в вертикальном направлениях плоскости ФАР для формирования излучения (приема) независимых лучей по сферическим координатам (азимут и угол места) в пространстве. Проведена разработка экспериментального образца ФАР по микрополосковой технологии, формирующей несколько лучей в удаленном поле излучения. Проведено экспериментальное измерение коэффициента стоячей волны по напряжению и относительной ширине полосы частот образца, разработанного по микрополосковой и печатной технологии.

1. Введение

В современных системах связи существует необходимость повышения пропускной способности [1, 2]. Расширение полосы частот и увеличение мощности передачи являются ограниченными ресурсами и во многих случаях не позволяют обеспечить требуемую пропускную способность [3]. Системы связи с разнесенным приемом и передачей (МІМО) предоставляют дополнительную возможность для повышения пропускной способности [2, 4]. В системах МІМО в большинстве случаев используется несколько антенн или многоэлементные антенны для передачи и приема [2, 4]. Многолучевые цифровые фазированные антенные решетки (ФАР) – один из способов организации МІМО-канала [5, 6]. Многолучевое распространение радиоволн может быть использовано для повышения энергетической и спектральной эффективности передачи [5]. Многолучевое распространение радиоволн характерно для городской среды и радиоканалов внутри зданий и предоставляет возможность осуществлять передачу энергии по нескольким пространственным траекториям. В системах множественного доступа различные направления приёма–передачи могут быть использованы для связи с разными абонентами с целью повышения суммарной пропускной способности системы [7–9]. Многолучевая диаграмма направленности для широкополосных и сверхширокополосных ФАР может быть сформирована как аналоговыми, так и цифровыми методами [4, 10, 11]. В аналоговых методах, как правило, используется фидерная система, набор фазовращателей и сумматоров на антенных портах. Сложность такой конструкции существенно возрастает при увеличении количества лучей и количества элементов ФАР. Такие схемы используются для формирования не более 2–3 лучей [4]. Цифровая схема формирования многолучевой диаграммы направленности обеспечивает ряд преимуществ, таких как [4, 9, 10, 12, 13]:

 возможность динамического высокоскоростного изменения лучевой структуры во времени при отсутствии механического вращения, совместимость с современными эффективными методами цифровой модуляции; высокая гибкость в применении различных методов обработки сигналов без потери в отношении сигнал–шум; большая степень свободы в выборе формы и направлений фокусировки лучей, обеспечиваемая программной сменой весовых коэффициентов фазирования;

- возможность нацеливания парциальных лучей на индивидуальных пользователей или их пространственно-сосредоточенные группы, что обеспечивает максимальную производительность всех каналов связи;

- адаптивное формирование лучей, позволяющее повысить помехозащищенность радиолиний путем синтеза глубоких провалов (нулей) в диаграмме направленности антенной решетки в секторе действия активных помех;

- предупреждение выполнения цифровой калибровки характеристик антенной системы в реальном времени;

 возможность контролировать и компенсировать любые паразитные изменения амплитуды и фазы сигналов по трассе распространения между приемопередатчиками;

 возможность дистанционного программного реконфигурирования архитектуры, модернизации методов обработки сигналов и режимов функционирования системы;

- цифровое формирование лучей сегодня – единственная технология, позволяющая эффективно реализовать динамическую адаптацию обслуживаемой зоны покрытия по наземным ячейкам.

Микрополосковая антенна была выбрана ввиду ее малой толщины, возможности размещения антенны и элементов тракта на единой печатной плате, совместимости с современными эффективными методами цифровой модуляции [2, 4, 14]. Исследования проводились при помощи моделирования в программном пакете CST Microwave Studio, использующем численное решение уравнений Максвелла в интегральной форме [15].

2. Моделирование широкополосного элемента ФАР

Ширина полосы частот микрополосковой антенны зависит от многих параметров: геометрической формы патч-элемента, диэлектрической проницаемости подложки, толщины подложки материала и места расположения точки питания. В исследовании зависимости ширины полосы частот от толщины подложки была создана модель микрополосковой веерной антенны с патч-элементом в форме веера с радиусом r = 14 мм, углом раскрыва $\alpha = 120^{\circ}$, толщиной меди патча и земли 18 мкм. Центральная частота при моделировании и расчете составляла 7 ГГц.

В исследовании зависимости ширины полосы частот от диэлектрической проницаемости материала подложки была создана модель патч-элемента микрополосковой квадратной антенны с размером квадрата 20.1 × 20.1 мм², толщиной меди патча и земли 18 мкм. Центральная частота при моделировании и расчете составляла 7 ГГц.

С целью исследования зависимости ширины полосы частот от геометрической формы патч-элемента и выбора широкополосных элементов было проведено моделирование для элементов различных форм: квадрата, квадрата со скругленными углами, веера, веера со скругленными углами, бабочки, бабочки со скругленными углами, круга, шестиугольника. При расчете и моделировании использовались следующие параметры: центральная частота 7 ГГц, материал подложки Arlon AD255, толщина меди патча 18 мкм. Результаты моделирования показали, что среди исследованных форм наиболее широкую полосу обеспечил патча-элемент в форме квадрата со скругленными углами. По расчету и результатам моделирования полоса частот увеличивается с ростом толщины диэлектрической подложки и уменьшается с ростом величины диэлектрической проницаемости материала подложки. Поэтому были выбраны квадрат со скругленными углами в качестве основного элемента и материал Arlon AD255 ($\varepsilon = 2.55$ и h =2.032 мм) в качестве подложки для построения ФАР. По результатам моделирования диаграммы направленности и КСВ элемента выбранной формы КНД составил 7.1 дБ, рабочая полоса частот 6.7–7.3 ГГц и центральная частота 7 ГГц.

