

ФИЗИКА • ՖԻԶԻԿԱ • PHYSICS



ИЗВЕСТИЯ
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

АЖ 415

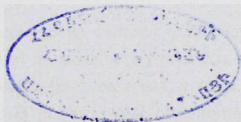
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ИЗВЕСТИЯ
ՖԻԶԻԿԱ ФИЗИКА

ՀԱՏՈՐ ТОМ

53

№ 3



ՀՀ ԳԱՄ "ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆ" ՀՐԱՏԱԴԱՐՈՒԹՅՈՒՆ

ИЗДАТЕЛЬСТВО "ТИТУПОН" НАН РА

ԵՂԵՎԱՆ

ЕРЕВАН

2018

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 ԿՈՒԵԳԻԱ

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 539.145

ПЕРЕХОДЫ МЕЖДУ КВАНТОВАННЫМИ СТОЯЧИМИ ВОЛНАМИ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С АТОМОМ В РЕЖИМЕ РАМАНА–НАТА

Г.А. МУРАДЯН, Л.Р. АРЗУМАНЯН, А.Ж. МУРАДЯН*

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: muradyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 20 марта 2018 г.)

Взаимодействие атома с электромагнитным полем индуцирует переходы между его квантованными модами, в которых базисом для квантования выбраны $\cos$ - и $\sin$ -стоячие волны. Число фотонов в модах вычислено в режиме Рамана–Ната в приближении адиабатического следования. Показано, что в ходе переходов начально заселенная мода в общем случае не полностью опустошается, а осциллирующая доля фотонов увеличивается с ростом их общего числа в системе.

1. Введение

Квантование электромагнитного поля производится, как правило, на базисе бегущих волн [1]: e^{ikz} и e^{-ikz} в случае одномерной задачи. Взаимодействие поля с атомом приводит к переизлучению фотонов между этими базисными состояниями. При этом через законы сохранения определяется и состояние поступательного движения атома [2–6].

Возможной альтернативой для квантования является базис стоячих волн [7] $\cos(kz)$ и $\sin(kz)$, удобный для физики линейных оптических резонаторов. Граничные условия плоского резонатора, как правило, оставляют лишь одну из мод стоячих волн [7, 8].

В настоящей работе рассмотрена система «атом+квантованное поле» в свободном пространстве, что дает возможность учитывать наличие обеих мод и ставить вопрос об эволюции числа фотонов в них, точнее вероятности нахождения фотонов в этих модах. В расчетах мы ограничиваемся относительно простым режимом Рамана–Ната [9–11] с адиабатическим следованием [12], когда поступательной степенью свободы и возбужденным состоянием атома можно пренебречь. Показано, что осцилляции населенности мод стоячих волн гармонические только для однофотонного состояния поля. В общем случае

населенность из начально заселенной моды не полностью переходит в начально незаселенную моду, причем доля остающейся в начальном состоянии населенности уменьшается при росте числа фотонов в поле.

2. Двухуровневый атом в поле квантованных стоячих волн

Рассмотрим взаимодействие двухуровневого атома массой M и разностью энергий между уровнями $\hbar\omega_0$ с квантованным монохроматическим электромагнитным полем с частотой ω . Квантование поля проводится на базисе стоячих волн $\cos(kz)$ и $\sin(kz)$, где $k = \omega/c$. Тогда гамильтониан системы «атом–квантованное поле стоячих волн» в приближении вращающейся волны запишется в виде

$$\begin{aligned} \hat{H} = & \frac{\hat{p}^2}{2M} + \frac{\hbar\omega_0}{2}(1 + \sigma_3) + \hbar\omega(\hat{a}_c^+ \hat{a}_c + \hat{a}_s^+ \hat{a}_s) \\ & - \beta(\sigma^+ \hat{a}_c + \sigma^- \hat{a}_c^+) \cos(kz) - \beta(\sigma^+ \hat{a}_s + \sigma^- \hat{a}_s^+) \sin(kz), \end{aligned} \quad (1)$$

где первые два слагаемых – операторы кинетической энергии центра тяжести и внутренней энергии атома, соответственно, третье слагаемое – оператор энергии свободного электромагнитного поля. Постоянная взаимодействия β связана с матричным элементом дипольного оптического перехода d соотношением $\beta = 2\sqrt{\pi\hbar\omega/L}d$, где L – произвольная длина, вводимая для выполнения процедуры квантования поля, $\sigma^\pm = (\sigma_1 \pm i\sigma_2)/2$, σ_j – матрица Паули, действующая на внутреннее состояние атома, $j=1,2,3$, $\hat{a}_c^+$ и $\hat{a}_c$ – операторы рождения и уничтожения в $\cos(kz)$ -моду, а $\hat{a}_s^+$ и $\hat{a}_s$ – в $\sin(kz)$ -моду, соответственно.

Волновая функция системы ищется в виде разложения по всем степеням свободы системы: внутреннего и поступательного движения атома и двум модам стоячих волн. При этом учитывается, что оператор числа возбуждения $\hat{N} = (1 + \sigma_3)/2 + \hat{a}_c^+ \hat{a}_c + \hat{a}_s^+ \hat{a}_s$ коммутирует с гамильтонианом (1), и анализ можно ограничить базисными состояниями с определенным собственным значением числа возбуждения N . В рассматриваемом нами случае атом до взаимодействия находится на нижнем энергетическом уровне и N равняется суммарному числу фотонов в модах стоячих волн:

$$|\Psi(z,t)\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \sum_{n=0}^N a_n(z,t) |n\rangle |N-n\rangle + \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \sum_{n=0}^{N-1} b_n(z,t) |n\rangle |N-1-n\rangle, \quad (2)$$

где основное и возбужденное состояния атома представляются столбцами $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ и $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$, соответственно, а для фотонных состояний Фока использовано

компактное кет-обозначение Дирака. Первое из них относится к $\cos$ -квантованной моде, второе – к $\sin$ -квантованной моде.

Из уравнения Шредингера с гамильтонианом (1) с помощью стандартных вычислений для новых неизвестных амплитуд $A_n(z;t) = a_n(z,t)e^{iN\omega t}$ и $B_n(z;t) = b_n(z,t)e^{iN\omega t}$ в приближении Рамана–Ната ($\hat{p}^2 / 2M \rightarrow 0$) получаем систему рекуррентных дифференциальных уравнений

$$i\hbar \frac{dA_n(z;t)}{dt} = -\beta \cos k z \sqrt{n} B_{n-1}(z;t) - \beta \sin k z \sqrt{N-n} B_n(z;t), \quad (3)$$

$$i\hbar \frac{dB_n(z;t)}{dt} + \hbar \Delta B_n(z;t) = -\beta \cos k z \sqrt{n+1} A_{n+1}(z;t) - \beta \sin k z \sqrt{N-n} A_n(z;t), \quad (4)$$

где $\Delta = \omega - \omega_0$, $n = 0, 1, 2, \dots$ до N для первого рекуррентного уравнения и до $N-1$ для второго уравнения. В начинающих и замыкающих уравнениях системы (3) и (4) следует подставить $A_{-1}(z,t) = B_{-1}(z,t) = 0$ и $A_{N+1}(z,t) = B_N(z,t) = 0$, соответственно.

Следует особо отметить, что уравнения (3) и (4) записаны для свободного пространства, без наличия пространственно-ограничивающих поверхностей (резонаторов). Дальнейшее рассмотрение ограничивается режимом адиабатического следования, т. е. относительно большими значениями расстройки резонанса Δ , когда первым слагаемым в левой части уравнения (4) можно пренебречь. Тогда

$$B_n(z;t) = -\frac{\beta}{\hbar \Delta} (\cos k z \sqrt{n+1} A_{n+1}(z;t) + \sin k z \sqrt{N-n} A_n(z;t)).$$

После прямой подстановки для амплитуды основного состояния получаем

$$\begin{aligned} i \operatorname{sign} \Delta \frac{dA_n(z;\tau)}{d\tau} - (n \cos^2 k z + (N-n) \sin^2 k z) A_n(z;\tau) \\ = \sin k z \cos k z \left(\sqrt{n(N-n+1)} A_{n-1}(z;\tau) + \sqrt{(n+1)(N-n)} A_{n+1}(z;\tau) \right), \end{aligned} \quad (5)$$

где $\tau = \beta^2 t / \hbar^2 |\Delta|$ – безразмерная переменная времени и $n = 0, 1, 2, \dots N$. Полная волновая функция нормируется в каждой пространственной точке z и для амплитуд $A_n(z;\tau)$ резюмируется соотношением $\sum_0^N |A_n(z;\tau)|^2 = 1$.

3. Эволюция $\sin$ - и $\cos$ -квантованных мод

Изучение эволюции переходов между $\cos$ - и $\sin$ -квантованными модами проводится для фоковских состояний поля, т. е. состояний с определенным суммарным числом фотонов в двух модах. При $N=1, 2$ система уравнений (5) допускает прямое аналитическое решение, чем мы и воспользовались. В случае

$N > 2$ обратились к методу численного решения. Как и следовало ожидать, эволюция фоковских состояний имеет осцилляционный характер, но закономерности при этом разные и зависят от значения N .

Простые гармонические колебания населенностей $\cos$ - или $\sin$ -квантованных мод имеют место только для однофотонного состояния (рис.1). Амплитуда осцилляций максимальна для координаты $z = \pi / 4k$ (кривая 3). В этой точке интенсивность поля в обеих модах одинакова, и за полупериод осцилляции населенность из первоначально заселенной моды полностью переходит в первоначально незаселенную моды. Если же интенсивность поля в одной из мод равна нулю, например, при $z = 0$ или $z = \pi / 2k$, то переходы населенности между модами вовсе отсутствуют.