3. Подавление уровня боковых лепестков ФАР

В работе использована направленная антенна и поскольку существует необходимость уменьшения боковых лепестков (в том числе дифракции) в

удаленном поле пространства [16], с целью уменьшения боковых лепестков диаграммы направленности в удаленном поле антенной решетки используются следующие способы: уменьшение расстояний между элементами до величин менее $\lambda/2$; неэквидистантное расположение элементов; неравномерное распределение токов по элементам; использование остронаправленных элементов.

В настоящей работе исследовались три из четырех вышеперечисленных методов.

3.1. Расположение элементов ФАР на расстояниях $d < \lambda/2$

При расстоянии между элементами $d > \lambda/2$ в удаленном поле излучения может быть несколько максимумов излучения, равных по интенсивности главному максимуму [16]. Поэтому один из методов уменьшения боковых лепестков (в том числе дифракции) – уменьшение расстояния между элементами $d < \lambda/2$. Проведено моделирование при $d < \lambda/2$ для исследования уровня боковой линейной ФАР с 6 элементами, излучающей в направлениях 30°, 45° и 60° от нормали решетки.

Для моделирования горизонтальной линейной ФАР, излучающей в направлениях 30°, 45° и 60° от нормали, были выбраны расстояния между элементами 0.376 λ , 0.379 λ , 0.385 λ , 0.397 λ , 0.42 λ и 0.47 λ . Результаты моделирования показали, что при расстоянии между элементами $d = 0.47\lambda$ при излучении луча в направлениях 30°, 45° и 60° от нормали боковой лепесток находится на уровне –11.5, –9.9 и –6.4 дБ, соответственно. Чем больше угол излучения от нормали к плоскости решётки, тем выше уровень боковых лепестков; наименьший уровень боковых лепестков получен при расстоянии между элементами 0.47 λ для направлений излучения 30°, 45° и 60° от нормали.

Для моделирования вертикальной линейной ФАР, излучающей в направлениях 30°, 45° и 60° от нормали, были выбраны расстояния между элементами 0.376 λ , 0.379 λ , 0.385 λ , 0.397 λ , 0.42 λ и 0.47 λ . Результаты моделирования показали, что при расстоянии между элементами $d = 0.47\lambda$ при излучении луча в направлениях 30°, 45° и 60° от нормали боковой лепесток находится на уровне –12, –10.1 и –8.4 дБ, соответственно. Чем больше угол излучения от нормали к плоскости решётки, тем выше уровень боковых лепестков; наименьший уровень боковых лепестков получен при расстоянии между элементами 0.47 λ для углов излучения 30°, 45° и 60° от нормали.

По результатам моделирования линейного ФАР в горизонтальном и вертикальном направлениях при вычисленных расстояниях между элементами $d < \lambda/2$ существенное подавление бокового лепестка (в том числе дифракции) в удаленном поле излучения не более –12 дБ. При расстоянии между элементами $d = 0.47\lambda$ боковой лепесток был максимально подавлен.

3.2. Неэквидистантное расположение элементов

Для исследования возможностей метода подавления боковых лепестков путем расположения излучателей на неравных расстояниях друг от друга была построена модель линейной неэквидистантной решетки с 6 элементами. Расчетным путем были получены нормированные координаты элементов: $\xi_0 = -0.9994$, $\xi_1 = -0.5343$, $\xi_2 = -0.1705$, $\xi_3 = 0.1713$, $\xi_4 = 0.5352$ и $\xi_5 = 1$. Расстояние между элементами соответствовало относительным координатам ξ_0 , ξ_1 , ξ_2 , ξ_3 , ξ_4 и ξ_5 [16]. В разделе 3.1 представлено расстояние между двумя элементами равное 0.47 λ , уровень боковых лепестков минимум до -12 дБ в горизонтальном и вертикальном направлениях. Поэтому в качестве центрального расстояния (расстояние между ξ_2 и ξ_3) между элементами было выбрано 0.47 λ .

Проведено моделирование неэквидистантной линейной ФАР с 6 элементами в горизонтальном направлении, излучающей в направлениях 30°, 45° и 60° от нормали к плоскости ФАР. Результаты моделирования показали, что уровень боковых лепестков (в том числе дифракционных) горизонтальной неэквидистантной решётки с 6 элементами не превышает –12.8 дБ при излучении в направлении 30° от нормали.

Проведено моделирование неэквидистантной линейной ФАР с 6 элементами в вертикальном направлении, излучающей в направлениях 30°, 45° и 60° от нормали к плоскости ФАР. Результаты моделирования показали, что уровень боковых лепестков (в том числе дифракционных) вертикальной неэквидистантной решётки с 6 элементами не превышает –11.1 дБ при излучении в направлении 30° от нормали.

По результатам моделирования линейной ФАР в горизонтальном и вертикальном направлениях при неэквидистантных расстояниях существенное подавление бокового лепестка (в том числе дифракции) в удаленном поле излучения не более -12.8 дБ. Чем больше угол излучения основного лепестка от нормали, тем больше боковой лепесток в удаленном поле. При неэквидистантных расстояниях между элементами в горизонтальном направлении уровень основного излучения в направлении 60° уже может сравняться с уровнем бокового лепестка.

3.3. Неравномерное распределение токов по элементам

Для подавления боковых лепестков диаграммы направленности антенной решетки существует еще один важный метод – неравномерное распределение токов по элементам [16, 17]. В настоящей работе было использовано чебышевское распределение. Известно, что при эквидистантном расположении элементов и расстоянии между элементами $d < \lambda/2$ не происходит существенного подавления боковых лепестков. При $d = 0.47\lambda$ максимальное подавление боковых лепестков достигает –12 дБ. В виду чего в моделировании и расчете было выбрано расстояние между элементами $d = 0.47\lambda$ для создания линейной ФАР с чебышевским распределением токов по элементам. По чебышевской функции для линейной решетки с 4 и с 6 элементами амплитудное распределение тока по элементам составляет 1:3:3:1 и 1:4:6:4:1, соответственно [16, 17].

На рис.1а, в представлены диаграммы направленности решетки 4×1, излучающей в направлениях 30° от нормали в горизонтальном и вертикальном направлениях линейной решётки.

Результаты расчета и моделирования показали, что при излучении основного луча в направлении 30° от нормали к горизонтальной линейной решётке с



Рис.1. Диаграмма направленности в трехмерном (слева) и двумерном (справа) представлениях (а) горизонтальной и (b) вертикальной линейной решетки 4×1 с чебышевским распределением токов по элементам, излучающей в направлении 30° .

чебышевским распределением токов по элементам боковой лепесток был подавлен до уровня –18 дБ. Чебышевское распределение также позволило уменьшить уровень боковых лепестков. При излучении основного луча в направлении 30° от нормали к вертикальной линейной решётке с чебышевским распределением токов по элементам боковой лепесток был подавлен до уровня –15 дБ.

Результаты расчета и моделирования в горизонтальном направлении показали, что для линейной решётки с чебышевским распределением токов по элементам в направлении 45° от нормали боковой лепесток был подавлен до уровня -7 дБ, структура диаграммы ухудшалась; в направлении 60° от нормали боковой лепесток серьёзно ухудшался. Поэтому диапазон сканирования горизонтальной линейной решётки должен быть не больше 60° от нормали в применении.

3.4. Сравнение методов

Сравнение трёх методов с оптимизированным уровнем боковых лепестков в направлениях 30°, 45° и 60° от нормали для горизонтальной линейной решётки показало, что чебышевское распределение токов по элементам существенно уменьшило уровень боковых лепестков в диапазоне сканирования до 60° от нормали, в диапазоне от -30° до 30° относительно нормали обеспечило возможность эффективно излучать энергию в заданных направлениях пространства и с уровнем боковых лепестков до -18 дБ.

Результаты расчёта и моделирования в вертикальном направлении показали, что при излучении главного луча вертикальной линейной решётки с чебышевским распределением токов по элементам в направлении от -30° до 30° относительно нормали боковой лепесток был подавлен до уровня -15дБ; в направлении 45° от нормали боковой лепесток вырос до -9дБ и это допустимо в применении; в направлении 60° от нормали боковой лепесток вырос до -5дБ – диапазон сканирования вертикальной линейной решётки не более 60° от нормали как и в горизонтальной решётке. Сравнение трёх методов с оптимизированным уровнем боковых лепестков в направлениях 30° , 45° и 60° для вертикальной линейной решётки показало, что чебышевское распределение токов по элементам существенно уменьшило уровень боковых лепестков в диапазоне сканирования до 60° от нормали, в диапазоне от -30° до 30° относительно нормали обеспечило возможность эффективно излучать энергию в заданных направлениях пространства и с уровнем боковых лепестков до -15дБ.

Сравнение трёх методов с оптимизированным уровнем боковых лепестков в направлениях излучения (приема) относительно нормали для горизонтальной и вертикальной линейной ФАР показало, что чебышевское распределение токов по элементам существенно уменьшает уровень боковых лепестков в диапазоне сканирования до 60° от нормали, в диапазоне от -30° до 30° относительно нормали обеспечивает эффективное излучение энергии в заданных направлениях и с минимальным уровнем боковых лепестков.

Чебышевское распределение токов по элементам позволило существенно уменьшить уровень боковых лепестков в диапазоне углов излучения (приема) от –30° до 30° относительно нормали (до –18 дБ и –15 дБ для горизонтальной и вертикальной решеток, соответственно).

Линейная ФАР с чебышевским распределением токов по элементам в горизонтальном и вертикальном направлениях существенно уменьшила боковые лепестки и обеспечила диапазон сканирования лучей. Поэтому чебышевское распределение токов по элементам и расстояние между элементами 0.47λ были выбраны для создания и моделирования плоской ФАР.

Для уменьшения электромагнитной взаимосвязи между элементами антенны и фидерной системой была разработана структура, состоящая из пяти слоев. На верхнем слое размещаются антенные патч-элементы (медь), далее – диэлектрик-1 (Arlon AD255), земля (медь), диэлектрик-2, фидерная система. Размещение антенных элементов и фидерной системы на отдельных слоях позволяет уменьшить электромагнитную взаимосвязь между ними [17].