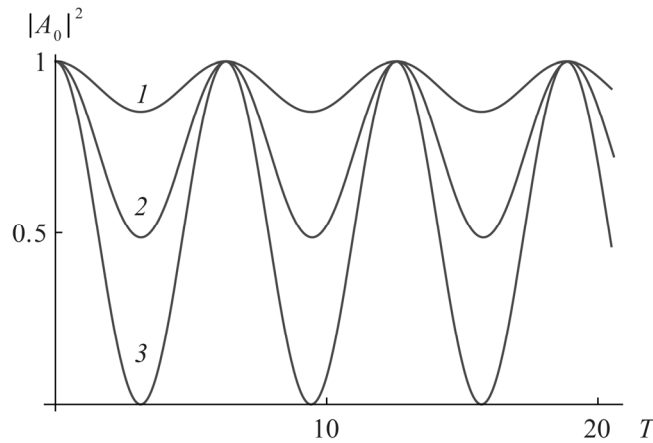


Рис.1. Периодические осцилляции населенности начально заселенной $\cos$ -квантованной моды электромагнитного поля одного фотона при взаимодействии с атомом в режиме Рамана–Ната в разных пространственных точках: $z = \pi / 16k$ (кривая 1), $z = \pi / 8k$ (кривая 2) и $z = \pi / 4k$ (кривая 3).

Физический смысл можно приписать и к пространственно-усредненной населенности мод $W_n(\tau) = (2\pi / k)^{-1} \int_{-\pi/k}^{\pi/k} |A_n(z; \tau)|^2 dz$ ($n = 0, 1$), которая также осциллирует гармонически. При этом половина населенности остается в начально заселенной моде и не участвует в эволюции.

В случае многофотонного заполнения мод ($N > 1$) колебания населенностей больше не являются гармоническими, но возможность полного перехода населенности при $z = \pi / 4k$ (равных значений интенсивности поля в модах) сохраняется. Сохраняется и свойство отсутствия переходов, если интенсивность поля в одной из мод равна нулю (например, для $z = 0$ или $z = \pi / 2k$). Временная эволюция пространственно-усредненной населенности для трехфотонного

поля представлена на рис.2. Кривая $n = 0$ соответствует начально заселенной $\sin$ -квантованной моде и есть усредненная вероятность того, что все три фотона останутся в этой моде. Ход вероятности обнаружения двух фотонов в $\sin$ -квантованной моде и одного фотона в $\cos$ -квантованной моде дается кривой $n = 1$. Кривые $n = 2$ и $n = 3$ представляют усредненные вероятности обнаружения остальных комбинаций – двух и одного фотонов в квантованных модах и всех трех фотонов в $\cos$ -квантованной моде, соответственно. Согласно кривой с $n = 0$, переходящая между модами доля населенности больше половины, т. е. доли в случае однофотонного поля.

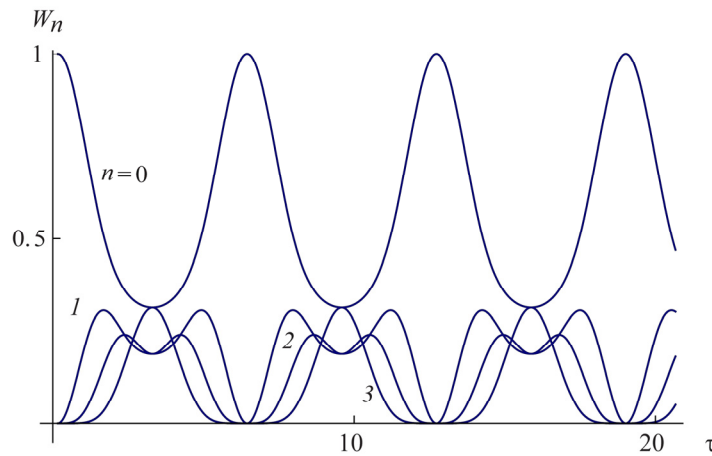


Рис.2. Колебания пространственно-усредненной населенности фотонных состояний при взаимодействии трех фотонов с атомом. Номера графиков $n = 0, 1, 2$ и 3 показывают число фотонов в $\cos$ -квантованной моде в начальный момент времени.

4. Заключение

Вторичное квантование плоского монохроматического электромагнитного поля проведено на базисе стоячих $\cos$ - или $\sin$ -квантованных мод. Временная эволюция возможных заполнений этих мод при взаимодействии с атомом изучена в приближении Рамана–Ната, в котором в гамильтониане пренебрегается оператором кинетической энергии атома. Показано, что начальная населенность одной из мод может полностью перейти в другую моду (быть обнаружена в другой моде) только в тех точках пространства, где интенсивности мод равны друг другу. Пространственно-усредненное значение осциллирующей между модами части числа фотонов увеличивается с ростом общего числа фотонов в системе.

Работа выполнена при финансовой поддержке ГКН МОН Армении в рамках Лаборатории исследования и моделирования квантовых явлений.

ЛИТЕРАТУРА

1. **D.F. Walls, G.J. Milburn.** Quantum Optics. Berlin, Springer-Verlag, 2008.
2. **A.Zh. Muradyan.** Opt. Commun., **69**, 41 (1988).
3. **B.W. Shore, P. Meyste, S. Stenholm.** J. Opt. Soc. Am. B, **8**, 903 (1991).
4. **P. Domokos, P. Adam, J. Janszky, A. Zeilinger.** Phys. Rev. Lett., **77**, 1663 (1996).
5. **C.J. Hood, M.S. Chapman, T.W. Lynn, H.J. Kimble.** Phys. Rev. Lett., **80**, 4157 (1998).
6. **А.Ж. Мурадян.** Изв. АН Арм.ССР, Физика, **10**, 361 (1975).
7. **G. Grynberg, A. Aspect, C. Fabre.** Introduction to Quantum Optics. Cambridge, Cambridge University Press, 2010.
8. **A.M. Herkommer, V.M. Akulin, W.P. Schleich.** Phys. Rev. Lett., **69**, 3298 (1992).
9. **R.J. Cook, A.F. Bernhardt.** Phys. Rev. A, **18**, 2533 (1978).
10. **B. Macke.** Opt. Commun., **28**, 131 (1979).
11. **А.Ж. Мурадян.** Изв. АН Арм.ССР, Физика, **20**, 206 (1985).
12. **C. Gardiner, P. Zoller.** The Quantum World of Ultra-Cold Atoms and Light. Book II: The Physics of Quantum-Optical Devices. London, Imperial College Press, 2015.

ԱՆՑՈՒՄՆԵՐ ՔՎԱՆՏԱՅՎԱԾ ԿԱՆԳՈՒՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ՄԻՋԵՎ
ԱՏՈՄԻ ՀԵՏ ՌԱՄԱՆ–ՆԱԹԻ ՌԵՇԻՄՈՒՄ ՓՈԽԱԶԴԵԼԻՄ

Գ.Ա. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ, Լ.Ռ. ԱՐԶՈՒՄԱՆՅԱՆ, Ա.Ժ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ

Ատոմի փոխազդեցությունն էլեկտրամագնիսական դաշտի հետ ինդուկտում է անցումներ նրա քվանտացված մոդերի միջև: Սույն աշխատանքում քվանտացման բազիս ընտրված են $\cos$ - և $\sin$ -կանգուն ալիքները: Ֆոտոնների թիվը մոդերում հաշվված է Ռաման–Նաթի ռեժիմի համար ադիաբատիկ հետևման մոտարկմամբ: Ցույց է տրված, որ անցումների ընթացքում սկզբնական բնակեցված մոդն ընդհանուր դեպքում լրիվ չի դատարկվում, իսկ ֆոտոնների օսցիլյացվող չափաբաժինը մեծանում է համակարգում իրենց ընդհանուր թվի մեծացման հետ:

TRANSITIONS BETWEEN QUANTIZED STANDING WAVES COUPLING WITH AN ATOM IN THE RAMAN–NATH REGIME

G.A. MURADYAN, L.R. ARZUMANYAN, A.ZH. MURADYAN

Interaction of an atom with the electromagnetic field induces transitions between its quantum modes, in which $\cos$ - and $\sin$ -standing waves are chosen as a basis of quantization. The number of photons in modes is calculated in the Raman–Nath regime with the adiabatic following approximation. It is shown that during the transitions, the initially populated mode is in general emptied incompletely, and that the oscillating part of photons scales with the total number of photons in the system.

УДК 621; 677.7

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗЛУЧАЮЩИХ ЩЕЛЕВЫХ СТРУКТУР КРУГЛЫХ ВОЛНОВОДОВ, ИСПОЛЬЗУЮЩИХ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ ВЫРОЖДЕНИЕ ВОЛНЫ ОСНОВНОЙ МОДЫ

М.В. МАРКОСЯН^{1,2}, А.А. МАРТИРОСЯН²,
А.К. АГАРОНЯН^{1,2}, В.Г. АВЕТИСЯН^{1,2*}

¹Ереванский НИИ средств связи, Ереван, Армения

²Российско–Армянский университет, Ереван, Армения

*e-mail: avahan@mail.ru

(Поступила в редакцию 8 февраля 2018 г.)

Рассмотрена необычная спаренная щелевая излучающая структура круглого волновода при распространении в нем волны основной моды H_{11} . Структура построена с учётом явления поляризационного вырождения волны этой моды. В поперечном сечении волновода центры спаренных полуволновых поперечных щелей разнесены на угол γ по обе стороны от волноводной диаметральной линии вдоль направления поляризации моды H_{11} . Исследованы диаграммы направленности таких спаренных щелей при различных углах γ , равных 45° , 65° и 72° , а также при двухярусном расположении подобных спаренных щелей. Второй ярус находится на расстоянии полуволны в волноводе вдоль его продольной оси. Спаренные щели обоих ярусов имеют одинаковый угол γ , но они расположены на противоположных сторонах волновода. Показана возможность синтеза всенаправленной диаграммы направленности путем сочетания двухярусной структуры с фронтальными противоположными щелями и двухярусной структуры с противоположными спаренными щелями.