4. Моделирование плоской микрополосковой ФАР, излучающей до трёх лучей

Количество излучаемых лучей зависит от количества сигналов возбуждения. Для излучения одновременно нескольких независимых лучей была использована суперпозиция сигналов возбуждения. Для формирования двух лучей в моделировании линейной горизонтальной решётки использовалась суперпозиция двух групп сигналов возбуждения. Первая группа сигналов возбуждения со сдвигом фаз $\Delta \alpha$ формировала первый луч, вторая группа сигналов возбуждения с дополнительным сдвигом фаз $\Delta \beta$ формировала второй луч. Амплитудные весовые коэффициенты после суперпозиции двух групп сигналов возбуждения соответствовали чебышевскому распределению 1:3:3:1 [16, 17]. Результаты расчета и моделирования показали, что диаграммы направленности в трёхмерном представлении горизонтальной и вертикальной линейных решёток 4 × 1 с чебышевским распределением токов по элементам излучают два луча в заданных направлениях относительно нормали.

5. Моделирование многолучевой плоской ФАР 4 × 4

Была разработана плоская решётка с размерностью 4×4 . Направление излучения (приема) по азимуту (azimuth) и по углу места (elevation) зависят от прогрессивного распределения сдвигов фаз в группе сигналов возбуждения в горизонтальном (по оси *x*) и в вертикальном (по оси *y*) направлениях плоскости

ФАР [17]. Весовые коэффициенты в суперпозиции сигналов возбуждения соответствовали чебышевскому распределению в горизонтальном и вертикальном направлениях для уменьшения уровня боковых лепестков.

При моделировании и расчете была использована группа из 16 сигналов возбуждения для формирования одного луча. Сдвиг по фазе в горизонтальном направлении (по оси *x*) $\Delta \varphi 1$ для формирования максимального излучения в направлении азимут = 15°, а сдвиг по фазе в вертикальном направлении (по оси *y*) составлял $\Delta \varphi 2$ для формирования максимального излучения в направлении угол места = -30°. Весовые амплитудные коэффициенты в горизонтальном и вертикальном направлениях соответствовали чебышевскому распределению 1:3:3:1. На рис.2 показана трёхмерная диаграмма направленио в линейном масштабе плоской решётки, излучающей один луч в направлении угол места = -30°, азимут = 15°.

Для формирования одновременно двух лучей использовалась суперпозиция двух групп сигналов возбуждения: первая группа из 16 сигналов возбуждения для формирования луча в направлении угол места = 0°, азимут = -45° , вторая группа из 16 сигналов возбуждения для формирования луча в направлении угол места = -30° , азимут = 15° . Сдвиг по фазе в первой группе по оси *x* составлял $\Delta \varphi 1$ для формирования максимального излучения в направлении азимут = 15° , сдвиг по фазе в направлении оси *y* отсутствовал ($\Delta \varphi 2 = 0$) для формирования максимального излучения в направлении угол места = 0° . Для формирования в торого луча в направлении угол места = -30° , азимут = 15° сдвиг по фазе во второй группе из 16 сигналов возбуждения составлял $\Delta \varphi 3$ по оси *x* для формирования максимального излучения в направлении зимут = 15° и $\Delta \varphi 4$ по оси *y* для форми-



Рис.2. Трёхмерная диаграмма направленности плоской решётки, излучающей один луч в направлении угол места = -30° , азимут = 15° .

рования максимального излучения в направлении угол места = -30° . После суперпозиции групп сигналов возбуждения сигналы взвешивались с коэффициентами 1:3:3:1 в горизонтальном (по оси *x*) и вертикальном (по оси *y*) направлениях. На рис.3 показана трёхмерная диаграмма направленности в линейном масштабе плоской решётки, излучающей одновременно два независимых луча в направлениях угол места = 0° , азимут = -45° и угол места = -30° , азимут = 15° .

Для формирования одновременно трех независимых лучей использовалась суперпозиция трех групп сигналов возбуждения, каждая из которых отвечала за формирование определенного луча и состояла из 16 сигналов возбуждения. После суперпозиции групп сигналов возбуждения сигналы взвешивались с чебышевскими коэффициентами 1:3:3:1 в горизонтальном (по оси *x*) и вертикальном (по оси *y*) направлениях.



Рис.3. Трёхмерная диаграмма направленности плоской решётки, излучающей одновременно два независимых луча в направлениях угол места = 0, азимут = -45° и угол места = -30° , азимут = 15° .

Направление излучения (приема) по азимуту (azimuth) и по углу места (elevation) зависит от прогрессивного распределения сдвигов фаз в группе сигналов возбуждения в горизонтальном (по оси x) и в вертикальном (по оси y) направлениях [17]. Весовые коэффициенты в суперпозиции сигналов возбуждения соответствовали чебышевскому распределению в горизонтальном и вертикальном направлениях для уменьшения уровня боковых лепестков [16, 17]. Для формирования лучей использовалась суперпозиция групп сигналов возбуждения, каждая из которых отвечала за формирование определенного луча и состояла из 16 сигналов возбуждения. Трехмерные диаграммы направлениях показаны на рис.2 и рис.3.

6. Экспериментальное измерение КСВ и ширины полосы частот разработанной ФАР

Для уменьшения электромагнитной взаимосвязи между излучающими элементами ФАР и фидерами была разработана структура, состоящая из семи слоев. На верхнем слое размещаются антенные элементы и далее: диэлектрик-1 (Arlon AD255 с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 2.55$ и толщиной 2.032 мм), земля (медь), связующий диэлектрик-2 (FR-4 с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 4.34$ и толщиной 0.1 мм), земля (медь), диэлектрик-3 (Rogers 4003 с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 3.55$ и толщиной 0.305 мм), фидерные линии (медь). Размещение антенных элементов и фидерной системы на отдельных слоях позволяет уменьшить электромагнитную взаимосвязь между ними [17–19].