1. Введение

Волноводные щелевые структуры (ЩС) в качестве приёмопередающих щелевых антенн достаточно подробно описаны в литературе [1–3]. Они применяются как самостоятельные антенны, облучатели в сложных антенных системах и излучатели в антенных решётках. Для антенн базовых станций мобильной связи предложены коаксиальные всенаправленные щелевые антенны, работающие на основной моде ТЕМ коаксиальной линии [4, 5]. Поляризация излучаемой волны этих антенн является линейной и ее направление совпадает с продольной осью коаксиальной линии. В волноводном же исполнении щелевые излучатели

изготавливаются на волноводах прямоугольного сечения с волной основной моды H_{10} [6, 7]. Относительная полоса одномодового режима с такой модой велика и составляет около 46%. Волноводные ЩС состоят из узких щелей, которые обычно прорезаются в стенках волноводов таким образом, чтобы щели по их длине пересекали токи проводимости на стенках. Такие щели обладают резонансными свойствами и их длина $l_s \approx \lambda/2$, где λ — длина рабочей волны в свободном пространстве. При такой длине щели её реактивная проводимость близка к нулю. Ширина щели выбирается из условия отсутствия электрического пробоя вдоль ширины щели и при не очень больших мощностях в волноводе не превосходит значений в несколько миллиметров. Реже применяются ЩС на основе волноводов круглого сечения с волной основной моды H_{11} . Относительная полоса одномодового режима с такой модой составляет около 4.5%, а в двухмодовом режиме совместно с ближайшей модой E_{01} составляет 28%. Для круглых волноводов известно явление поляризационного вырождения волны основной моды H_{11} , которое отрицательно влияет на распространение и передачу энергии по их длинным трактам [7].

Целью настоящей работы являлось исследование ЩС круглых волноводов для синтеза всенаправленной диаграммы направленности (ДН) с малым перепадом уровней в плоскости, перпендикулярной продольной оси волновода, посредством использования явления поляризационного вырождения волны с модой H_{11} .

2. Щелевые структуры круглых волноводов, использующие поляризационное вырождение волны основной моды

Поле волны основной моды H_{11} круглого волновода во многом схоже с полем волны основной моды H_{10} прямоугольного волновода, поляризация которой является линейной [6–9]. На рис.1 представлен круглый волновод с волной основной моды H_{11} в цилиндрической системе координат и протекание токов проводимости на внутренних стенках волновода.

В круглом волноводе поле монохроматической волны с частотой ω и модой H_{11} имеет пять комплексных компонент [7, 8]:

$$\dot{H}_z = \dot{H}_0 J_1(\chi r) A(\alpha) e^{i(\omega t - \beta z)}, \quad (1)$$

$$\dot{H}_r = -\frac{\beta}{\chi} \dot{H}_0 J_1'(\chi r) A(\alpha) e^{i(\omega t - \beta z)}, \quad (2)$$

$$\dot{H}_\alpha = -\frac{i\beta}{\chi^2 r} \dot{H}_0 J_1(\chi r) A'(\alpha) e^{i(\omega t - \beta z)}, \quad (3)$$

$$\dot{E}_r = -\frac{ikZ_w}{\chi^2 r} \dot{H}_0 J_1(\chi r) A'(\alpha) e^{i(\omega t - \beta z)}, \quad (4)$$

$$\dot{E}_\alpha = \frac{ikZ_w}{\chi} \dot{H}_0 J_1'(\chi r) A(\alpha) e^{i(\omega t - \beta z)}, \quad (5)$$

где $A(\alpha) = \dot{C} \cos n\alpha + \dot{D} \sin n\alpha = \dot{C} \cos \alpha + \dot{D} \sin \alpha$ ($\dot{C}$ и $\dot{D}$ – комплексные постоянные, для моды H_{11} $n = m = 1$), $J_1(\chi r)$ – функция Бесселя 1-го порядка ($\chi = v_{11}/a$, v_{11} – первый корень уравнения $J_1'(\chi r) = 0$), k – волновое число, $\beta = \sqrt{k^2 - (v_{11}/a)^2}$ – фазовый коэффициент, $Z_w = \sqrt{\mu_a/\epsilon_a}$ – волновое сопротивление заполняющей волновод среды. На рис.1 отображено поле волны моды H_{11} при $A(\alpha) = \dot{C} \cos \alpha$ (случай $\dot{D} = 0$).

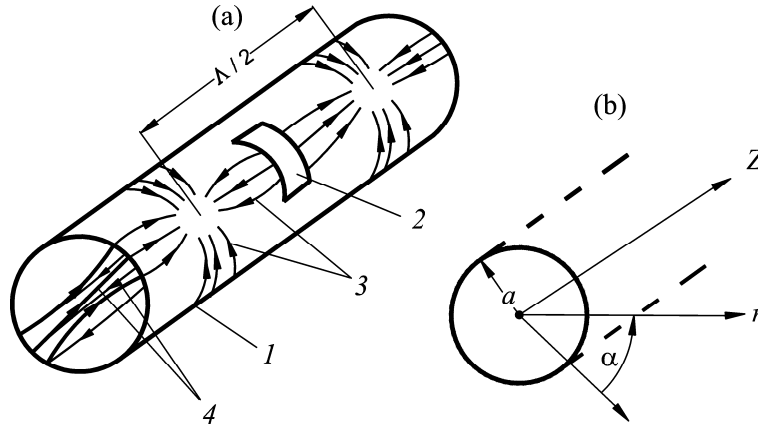


Рис.1. (а) Круглый волновод с волной моды H_{11} и картина токов проводимости на его внутренних стенках: 1 – волновод, 2 – полуволновая щель, 3 – линии токов проводимости на внутренней стенке волновода, 4 – силовые линии электрического поля E моды H_{11} и Λ – длина волны в волноводе. (б) Выбранная цилиндрическая система координат: α , r , Z – координаты системы и a – радиус волновода.

Из анализа выражений (1)–(5) следует, что изображенная на рис.1 волна моды H_{11} имеет вырождение по индексам n и m , равным 1. Вырожденной волной является волна моды H_{11} при $A(\alpha) = \dot{D} \sin \alpha$ (случай $\dot{C} = 0$), поле которой повернуто в поперечном сечении круглого волновода на 90° . В случае синфазных или противофазных и не равных нулю $\dot{C}$ и $\dot{D}$ опять же существует вырожденная волна моды H_{11} , повернутая в поперечном сечении на некоторый угол $\xi = \arctan(\dot{D}/\dot{C})$. Таким образом, возможна произвольная ориентация волны моды H_{11} относительно начала цилиндрической системы координат, что естественно при аксиальной симметрии круглого волновода [8]. Это явление

одновременного существования в волноводе волн с однотипными полями с различной ориентацией принято называть поляризационным вырождением [7]. Из анализа приведенных выражений также следует, что, например, для приведенного на рис.1 случая электрическое поле $\mathbf{E}$ при $\alpha = 90^\circ$ (см. выражения (4) и (5)) имеет только диаметральную компоненту E_r . При отклонении от этого направления на угол $\pm\Delta\alpha$ возникает также компонента E_a , амплитуда которой пропорциональна $\cos[(\pi/2) - \Delta\alpha]$. Это отличает поле волны моды H_{11} в круглом волноводе по поляризационному признаку от волны моды H_{10} в прямоугольном волноводе, электрическое поле которой чисто линейно. Однако электрическое поле $\mathbf{E}$ моды H_{11} сконцентрировано, в основном, в окрестности диаметральной плоскости волновода ($\Delta\alpha \ll 1$), где ориентация вектора $\mathbf{E}$ направлена почти в диаметральном направлении ($E_a \ll E_r$) и не меняется при распространении волны вдоль продольной оси Z волновода. Это позволяет с некоторым приближением интерпретировать такую волну как волну с линейной поляризацией, поэтому ее принято называть волной линейно-поляризованной моды H_{11} [9]. При $\dot{D} = \pm i\dot{C} = \dot{C}e^{\pm i(\pi/2)}$ поле волны моды H_{11} вращается вокруг оси волновода с круговой частотой ω , что отождествляется с волной моды H_{11} круговой поляризации. При комплексных $\dot{C}$ и $\dot{D}$, отличных от рассмотренных выше случаев, волна отождествляется с волной моды H_{11} эллиптической поляризации. Такие отождествления во многом оправданы, поскольку с их использованием построены различные СВЧ узлы: преобразователи и разделители поляризации волн, фазовые модуляторы и т. д. [9].

Щель, прорезанная перпендикулярно линиям тока проводимости в круглом волноводе на рис.1, является излучающей. На рис.2а изображено поперечное сечение волновода по середине ширины этой щели. Ее середина пересекает максимум тока проводимости, а соединяющий края щели отрезок АВ перпендикулярен диаметру NM, вдоль которого направлена поляризация исходной волны моды H_{11} . Чтобы по ориентации в поперечном сечении волновода отличать эту щель от рассматриваемых ниже, назовем ее фронтальной.

При принятых отождествлениях относительно поляризации волны моды H_{11} исходную линейно-поляризованную волну моды H_{11} с направлением поляризации вдоль диаметра NM (рис.2b) можно представить как наложение двух линейно-поляризованных волн с модой H_{11} и с поляризациями вдоль диаметров N_1M_1 и N_2M_2 , отстоящих на угол $\pm\gamma$ от направления NM. Иначе говоря, исходную линейно-поляризованную волну моды H_{11} в волноводе можно представить как суперпозицию двух поляризационно-вырожденных синфазных волн с модами H_{11} линейных поляризаций, направления которых составляют угол $\pm\gamma$ с направлением поляризации исходной волны. Выбор поляризации этих волн, т. е. угол

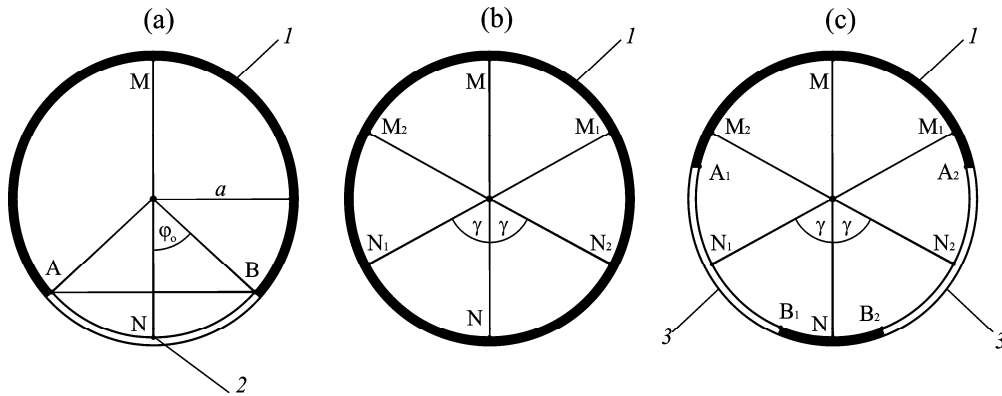


Рис.2. (а) Поперечное сечение круглого волновода по середине ширины фронтальной полуволновой щели: 1 – стенка волновода, 2 – полуволновая фронтальная щель, φ_0 – центральный угол, соответствующий половине длины полуволновой щели. (б) Поперечное сечение круглого волновода: NM, N_1M_1 и N_2M_2 – диаметральные линии вдоль поляризации исходной и составляющих волн с модой H_{11} , γ – угол отклонения направлений поляризации составляющих волн относительно направления поляризации исходной волны. (в) Поперечное сечение круглого волновода в плоскости двух прорезанных спаренных полуволновых щелей: 3 – спаренные полуволновые щели A_1B_1 и A_2B_2 .

$\pm\gamma$, определяет мощность каждой из синфазных составляющих волн при заданной мощности исходной волны.

Теперь для каждой из составляющих волн прорежем в поперечном сечении круглого волновода пару симметричных относительно NM полуволновых щелей A_1B_1 и A_2B_2 так, чтобы их середины находились в точках N_1 и N_2 , как показано на рис.2с. Таким образом, середины спаренных щелей разнесены от середины фронтальной щели на центральный угол $\pm\gamma$. Прорезанные щели для соответствующих составляющих волн будут излучающими, подобно фронтальной щели АВ для исходной волны. Одной из дальнейших задач является экспериментальное исследование ДН такой пары прорезанных полуволновых щелей в зависимости от угла γ .

Сначала при одномодовом режиме работы в круглом волноводе оценим минимальный, практически реализуемый, угол $\gamma_{\min}$ при образовании отмеченной выше пары полуволновых щелей предлагаемым способом. Из рис.2а и рис.2с следует, что должно выполняться условие $\gamma > \gamma_{\min} = \varphi_0$. При $\gamma_{\min} = \varphi_0$ точки B_1 и B_2 краёв щелей совместятся и вместо пары полуволновых щелей будем иметь одну щель, длина которой равна λ . Если мы предполагаем одномодовый режим работы волновода с основной модой H_{11} , то частоты f рабочих волн должны,

при допустимых затухании и дисперсии, удовлетворять соотношению $1.25f_{CR}^{H_{11}} \leq f \leq f_{CR}^{E_{01}}$ ($f_{CR}^{H_{11}}$ – критическая частота моды H_{11} в волноводе, $f_{CR}^{E_{01}}$ – критическая частота ближайшей возбуждаемой моды E_{01}) [7]. С учетом известных выражений для критических частот центральная частота f_c одномодового диапазона частот составляет $f_c = 11.2277 / a$ ГГц см ($\lambda_c = 2.67 \times a$ см). Половине длины полуволновой щели соответствуют (см. рис.2а) центральный угол $\varphi_0 = \gamma_{\min}$ и дуга длиной $l \approx \lambda_c / 4 \approx 0.67 \times a$ см. Тогда угол $\gamma_{\min} \approx 57.3^\circ \times 0.67 \approx 38.4^\circ$. Таким образом, для образования предложенной спаренной ЩС угол γ должен удовлетворять (с некоторым запасом для изображенного на рис.2 металлического промежутка B_1B_2) условию

$$\gamma > 40^\circ. \quad (6)$$

3. Результаты и их обсуждение

Теоретический расчёт для определения ДН описанных выше ЩС является сложной задачей [1]. Поэтому выполнялось экспериментальное исследование приведённых ЩС с целью определения их ДН. Для этого в качестве круглого волновода была выбрана алюминиевая труба с внутренним радиусом $a = 27$ мм и толщиной стенок 2 мм. При одномодовом режиме работы такого волновода с основной модой H_{11} в качестве центральной рабочей частоты была выбрана частота $f_{OP} = 4.1$ ГГц ($\lambda_{OP} = 73.2$ мм), имеющая расчётную длину волны в

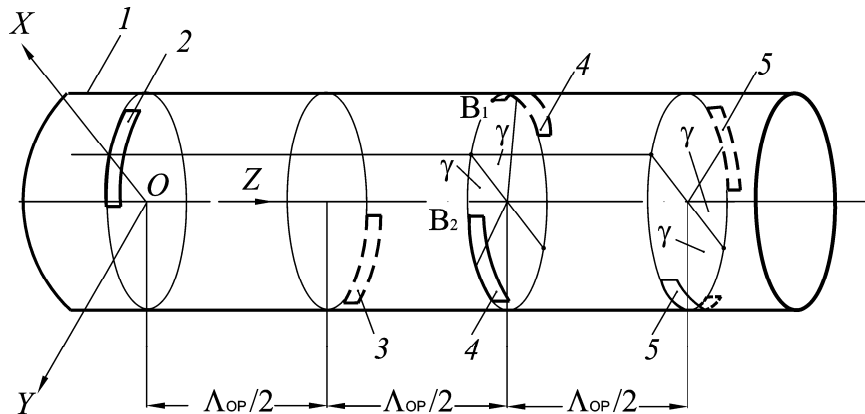


Рис.3. Схематическое изображение отрезка круглого волновода с изготовленными ЩС: 1 – круглый волновод, 2 и 3 – фронтальные щели первого и второго ярусов, соответственно, 4 и 5 – спаренные щели третьего и четвертого ярусов, соответственно, B_1B_2 – металлический промежуток между спаренными щелями, λ_{OP} – длина волны рабочей частоты в волноводе и γ – угол разнеса середин каждой из спаренных щелей относительно середины фронтальной щели.

волноводе $\Lambda_{\text{ор}} = 120$ мм. Ширина щелей была выбрана $b_s = 4$ мм, а скорректированная длина полуволновых щелей $l_s = 30.5$ мм.

На рис.3 схематически изображен отрезок круглого волновода с изготовленными ЩС. Отрезок представляет собой сочетание двухъярусной ЩС с фронтальными щелями и одной двухъярусной ЩС со спаренными щелями. Щели ярусов в каждой из двухъярусных ЩС находятся на противоположных сторонах волновода. Вдоль оси Z каждый ярус отстоит от предыдущего на расстоянии $\Lambda_{\text{ор}}/2$. Круглый волновод для экспериментального исследования содержал восемь ярусов: двухъярусную ЩС с фронтальными щелями и три двухъярусных ЩС со спаренными щелями, значения γ в которых равны 45° , 65° и 72° . Середина фронтальной щели первого яруса и середины металлических промежутков B_1B_2 первых ярусов двухъярусных ЩС со спаренными щелями лежат на одной прямой.

Мода H_{11} в круглом волноводе возбуждалась чебышевским ступенчатым переходом от одномодового прямоугольного волновода с модой H_{10} [10, 11]. Экспериментальное исследование излучательной способности вышеописанных ЩС осуществлялось методом измерений в дальнем поле с помощью эталонного волноводного рупора П6-23А и контрольно-измерительной аппаратуры NI PXI-1075. Прорезанные щели закрывались липкой алюминиевой фольгой, и при измерениях открывались необходимые щели. Отсчёты измерений азимутальной ДН ЩС регистрировались дискретно через каждые 10° поворота волновода вокруг его вертикальной продольной оси.

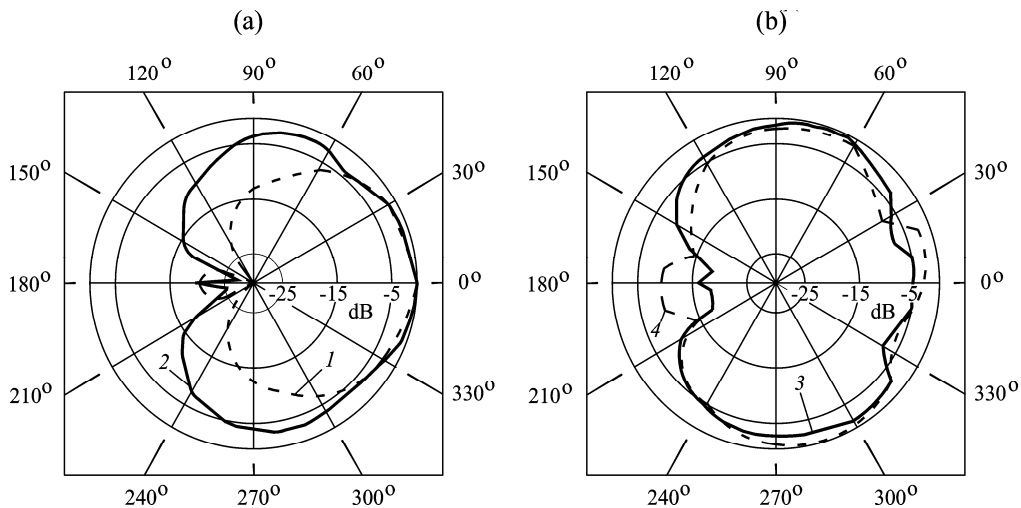


Рис.4. ДН для одноярусных ЩС (а) с одиночной фронтальной щелью (1) и со спаренными щелями при $\gamma = 45^\circ$ (2) и (б) со спаренными щелями при $\gamma = 65^\circ$ (3) и $\gamma = 75^\circ$ (4).