На рис.4 приведены результаты экспериментальных измерений коэффициентов отражения по портам и ширины полосы частот разработанной ФАР с помощью векторного анализатора цепей Rohde&Schwarz ZVA-40. Результаты измерения показали, что элемент ФАР работает на центральной частоте 7.1 ГГц, что несколько выше, чем значения при моделировании, относительная полоса частот по уровню –10 дБ до 8.5%. Каждый элемент ФАР обеспечил удовлетворительное значения до 8 дБ в удалённом поле.

Для построения элемента ФАР были выбраны материал Arlon AD255 (с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 2.55$ и толщиной 2.032) и патч-элемент в форме квадрата со скруглёнными углами. Оптимизированный элемент обеспечивает наибольшую относительную ширину полосы частот около 9% на центральной частоте 7 ГГц по уровню КСВ 2.0. Максимальное уменьшение уровня боковых лепестков диаграммы направленности плоской ФАР до -18дБ на рабочей частоте 7 ГГц. Разработана плоская ФАР с размерностью 4×4, обеспечившая



Рис.4. Коэффициенты отражения по портам (S11) и полосы частот ФАР с размерностью 4 × 4.

излучение одновременно нескольких независимых лучей в заданных направлениях пространства удаленного поля. Экспериментально измеренная ширина полосы частот ФАР была несколько меньше, а центральная частота на ~2% выше, чем значения, полученные при моделировании, что можно объяснить погрешностями при изготовлении опытного образца.

7. Заключение

Выбран элемент для построения антенных решеток, обеспечивающий широкую относительную полосу частот, что позволяет повысить пропускную способность радиоканалов беспроводной связи. Для цифровых многолучевых ФАР целесообразно использовать чебышевское распределение токов по элементам для подавления боковых лепестков, что позволяет получить большее количество лучей. На практике многолучевая ФАР позволит увеличить количество абонентов для многопользовательских систем, а также увеличить энергетическую эффективность при связи точка–точка за счет передачи по множественным пространственным траекториям. Цифровая схема формирования многолучевой диаграммы направленности обеспечивает динамическое высокоскоростное изменение лучевой структуры во времени при отсутствии механического вращения.

Относительная полоса частот увеличивалась с ростом толщины диэлектрической подложки и уменьшалась с ростом величины диэлектрической проницаемости. Наибольшую полосу обеспечивает элемент в форме квадрата со скруглёнными углами. Чебышевское распределение токов по элементам при расстоянии между элементами ФАР 0.47 λ максимально подавляло уровень боковых лепестков и дифракции до -18дБ. Количество независимых лучей ФАР зависит от количества суперпозиций группы сигналов возбуждения на входных портах ФАР. Распределение сдвига фазы каждой группы сигналов возбуждения в горизонтальном и вертикальном направлениях в плоскости ФАР (по осям *x* и *y*) определяло направление излучения данного луча. Ширина полосы частот разработанной ФАР обеспечивала передачу (прием) энергии для системы связи.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. M.A. Jensen, J.W. Wallace. IEEE Trans. Antennas Propag., 52, 2810 (2004).
- 2. J.B. Andersen. IEEE J. Select Areas Commun., 18, 2172 (2000).
- J.W. Wallace, M.A. Jensen, A.L. Swindlehurst, B.D. Jeffs. IEEE Trans. Wireless Commun., 2, 335 (2003).
- 4. A.F. Molisch, M.Z. Win. IEEE Microwave Magazine, 47 (2004).
- 5. L. Zheng, D. Tse. IEEE Trans. Inf. Theory, 49, 1073 (2003).
- 6. M. Lienard, P. Degauque, J. Baudet, D. Degardin. IEEE J. Select Areas Commun., 21, 332 (2003).

- J. Zhang, Z. Zheng, Y. Zhang, J. Xi, X. Zhao, G. Gui. IEEE Commun. Magazine, 56, 62 (2018).
- M.M. Lodro, N. Majeed, A.A. Khuwaja, A.H. Sodhro, S. Greedy. Int. Conf. Computing, Mathematics and Engineering Technologies, 1 (2018).
- 9. S.F. Jilani, A. Alomainy. IET Microwav., Antennas & Propag. 12, 672 (2018).
- Б.М. Петров. Электродинамика и распространение радиоволн. Горячая линия-Телеком, Москва, 2007.
- 11. Б. Скляр. Цифровая связь. Издательский дом Вильямс, Москва, 2003.
- 12. В.И. Слюсар. Электроника: НТБ, 3, 42 (2001).
- 13. В.И. Слюсар. Сети и телекоммуникации, 5, 54 (2002).
- 14. К.А. Гениатулин, В.И. Носов. Вестник СибГУТИ, 4, 11 (2009).
- 15. P.N. Zakharov, R.A. Dudov, E.V. Mikhailov, A.F. Korolev, A.P. Sukhorukov. Loughbor. Antennas & Propag. Conf. (LAPC), 369 (2009).
- О.Г. Вендик, М.Д. Парнес. Антенны с электронным движением луча. Радио и связь, Москва, 2001.
- 17. **Л. Гомин, П.Н. Захаров, А.П. Сухоруков**. ВМУ. Серия 3. Физика. Астрономия, **6**, 3 (2013).
- 18. A.J. Fenn, D.H. Temme, W.P. Delaney, W.E. Courtney. Lincoln Lab. J., 12, 320 (2000).
- 19. A.S. Daryoush. IEEE Radio and Wireless Symposium, 1, 831 (2008).

THEORETICAL ANALYSIS AND EXPERIMENTAL MEASUREMENT OF DIGITAL MULTI-BEAM PHASED ANTENNA ARRAY IN THE C-RANGE

L. GUOMING, P.N. ZAKHAROV, A.F. KOROLEV

The choice of element for constructing a phased antenna array (PAA) providing a relative frequency bandwidth up to 9% for the transmission or reception of wireless communication system information was carried out. There are three methods to suppress of side lobes and diffraction of PAA in the radiation far field. Superposition of excitation signals of a flat PAA for simultaneous emission of several independent beams in a radiation far field was used. Calculation and optimization of progressive distribution of phase shifts in the excitation signal group in the horizontal and vertical directions in the plane of PAA for radiation (reception) of independent beams in spherical coordinates (azimuth and elevation) in space was performed. An experimental sample of a phased antenna array was developed using microstrip technology, which forms several beams in a radiation far field. An experimental measurement of the voltage standing wave ratio and relative frequency bandwidth of the sample developed by phased array microstrip and printing technology was carried out.



Памяти Альберта Мкртычевича Сирутяна

15-го сентября 2018 г. в возрасте 70 лет скоропостижно скончался Альберт Мкртычевич Сирунян – член-корреспондент НАН Армении, руководитель ОЭФ ННЛА (Ереванский Физический Институт), член редакционной коллегии журнала Известия НАН Армении, Физика. Научное сообщество Армении потеряло большого патриота, преданного науке ученого, физика-экспериментатора высокого класса.

А.М. Сирунян начал свою научную деятельность в ЕрФИ в 1970 г. после окончания физического факультета Ереванского государственного университета в лаборатории академика НАН Гамлета Вартапетяна, активно включившись в эксперименты, проводимые на электронном ускорителе АРУС. В 1977 г. он защитил кандидатскую диссертацию по теме «Фоторождение одиночных мезонов на протонах линейно-поляризованными фотонами в резонансной области энергий 0.9–1.65 ГэВ».

За короткое время став старшим научным сотрудником и руководителем группы, А. Сирунян возглавил работы по созданию поляризованных протонной и дейтронной мишеней. С его активным участием проводились первые эксперименты по фоторождению с поляризованными фотонами на поляризованных нуклонах, результаты которых были доложены на международных конференциях и вошли в базу первых экспериментальных данных по электророждению при ГэВных энергиях. В 1992 г. А.М. Сирунян защитил докторскую диссертацию по теме «Исследование поляризационных параметров в экспериментах по фоторождению.

С начала 1999 г. до конца своей жизни А.М. Сирунян руководил Отделением экспериментальной физики Ереванского физического института. В 1999– 2002 гг. он был заместителем директора, а с 2013 г. – председателем специализированного ученого совета института.

Много сил и энергии приложил А.М. Сирунян для сохранения экспериментальной базы ННЛА, в частности, Ереванского электронного синхротрона АРУС на энергию 6 ГэВ и его инжектора на энергию 75 МэВ. Он прилагал все усилия для сохранения и развития физики высоких энергий и элементарных частиц как главного научного направления института и благодаря этому в 1998– 2000 гг. институту удалось в тяжелых финансовых условиях возобновить работу ускорителя АРУС и выполнить важные эксперименты по фоторасщеплению дейтрона. После остановки и консервации электронного синхротрона основной экспериментальной базой ННЛА остались линейной ускоритель электронов ЛУЭ-75 на энергию 75 МэВ, а также новый протонный циклотрон ЦИКЛОН-18 на энергию 18 МэВ. А.М. Сирунян приложил много сил по модернизации линейного ускорителя, организовал и возглавил программу по созданию экспериментальной аппаратуры и проведению физических исследований на ЛУЭ-75 и ЦИКЛОН-18.

Он является автором более 300 научных работ, опубликованных в престижных журналах, и участником многих международных конференций и совещаний.

Необходимо отметить решающую роль А.М. Сируняна в организации участия ННЛА в международном сотрудничестве CMS-LHC в CERN. Возглавляемая А.М. Сируняном группа армянских ученых внесла весомый вклад в подготовку и проведение экспериментов на установке CMS и анализе накопленных данных, в частности, эксперимента по обнаружению бозона Хиггса, подтвердившего предсказание Стандартной Модели. Этот результат, несомненно, является самым выдающимся открытием в области физики высоких энергий и элементарных частиц за последние 20 лет, за которое П. Хиггсу и Ф. Энглеру была присуждена Нобелевская премия 2013 года.

Одновременно с научной деятельностью А.М. Сирунян занимался подготовкой и воспитанием молодых кадров. С 2005 г. он читал курсы лекций «Экспериментальные методы в ядерной физике и физике высоких энергий» и «Взаимодействия электронов и фотонов с нуклонами и ядрами» на физическом факультете Ереванского государственного университета. Под руководством профессора А.М. Сируняна выросло много талантливых молодых ученых, успешно продолжающих сегодня работы, начатые им как в ННЛА, так и в рамках международных коллабораций.