На рис.4 представлены измеренные ДН одноярусных ЩС. Из рис.4а следует, что разность между уровнем максимума ДН фронтальной щели (кривая 1) в направлении поляризации исходной моды H_{11} (направление 0°) и уровнями ДН в направления $\pm(120^\circ \dots 130^\circ)$ составляет ~ 20 дБ. Между тем, как следует из рис.4а и рис.4б, разность уровней ДН спаренных щелей по этим же направлениям при $\gamma = 45^\circ$ составляет ~ 9 дБ, при $\gamma = 65^\circ$ – 0 дБ, а при $\gamma = 72^\circ$ – 3 дБ. Такое изменение разности уровней ДН можно объяснить интерференцией полей уже спаренных щелей, которые возбуждаются синфазно поляризационно-вырожденными составляющими волнами моды H_{11} .

С изменением угла γ , при неизменной поляризации исходной моды H_{11} , изменяется как расстояние между центрами щелей в паре, так и плотности распределения токов смещения вдоль длины щели в каждой паре. В результате изменяются и амплитуды и фазы волн в конкретно выбранных направлениях, что приводит к изменению интерференционной картины в дальнем поле и образованию ДН, отличающихся существенно как друг от друг, так и от ДН фронтальной щели.

На рис.5 представлены измеренные ДН двухярусных ЩС. Некоторая асимметрия в ДН двухярусных ЩС относительно вертикальной и горизонтальной осей, особенно ЩС со спаренными щелями, может являться следствием эллиптичности алюминиевой трубы волновода (разность диаметров до 0.7 мм) и разбросом в длине металлического промежутка B_1B_2 (до 1.0 мм). Из рассмотре-

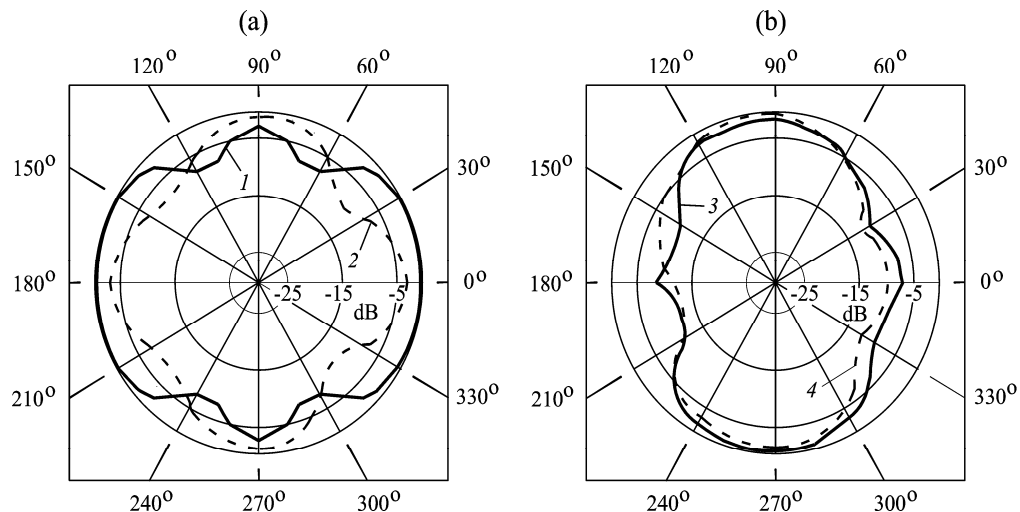


Рис.5. ДН для двухярусных ЩС (а) с фронтальными щелями (1) и со спаренными щелями при $\gamma = 45^\circ$ (2) и (б) со спаренными щелями при $\gamma = 75^\circ$ (3) и $\gamma = 65^\circ$ (4).

ния ДН двухярусной структуры фронтальных щелей (рис.5а) следует, что неравномерность ДН в азимутальной плоскости составляет около 8 дБ (9 раз) и впадины ДН сосредоточены в районе направлений $\pm(50^\circ \dots 80^\circ)$ и $\pm(100^\circ \dots 130^\circ)$ от направления вдоль линии $180^\circ \rightarrow 0^\circ$.

С другой стороны, впадины двухярусных ЩС со спаренными щелями сосредоточены в смежных областях направлений. Отсюда возникает возможность снижения перепадов синтезированной ДН, являющейся результатом совместного действия сочетания исследованных двухярусных структур.

На рис.6 представлена измеренная ДН четырёхярусной ЩС, составленной из двухярусной структуры фронтальных щелей и двухярусной структуры со спаренными щелями при $\gamma = 45^\circ$. Как следует из рис.6, перепады уровней синтезированной ДН не превосходят 5 дБ (отношение уровней около 3-х раз).

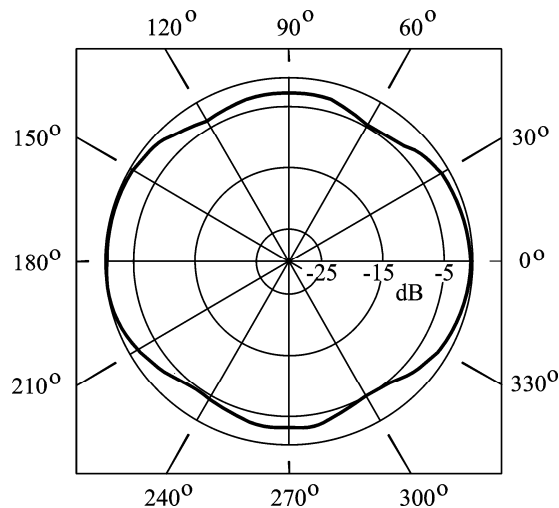


Рис.6. ДН четырёхярусной структуры.

4. Заключение

Рассмотрена возможность использования явления поляризационного вырождения распространяющейся в круглом волноводе волны основной моды H_{11} для синтеза ДН комбинированных излучающих ЩС. С учетом явления поляризационного вырождения изготовлены необычные излучающие ЩС в виде спаренных поперечных полуволновых щелей на одном ярусе в поперечном сечении

круглого волновода. Середины каждой из спаренных щелей расположены симметрично относительно диаметральной линии волновода вдоль направления поляризации его основной моды H_{11} и разнесены на центральный угол γ от отмеченной диаметральной линии. Изготовлены двухярусные ЩС такого типа, в которых ярусы отстоят друг от друга на расстояние в половину рабочей длины волны в волноводе вдоль его продольной оси, а спаренные щели ярусов лежат на противоположных сторонах круглого волновода. Экспериментально исследованы ДН образованных таким способом двухярусных ЩС с различными значениями угла γ , равными 45° , 65° и 72° . Показана возможность синтеза ДН, обладающей достаточной всенаправленностью излучения в азимутальной плоскости, перпендикулярной вертикальной продольной оси волновода. Синтез ДН осуществлялся сочетанием двухярусной ЩС с фронтальными щелями и нескольких двухярусных ЩС со спаренными щелями, имеющими различные углы γ . Сочетание двухярусной ЩС с фронтальными щелями и одной двухярусной ЩС со спаренными щелями при $\gamma = 45^\circ$ позволило улучшить всенаправленность синтезированной ДН в 3 раза по сравнению с ДН ЩС с фронтальными щелями.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.З. Айзенберг, В.Г. Ямпольский, Н.О. Тершин. Антенны ультракоротких волн. Часть 2. Москва, Связьиздат, 1977.
2. А.П. Курочкин, Ю.А. Колосов, Ф.Е. Левков, В.Ф. Лось, А.Г. Островский. Антенно-фидерные и оптоэлектронные устройства. Москва, Радиотехника, 2014.
3. А.М. Сомов, В.В. Старостин, К.В. Кабетов. Антенно-фидерные устройства. Москва, Горячая линия Телеком, 2014.
4. J.F. Kiang. IEEE Trans. Antennas & Propagation, **46**, 636 (1998).
5. V.H. Avetisyan, M.V. Markosyan, S.R. Gabrielyan. Patent №2523A, Armenia, IPC H01Q 13/20, 2011.
6. А.Д. Григорьев. Электродинамика и микроволновая техника. Санкт-Петербург, Лань, 2007.
7. Н.А. Семенов. Техническая электродинамика. Москва, Связь, 1973.
8. В.В. Никольский. Электродинамика и распространение радиоволн. Москва, Наука, 1973.
9. Д.Б. Канарейкин, В.А. Потехин, И.Ф. Шишкин. Морская поляриметрия. Ленинград, Судостроение, 1968.
10. В.Г. Аветисян, А.А. Мартиросян. Вестник ГИУА, Информационные технологии, электроника, радиотехника, №1, 64 (2017).
11. А.А. Мартиросян. Вестник ГИУА, Информационные технологии, электроника, радиотехника, №2, 127 (2017).