В памяти коллег и близких друзей Альберт Мкртычевич Сирунян навсегда останется примером высокой гражданственности, беззаветной преданности науке и высокой организованности. Мы всегда будем помнить его и чувствовать эту невосполнимую утрату.

Светлая ему память.

Редакция журнала Коллектив ННЛА

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.

 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.

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

 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 авмянском 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 $x = a + b_1 a_1; x^2$; sinθ, 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 лст.

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

 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).

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: http://jcp.sci.am/

ТРЕБОВАНИЯ К РИСУНКАМ

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

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

 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.

 Шрифт Times New Roman, Symbol, size 10рt. Числа на осях всегда size 10 pt. 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).

 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 курсиеом, size 10.

 Должно быть строго соблюдено единообразие размера и оформления всех рисунков в статье. Графики рекомендуется рисовать при помощи программы Origin.

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.

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

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» +.

 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. Միրունյան, Ա. Հակոբյան, Գ. Այվազյան, Ա. Բաբայան, Գ. Զոհրաբյան, |
|---|
| 4. Fuquijuu, Z. Mijinujuu, Z. Qujijuujuu, C. Yuujuu. Opuuulp apelle ϕ |
| 7 Habankhuuji H IF IFujim huuji J IF IFujimunuji H IF bahuujuuji 2mjub |
| z.z. Oqiqladi ada $z.$ |
| որվուրված պոտոսցրալուր ոչ սպրտայրու սաստրգը ստացրոսար թեսսստիվիստոսիսոն իստիսոսունուն իստնար |
| If hujineliuuji duuluuluul atauluuk h χ aluuk Sananiiitan atuutah uunuunuun |
| oanwanծելով մեկ երամակարակ Ճարտոայթման արբյուր |
| \mathbf{F} II Quantum in Q 2 Quantum in Q 1. Thunsun multi Charten abuit illa \mathbf{G} |
| γ_{1} such that γ_{1} and γ_{2} and |
| Ա.Դ. Սաոզսյան, Ա.Ս. Սաոնհսյան, Դ.Հ. Սաոնհսյան, Լագերային Ճարագայթման |
| սեյեկտիվ անդրադարձումը գեզիումի գերբարակ շերտերիզ պարփակված |
| uuunpoonuu |
| Է. Կյինգեր. Օպտիկական մագնիսաչափի կոնզեպտր՝ հիմնված նանորջջում |
| պարփակված այկայիական գոլորշիների սպեկտրոսկոպիայի վրա 417 |
| Պ.Ա. Պետրոսյան . Փոխազդեցության ուշացման և Ճառագայթման ռեակցիայի |
| ազդեցությունը Ֆանոյի ռեզոնանսի էֆեկտիվության վրա նանոմասնիկների |
| համակարգում |
| Խ.Վ. Ներկարարյան, Թ.Ս. Եզեկյան. Մետաղական նանոկառուցվածքի հետ |
| կապված քվանտային Ճառագայթչի վարքը արտաքին ռեզոնանսային դաշտի |
| ազդեցությամբ |
| Ա.Ս. Կուզանյան, Ա.Ա. Կուզանյան, Վ.Ռ. Նիկողոսյան. Հազվագյուտ հողերի |
| հեքսաբորիդների հիմքով միաֆոտոն ջերմաէլետրական դետեկտորի |
| եռաշերտ զգայուն տարր 451 |
| Կ.Մ. Ղամբարյան, Վ.Գ. Հարությունյան, Վ.Մ. Հարությունյան, Տ. Բոեկ, Ռ. Բանսեն, |
| Ք. Էհլերս. Բորոսիլիկատային ապակու վրա աձեցված բազմաբյուրեղային |
| սիլիցիումի վրա հիմնված ֆոտովոլտաին կառուցվածքների ստեղծում և |
| 468 |
| Ո.Կ. Հովսեփյան, Ն.Ռ. Աղամալյան, Ե.Ա. Կաֆադարյան Հ.Գ. Մնացականյան, Ա.Ա. |
| Առաքելյան, Ս.Ի. Պետրոսյան Գ.IՒ. Բաղալյան. Ոչ գծային էլեկտրական |
| էլեսեստների ստեղծսան համար դրֆուզրայի եղանակով գալիուսով և Հետերչնով Հեշերչիսչ, շենեն շույերն դարանուներն Գուգրիլին, որու |
| լրթրուսով լեգրրված ցրսկը օքսրդը թաղասթսերը ֆոտուլեկտրակաս |
| IIII IIauahuus bII) waxaanii Susaa ahaduuun Kusishhaadda uuunulksh |
| $\mathbf{U}_{\mathbf{U}}$ |
| արաբյուրալսարուս արտագալ– հուստորուզայը դրալոզացրայը շարտանն թվայրն մորեսավորումը՝ 480 |
| ՖՎ Գաստաստան Բառայի մետարական աստեղի ելեկտորական առմունդիները 501 |
| I Quilli \mathbf{M} J . Quisting a contract of the transmitted of the |
| փուլազված այեհավաքների զանզի տեսականատագայթայրն, թվայրն սությունը և |
| փորձարարական չափումները C-տիրույթում |
| IIIII I I I I I I I I IIIIII |
| Ալբերա Ծվրոչը Ծրրուսյասը որշատակըս |

CONTENTS

| A. Sirunyan, A. Hakobyan, G. Ayvazyan, A. Babayan, H. Vardanyan, G. Zohrabyan K. Daytyan H. Torosyan A. Panyan LUE-75 Linear Accelerator |
|--|
| Facility at Yerevan Physics Institute |
| H.H. Azizbekyan, A.M. Manukyan, V.M. Mekhitarian, A.M. Ishkhanyan. Bi- Confluent Heun Potentials for a Stationary Relativistic Wave Equation for a Spinless Particle |
| M. Khanbekyan. Generation of Time-Bin Entangled Photon Pairs Using a Single Three-Level Emitter |
| E.A. Gazazyan, G.G. Grigoryan, D.N. Khachatryan. Four-Photon Adiabatic Excitation of Rydberg States |
| A.D. Sargsyan, A.S. Sarkisyan, D.H. Sarkisyan. Selective Reflection of Laser Radiation from Ultrathin Layers of Cesium Atomic Vapors Confined in a Nanocell |
| E. Klinger. Concept of an Optical Magnetometer Based on the Spectroscopy of Alkali Vapors Confined in Nanometric-Thick Cells |
| P.A. Petrosyan. Influence of Interaction Retardation and Radiation Reaction on the Fano Resonance Efficiency in the System of Nanoparticles |
| K.V. Nerkararyan, T.S. Yezekyan. Dynamics of a Quantum Emitter Coupled to a Metal Nanostructure in the Presence of External Resonant Field |
| A.S. Kuzanyan, A.A. Kuzanyan, V.R. Nikoghosyan. Three-Layer Detection Pixel of Single-Photon Thermoelectric Detector Based on Rare-Earth Hexaborides |
| K.M. Gambaryan, V.G. Harutyunyan, V.M. Aroutiounian, T. Boeck, R. Bansen, C. Ehlers. Fabrication and Investigation of Photovoltaic Converters Based on Polycrystalline Silicon Grown on Borosilicate Glass |
| R.K. Hovsepyan, N.R. Aghamalyan, E.A. Kafadaryan, G.G. Mnatsakanyan, A.A. Arakelyan, S.I. Petrosyan, G.R. Badalyan. Photoelectric Properties of Zinc Oxide Films Diffusion-Doped by Gallium and Lithium for Creation of Nonlinear Electric Elements |
| M.M. Arakelyan, E.A. Nazaryan. Numerical Simulation of the Movement of Frenkel–Kontorova Dislocations in Aluminum Single Crystals at Low Temperatures. |
| F.V. Gasparyan. Electrical Noise in Thin Metal Wires |
| L. Guoming, P.N. Zakharov, A.F. Korolev. Theoretical Analysis and Experimental Measurement of Digital Multi-Beam Phased Antenna Array in the C-Range |
| In the memory of Albert Sirunyan |

СОДЕРЖАНИЕ

| | К. Давтян, Г. Торосян, А. Папян. Линейный ускорительный комплекс ЛУЭ-75 Ереванского физического института |
|------------|--|
| Г.Г. А | Азизбекян, А.М. Манукян, В.М. Мыхитарян, А.М. Ишханян. Двух- |
| | конфлюэнтные потенциалы Гойна для стационарного релятивистского |
| | волнового уравнения бесспиновой частицы |
| . X | анбекян. Генерация сдвинутых по времени запутанных пар фотонов с использованием одного трехуровневого излучателя |
| .A. | Газазян, Г.Г. Григорян, Д.Н. Хачатрян. Четырехфотонное адиабатическое |
| | возбуждение ридберговских состояний |
| .д. | Саргсян, А.С. Саркисян, Д.Г. Саркисян. Селективное отражение лазерного излучения от сверхтонких слоев атомарных паров цезия, заключенных в наноячейку |
|). Кл | ингер. Концепция оптического магнитометра на основе спектроскопии паров щелочных металлов, заключенных в ячейках нанометрической толщины |
| I.A. | Петросян. Влияние запаздывания взаимодействия и реакции излучения на |
| | эффективность резонанса Фано в системе наночастиц |
| .Б. .С. | наноструктурой квантового излучателя в условиях резонансного воздействия внешнего поля |
| | элемент однофотонного термоэлектрического детектора на основе редкоземельных гексаборидов |
| .м. | Гамбарян, В.Г. Арутюнян, В.М. Арутюнян, Т. Boeck, R. Bansen, C. Ehlers. |
| | Создание и исследование фотовольтаических преобразователей на основе поликристаллического кремния, выращенного на боросиликатном стекле |
| ′.К. | Овсепян, Н.Р. Агамалян, Е.А. Кафадарян, Г.Г. Мнацаканян, А.А. |
| | Аракелян, С.И. Петросян, Г.Р. Бадалян. Фотоэлектрические свойства диффузно-легированных галлием и литием пленок оксида цинка для создания нелинейных электрических элементов |
| M.M. | Аракелян, Э.А. Назарян. Компьютерное моделирование движения дисло- |
| | каций Френкеля-Конторовой в монокристаллах алюминия при низких температурах |
| Þ.B. | Гаспарян. Электрические шумы в тонких металлических проволоках |
| I. T | омин, П.Н. Захаров, А.Ф. Королев. Теоретический анализ и экспери- ментальное измерение многолучевой цифровой фазированной антенной |
| | решетки в С-диапазоне |
| | Памяти Альберта Мкртычевича Сирутяна |

Заказ № 899

Тираж 150. Цена договорная. Подписано к печати 20.11.2018. Печ. л. 10.75. Типография НАН РА. Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24.