ԱԼԻՔԻ ՀԻՄՆԱԿԱՆ ՄՈՂԻ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ԱՅԼԱՄԵՐՈՒՄՆ ՕԳՏԱԳՈՐԾՈՂ
ԿԼՈՐ ԱԼԻՔԱՏԱՐՆԵՐԻ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՂ ՃԵՂՔԱՅԻՆ ԿԱՌՈՒՅՎԱԾՔՆԵՐԻ
ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄ

Մ.Վ. ՄԱՐԿՈՍՅԱՆ, Ա.Ա. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ,
Ա.Կ. ԱՀԱՐՈՆՅԱՆ, Վ.Հ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ

Դիտարկված է կլոր ալիքատարի զույգավորված ճեղքային ճառագայթող անսովոր կառուցվածք ալիքատարում հիմնական H_{11} մոդով տարածվող ալիքի դեպքում: Այն կառուցված է հաշվի առնելով այդ մոդով ալիքի բևեռացման այլասերման երևույթը: Ալիքատարի լայնական կտրվածքում զույգավորված կեսալիքային լայնական ճեղքերի կենտրոնները տարափոխված են՝ H_{11} մոդի բևեռացման ուղղության երկայնքով ալիքատարի տրամագծի երկու կողմերից, γ անկյունով: Հետազոտված են այդպիսի զույգավորված ճեղքերի ուղղորդվածության դիագրամները տարբեր տարափոխման անկյունների դեպքում՝ γ հավասար, 45° , 65° և 72° Հետազոտված են նաև նման զույգավորված ճեղքերով երկհարկանի տեղակայմամբ ճառագայթող կառուցվածքների ուղղորդվածության դիագրամները: Երկրորդ հարկը գտնվում է ալիքատարի երկայնական առանցքի երկայնքով ալիքատարում կեսալիք հեռավորության վրա: Հարկերի զույգավորված ճեղքերի տարափոխման γ անկյունը նույնն է, սակայն դրանք գտնվում են ալիքատարի հակադիր կողմերի վրա: Ցույց է տրված համուղղորդված ուղղորդվածության դիագրամի սինթեզի հնարավորությունն զուգակցելով հակադիր ճակատային ճեղքերով երկհարկային կառուցվածքը և հակադիր զույգավորված ճեղքերով երկհարկային կառուցվածքը:

INVESTIGATION OF THE CIRCULAR WAVEGUIDE RADIATING
SLOTTED STRUCTURES, USING POLARIZATION DEGENERATION
OF THE MAIN MODE WAVE

M.V. MARKOSYAN, A.A. MARTIROSYAN, A.K. AHARONYAN, V.H. AVETISYAN

The unusual paired slotted radiating structure of a circular waveguide is considered at propagation in it a wave of main mode H_{11} . The structure is constructed taking into account the phenomenon of the polarization degeneration of wave with this mode. In the waveguide cross-section, the centers of the half-wave transverse paired slots are spaced by an angle γ on both sides of the waveguide diametric line along the polarization direction of the H_{11} mode. The directional patterns of such paired slots at different spaced angles γ equal to 45° , 65° and 72° as well as of the two-tier location of such paired slots are investigated. The second tier is located along the waveguide longitudinal axis on the distance equals to half of the waveguide wavelength. The paired slots of those tiers have the same spaced γ angle, but they are on opposite sides of the waveguide. The possibility of synthesizing an omnidirectional directional pattern is shown by combination of the two-tiered structure with opposite frontal slots and the two-tier structure with opposite paired slots.

УДК 535.126

К ОБРАЗОВАНИЮ J/ψ -МЕЗОНОВ В ПИОН-ЯДЕРНЫХ СОУДАРЕНИЯХ

В.М. ЖАМКОЧЯН

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

e-mail: vzh@mail.yerphi.am

(Поступила в редакцию 22 июня 2018 г.)

Рассмотрены процессы рождения J/ψ -мезонов в пион-ядерных соударениях. Для определения инклюзивных спектров $\pi A \rightarrow J/\psi X$ использована модель, учитывающая потери энергии жестких глюонов при взаимодействии адронных состояний с нуклонами ядра. Результаты расчетов представлены совместно с экспериментальными данными коллаборации NA3 по спектрам $\pi^- \text{Pt}^{195} \rightarrow J/\psi X$ при энергиях налетающих пионов 150 и 280 ГэВ.

В работе [1] была предложена модель, учитывающая потери энергии жестких глюонов в процессах рождения $c\bar{c}$ -состояний в протон-ядерных соударениях. Результаты расчетов [1] по A -зависимости инклюзивных спектров $pA \rightarrow J/\psi X$ выявили их хорошее согласие с экспериментальными данными FNAL E866 [2].

Целью настоящей работы является обобщение подхода [1] на случай процессов рождения J/ψ -мезонов в пион-ядерных соударениях.

Рассмотрим процесс рождения J/ψ -мезона при столкновении π -мезона высокой энергии с ядром A . Следуя общей картине [1], примем, что доминирующим механизмом в процессе рождения J/ψ в пион-нуклонном соударении является слияние двух глюонов [3]. В этом предположении перед актом рождения $\pi N \rightarrow J/\psi X$ в области фрагментации налетающей частицы в составе π -мезона должен присутствовать жесткий глюон g_h , на который приходится существенная доля импульса адронного состояния. Предположим далее, что при рассматриваемых энергиях время существования флуктуации с глюоном g_h много больше времени пролета состояния через ядро. Отсюда, если произошел акт рождения J/ψ на одном из нуклонов ядра, с подавляющей долей вероятности флуктуация с образованием жесткого глюона должна была иметь место до соударения с ядром, а не в пределах ядра. То есть в ядре, до акта образования J/ψ , будет, в основном, распространяться адронное состояние, уже включающее глюон g_h .

Важное предположение используемой модели [1] заключается в том, что при неупругих взаимодействиях налетающего состояния с нуклонами ядра энергия жесткого глюона g_h в его составе не остается неизменной, а убывает с некоторой средней сохраняемой долей энергии.

Сечение неупругого взаимодействия пары $c\bar{c}$ в ядре предполагается пренебрежимо малым. Все дальнейшие обоснования и выводы для данной задачи аналогичны приведенным в работе [1] для процессов с налетающим протоном. Выражение для инклюзивного сечения процесса $\pi A \rightarrow J/\psi X$ принимает при этом следующий вид:

$$d\sigma^{\pi A \rightarrow J/\psi X}(x, E_\pi)/dx = \sum_{n=1}^A \tilde{N}_n(A, \sigma_{in}^{\pi N}) d\sigma_{(n)}^{\pi \rightarrow J/\psi}(x, E_\pi)/dx, \quad (1)$$

$$d\sigma_{(1)}^{\pi \rightarrow J/\psi}(x, E_\pi)/dx = d\sigma^{\pi N \rightarrow J/\psi X}(x, E_\pi)/dx,$$

$$d\sigma_{(n)}^{\pi \rightarrow J/\psi}(x, E_\pi)/dx = \int P_{n-1}(x') d\sigma^{H_\pi N \rightarrow J/\psi X}(x_n, x' E_\pi)/dx_n \times \delta(x - x' x_n) dx' dx_n, \quad n \geq 2, \quad (2)$$

где

$$P_k(x') = (1/\sigma_{\pi N})^{n-1} \int d\sigma^{\pi N \rightarrow H_\pi X}(x_1)/dx_1 d\sigma^{H_\pi N \rightarrow H_\pi X}(x_2)/dx_2 \dots d\sigma^{H_\pi N \rightarrow H_\pi X}(x_k)/dx_k \delta(x' - x_1 \dots x_k) dx_1 \dots dx_k, \quad (3)$$

$$\tilde{N}_1(A, \sigma) = (1/\sigma) \int (1 - \exp\{-\sigma T_A(\mathbf{b})\}) d^2b,$$

$$\tilde{N}_n(A, \sigma) = \tilde{N}_1(A, \sigma) - \sum_{k=1}^{n-1} N_k(A, \sigma), \quad n \geq 2, \quad (4)$$

$$N_k(A, \sigma) = 1/(\sigma k!) \int (\sigma T_A(\mathbf{b}))^k \exp\{-\sigma T_A(\mathbf{b})\} d^2b, \quad k \geq 1,$$

$$T_A(\mathbf{b}) = \int \rho_A(\mathbf{b}, z) dz.$$

Здесь $\rho_A(\mathbf{b}, z)$ – одночастичная ядерная плотность ядра-мишени, $\sigma_{in}^{\pi N}$ – полное сечение неупругого πN -взаимодействия. Переменная $x = E^{J/\psi}/E_\pi$ – доля энергии налетающего π -мезона, уносимая чармонием.

При выводе формул (1)–(3) предполагалось, что акту рождения J/ψ может предшествовать произвольное число неупругих взаимодействий с нуклонами ядра промежуточной адронной системы H_π , сохраняющей основные свойства налетающего π -мезона [4].

В выражении (3) в дифференциальных сечениях $d\sigma^{\pi(H_\pi)N \rightarrow H_\pi X}(x_i)/dx_i$ переменные x_i фиксируют сохранившуюся долю энергии жесткого глюона g_h ,

который в конечном элементарном процессе $H_\pi N \rightarrow J/\psi X$ участвует в образовании J/ψ . Сама величина $P_k(x')$ представляет собой вероятность для глюона g_h сохранить долю энергии x' от своей начальной энергии после k неупругих столкновений адронной системы H_π в ядре.

В проведенных расчетах дифференциальные сечения $d\sigma^{\pi(H_\pi)N \rightarrow H_\pi X}(x_i)/dx_i$ нормировались на полное неупругое сечение $\sigma_{\text{in}}^{\pi N}$ с использованием степенной параметризации:

$$d\sigma^{\pi(H_\pi)N \rightarrow H_\pi X}(x_i)/dx_i = (v+1)x_i^v \sigma_{\text{in}}^{\pi N}. \quad (5)$$

Показатель степени v в выражении (5) фиксировался формулой $v = (2k_g^{el} - 1)/(1 - k_g^{el})$ с заданием средней сохраняющейся доли энергии k_g^{el} жесткого глюона в неупругих процессах $\pi(H_\pi)N \rightarrow H_\pi X$.

Эффективные нуклонные числа (4) вычислялись в модели Ферми для одночастичной ядерной плотности (параметры взяты из работы [5]).

Для определения сечений рождения на нуклоне $\pi(H_\pi)N \rightarrow J/\psi X$ использовалась параметризация, представленная в работе [6]:

$$d\sigma^{\pi N \rightarrow J/\psi X}(x_F, \sqrt{s_{\pi N}})/dx_F \sim [1 - M_\psi/\sqrt{s_{\pi N}}]^n (1 - |x_F - x_0|)^{c(x_F)}, \quad (6)$$

где $s_{\pi N} \approx 2m_\pi E_\pi$ – квадрат полной энергии сталкивающейся пары πN в системе ее центра масс и M_ψ – масса чармония. (Величины n , x_0 и зависимость $c(x_F)$ взяты из работы [6]). Далее проводился точный пересчет к переменной $x \equiv x_{\text{Lab}}$ для нахождения величин $d\sigma^{\pi N \rightarrow J/\psi X}(x, E_\pi)/dx$.

Для сравнения с экспериментальными данными NA3 [7] вычислялись отношения вида

$$R_A(x_F) = \frac{A d\sigma^{\pi^- N \rightarrow J/\psi X}/dx_F}{d\sigma^{\pi^- A \rightarrow J/\psi X}/dx_F} \quad (7)$$

для ядра Pt^{195} при энергиях налетающих пионов 150, 200 и 280 GeV. Отметим, что данные NA3 [7] до настоящего времени обладают наилучшей точностью по процессам $\pi A \rightarrow J/\psi X$ при $x_F > 0$ по сравнению с данными других экспериментов.

На рис. 1a,b представлены результаты расчетов для зависимости $R_{\text{Pt}}(x_F)$ при энергиях $E_\pi = 150$ и $E_\pi = 280$ GeV совместно с данными работы [7]. Отметим, что согласие с данными [7] при $E_\pi = 200$ GeV оказывается примерно таким же, как и на рис. 1a,b.

Приведенные результаты получены при средней сохраняющейся доли энергии жесткого глюона $k_g^{el} = 0.82$, что весьма близко к аналогичной величине $k_g^{el} = 0.84$, найденной для процессов $pA \rightarrow J/\psi X$ [1].

Достигнутое в настоящей работе согласие с данными NA3 [7] совместно с результатами работ [1, 8] по процессам $pA \rightarrow J/\psi X$ представляет существенный интерес для уточнения механизма образования чармония на ядерных мишенях.

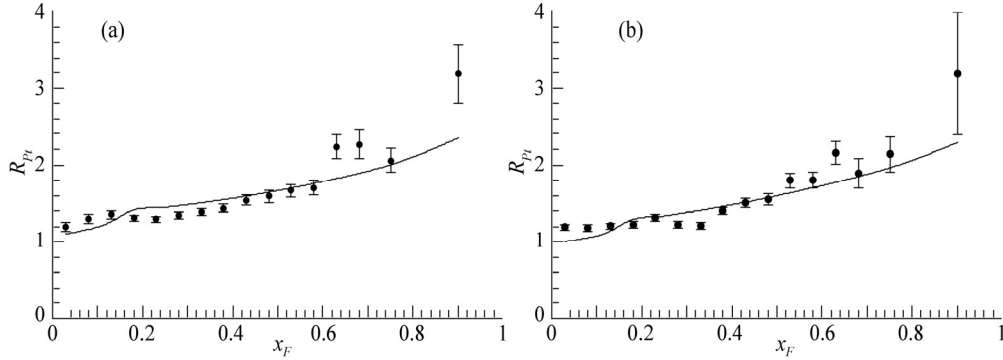


Рис.1. Отношения (7) для процессов $\pi^- Pt \rightarrow J/\psi X$ при энергии налетающих пионов (а) $E_\pi = 150$ ГэВ и (б) $E_\pi = 280$ ГэВ в сравнении с экспериментальными данными NA3 [7].

ЛИТЕРАТУРА

1. **В.М. Жамкочан.** Изв. НАН Армении, Физика, **52**, 3 (2017).
2. **M.J. Leitch, et al.** Phys. Rev. Lett., **84**, 3256 (2000).
3. **B.L. Combridge.** Nucl. Phys. **B151**, 4299 (1979); **J.C. Collins, D.E. Soper, G. Sterman.** Nucl. Phys. **B263**, 37 (1986).
4. **В.М. Жамкочан.** Ядерная физика, **52**, 1127 (1990); **V.M. Zhamkochyan.** Z. Phys., **C58**, 435 (1993).
5. **P.V. Murthy, et al.** Nucl. Phys. B, **92**, 269 (1975).
6. **V. Abramov, et al.** FERMILAB-PUB-91-062-E (1991).
7. **J. Badier, et al. (NA3 Collab.)** Z. Phys., **C20**, 101 (1983).
8. **В.М. Жамкочан.** Изв. НАН Армении, Физика, **51**, 135 (2016).

ON THE PRODUCTION OF J/ψ -MESON IN PION-NUCLEUS COLLISIONS

V.M. ZHAMKOCHYAN

Processes of production of J/ψ -mesons in pion-nucleus collisions are considered. For the determination of inclusive spectra $\pi A \rightarrow J/\psi X$ the model was used which takes into account energy losses of hard gluons in interactions of hadron states with nucleus nucleons. Results of calculations are presented together with experimental data of NA3 Collaboration on $\pi Pt^{195} \rightarrow J/\psi X$ spectra at incident pions energies 150 and 280 GeV.

УДК 530.145

РЕАЛИЗАЦИЯ ПРОГРАММИРУЕМОГО ЛОГИЧЕСКОГО АТОМНОГО ВЕНТИЛЯ

А.Ю. АЛЕКСАНИЯН^{1*}, Э.А. ГАЗАЗЯН^{1,2}

¹Международный научно-образовательный центр НАН Армении, Ереван, Армения

²Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

*e-mail: rammmod@gmail.com

(Поступила в редакцию 10 мая 2018 г.)

Продemonстрирована простая реализация трёхбитового программируемого атомного вентиля на пятиуровневом атоме. Предлагаемая схема основана на адиабатическом переносе населённостей атомных уровней в М-системе. Проведён детальный анализ численного решения нестационарных уравнений для матрицы плотности пятиуровневой системы.

1. Введение

Классическая теория информатики началась, когда Тьюринг [1] и Черч [2] независимо друг от друга опубликовали свои работы о характере вычислений в 1936 г. В 1961 г. Ландауэр показал, что любые необратимые вычисления приводят к неизбежной диссипации энергии [3] и дополнительному нагреву деталей. Единственной альтернативой для преодоления «предела Ландауэра» [4] являются вычисления с использованием обратимых вентиляей.

Примерами обратимых вентиляей являются вентили Тоффоли и Фредкина. Трёхбитовый вентиль Тоффоли CCNOT (controlled controlled NOT) имеет три входа и три выхода. Два бита – статичны (контрольные биты), а третий бит (бит цели) меняется тогда и только тогда, когда статичные биты имеют значение 1 (см. табл.1). А вот у трёхбитового вентиля Фредкина CSWAP (controlled SWAP) первый бит – статичный (контрольный бит), а второй и третий бит (биты цели) меняются местами тогда, когда первый бит имеет значение 1 (см. табл.2). Оба вентиля являются универсальными, т. е. используя только один из этих вентиляей, можно построить любую обратимую логическую схему. Благодаря свойствам обратимости и универсальности вентили Тоффоли и Фредкина играют важную роль не только в классических, но и в квантовых вычислениях.

Возможность реализации вентиля Тоффоли на трёхуровневой атомной Л-системе при использовании коротких импульсов, длительности которых меньше

Табл.1. Истинность CCNOT

ВХОД			ВЫХОД		
0	0	0	0	0	0
0	0	1	0	0	1
0	1	0	0	1	0
0	1	1	0	1	1
1	0	0	1	0	0
1	0	1	1	0	1
1	1	0	1	1	1
1	1	1	1	1	0

Табл.2. Истинность CSWAP

ВХОД			ВЫХОД		
0	0	0	0	0	0
0	0	1	0	0	1
0	1	0	0	1	0
0	1	1	0	1	1
1	0	0	1	0	0
1	0	1	1	1	0
1	1	0	1	0	1
1	1	1	1	1	1

времен релаксаций в системе, была продемонстрирована в работе [5]. Использовался адиабатический перенос населённостей методами STIRAP [6] и b-STIRAP [7], которые делают Λ -систему полностью обратимой. При длительности лазерных импульсов $\sim 10^{-10}$ с одна и та же последовательность импульсов без потерь может привести к переносу населённостей из одного основного состояния в другое и обратно.

Когерентный циклический перенос населённостей можно осуществлять и в многоуровневых системах [8]. Это позволяет реализовать полностью оптический обратимый универсальный логический вентиль в таких системах. Одна из таких моделей вентиля Тоффли была рассмотрена в работе [9]. Основная сложность для экспериментальной реализации предложенных в работах [5, 9] моделей состоит в том, что в качестве контрольных битов использовались лазерные импульсы, а в качестве бита цели – населённости атомных уровней. К тому же в этих работах не учитывались релаксационные процессы, приводящие к диссипации и к дефазировке когерентностей, индуцируемых в среде.

В настоящей работе продемонстрирована простая реализация программируемых атомных вентилях на пятиуровневом атоме (М-система). Предлагаемая схема основана на циклическом адиабатическом переносе населённостей. На основе численного анализа рассмотрено обобщение методов STIRAP и b-STIRAP на пятиуровневой М-системе для импульсов произвольной длительности с учётом всех релаксационных процессов. Предложенные модели полностью оптических обратимых универсальных логических элементов могут служить основой для конструкции обратимого оптического процессора, работающего на циклическом переносе атомных населённостей.

2. Основные уравнения

Рассмотрим пятиуровневую атомную систему, которая взаимодействует с четырьмя импульсами гауссовской формы и произвольной длительности. Частота каждого импульса близка к резонансной частоте атомного перехода.

Уравнение эволюции матрицы плотности можно записать в виде

$$i\hbar \frac{\partial \rho}{\partial t} = [H\rho] + \Lambda(\rho), \quad (1)$$

где ρ – матрица плотности, H – гамильтониан взаимодействия и $\Lambda(\rho)$ – оператор Линдблата, описывающий процессы диссипации и дефазировки. Гамильтониан взаимодействия имеет следующий вид:

$$H = \begin{pmatrix} 0 & \Omega_{12}e^{i\Delta_1 t} & 0 & 0 & 0 \\ \Omega_{21}e^{-i\Delta_1 t} & 0 & \Omega_{23}e^{i\Delta_2 t} & 0 & 0 \\ 0 & \Omega_{32}e^{-i\Delta_2 t} & 0 & \Omega_{34}e^{i\Delta_3 t} & 0 \\ 0 & 0 & \Omega_{43}e^{-i\Delta_3 t} & 0 & \Omega_{45}e^{i\Delta_4 t} \\ 0 & 0 & 0 & \Omega_{54}e^{-i\Delta_4 t} & 0 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Здесь Δ_i – однофотонные расстройки, определяемые как $\Delta_1 = E_2 - E_1 - \hbar\omega_1$, $\Delta_2 = E_2 - E_3 - \hbar\omega_2$, $\Delta_3 = E_4 - E_3 - \hbar\omega_3$ и $\Delta_4 = E_4 - E_5 - \hbar\omega_4$, где E_i – энергия атомных уровней, а через ω_i обозначена частота лазерных импульсов; $\Omega_{ij} = \Omega_{ji}^*$ представляют из себя частоты Раби соответствующих импульсов (рис.1). Оператор Линдблата [10] в матричном виде может быть записан как

$$\Lambda(\rho) = \begin{pmatrix} \Gamma_{21}\rho_{22} & -\frac{\Gamma_{21}+\Gamma_{23}}{2}\rho_{21} & 0 & -\frac{\Gamma_{43}+\Gamma_{45}}{2}\rho_{14} & -\frac{\Gamma_{21}+\Gamma_{45}+\Gamma}{2}\rho_{15} \\ -\frac{\Gamma_{21}+\Gamma_{23}}{2}\rho_{21} & -(\Gamma_{21}+\Gamma_{23})\rho_{22} & -\frac{\Gamma_{21}+\Gamma_{23}}{2}\rho_{23} & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{24} & -\frac{\Gamma_{21}+\Gamma_{23}}{2}\rho_{25} \\ 0 & -\frac{\Gamma_{21}+\Gamma_{23}}{2}\rho_{32} & \Gamma_{23}\rho_{22} + \Gamma_{43}\rho_{44} & -\frac{\Gamma_{43}+\Gamma_{45}}{2}\rho_{34} & 0 \\ -\frac{\Gamma_{43}+\Gamma_{45}}{2}\rho_{41} & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{42} & -\frac{\Gamma_{43}+\Gamma_{45}}{2}\rho_{43} & -(\Gamma_{43}+\Gamma_{45})\rho_{44} & -\frac{\Gamma_{43}+\Gamma_{45}}{2}\rho_{45} \\ -\frac{\Gamma_{21}+\Gamma_{45}+\Gamma}{2}\rho_{51} & -\frac{\Gamma_{21}+\Gamma_{23}}{2}\rho_{52} & 0 & -\frac{\Gamma_{43}+\Gamma_{45}}{2}\rho_{54} & \Gamma_{45}\rho_{44} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где $\Gamma \equiv \Gamma_{21} + \Gamma_{23} + \Gamma_{43} + \Gamma_{45}$ и Γ_{ij} – естественная ширина линии перехода $i \rightarrow j$ спонтанного излучения.

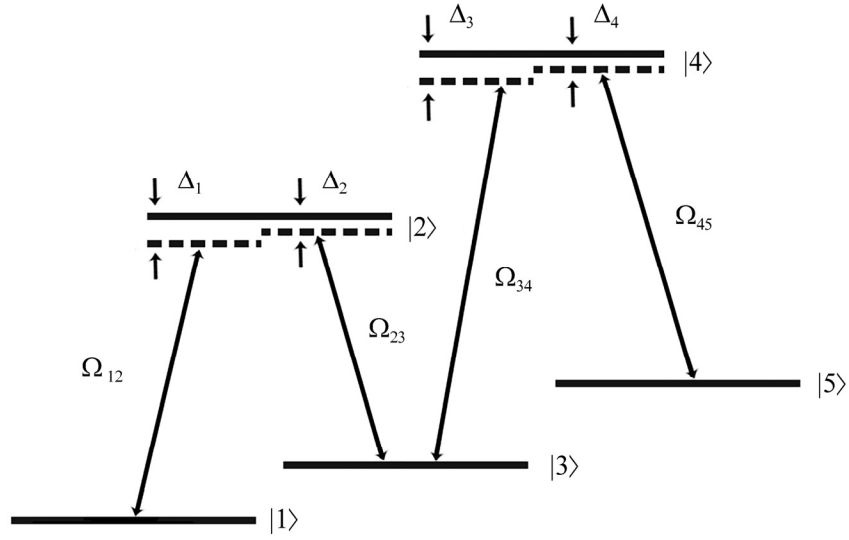


Рис.1. Схема атомных уровней в М-системе.

3. Результаты и их обсуждение

На представленных в настоящем разделе рисунках показаны результаты численного решения задачи для вентилях Тоффоли и Фредкина. Используются импульсы одинаковой длительности.

На рис.2 сначала включаются импульсы Ω_{23} и Ω_{12} , которые ответственны за перераспределение населённостей между уровнями $|1\rangle$ и $|3\rangle$. Потом включаются импульсы Ω_{45} и Ω_{34} , которые ответственны за перераспределение населённостей между уровнями $|3\rangle$ и $|5\rangle$.

Начальное распределение населённостей на уровнях $|1\rangle$, $|3\rangle$ и $|5\rangle$ соответственно равны $\rho_{11}(-\infty)=1/2$, $\rho_{33}(-\infty)=1/2$ и $\rho_{55}(-\infty)=0$ (соответствует начальному входу 110 из табл.1), а в конце процесса взаимодействия населённости атомных уровней равны $\rho_{11}(+\infty)=1/3$, $\rho_{33}(+\infty)=1/3$ и $\rho_{55}(+\infty)=1/3$ (соответствует выходу 111 из табл.1). Численные расчёты проведены при следующих значениях параметров (все параметры нормированы на некоторую среднюю длительность T): $\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta_3 = \Delta_4 = 10$, $\Omega_{12} = \Omega_{23} = \Omega_{34} = \Omega_{45} = 30$, $\Gamma_{ij} = 0.5$ и $t_1 = 17.5$, $t_2 = 17$, $t_3 = 27.15$, $t_4 = 27$.

На рис.3 импульсы включаются в обратной последовательности. Сначала включаются импульсы Ω_{34} и Ω_{45} , которые ответственны за перераспределение населённостей между уровнями $|3\rangle$ и $|5\rangle$. Потом включаются импульсы Ω_{12} и Ω_{23} , которые ответственны за перераспределение населённостей между уровнями $|1\rangle$ и $|3\rangle$.

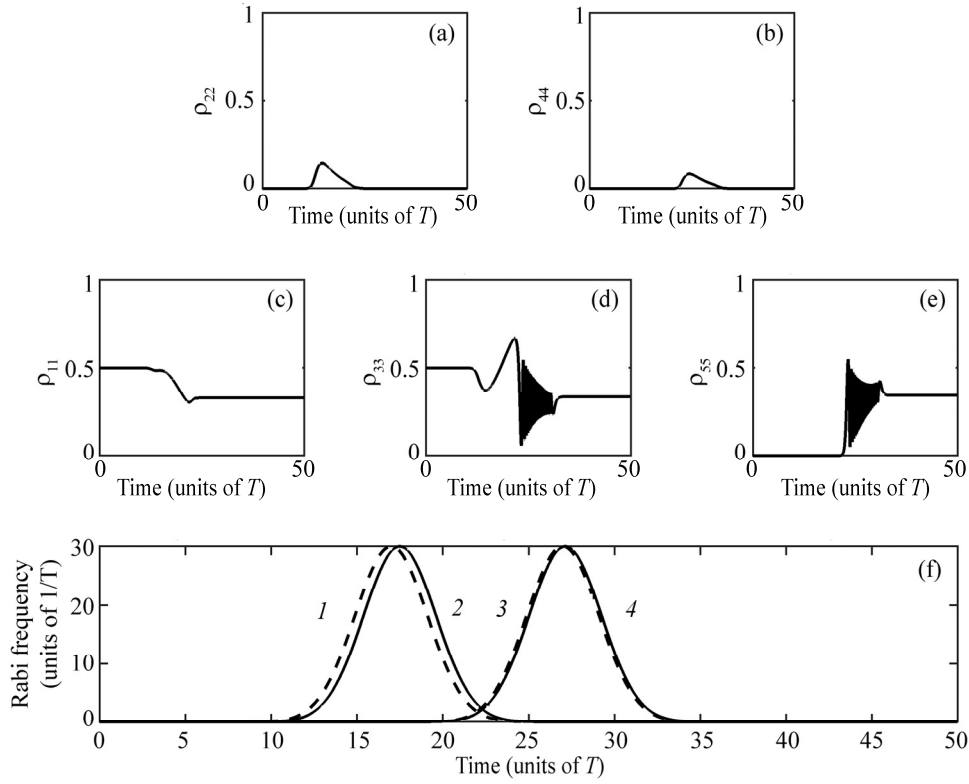


Рис.2. Динамика населенностей атомных уровней (а, b, c, d, e) и последовательность включения лазерных импульсов (f), где 1 – Ω_{23} , 2 – Ω_{12} , 3 – Ω_{45} и 4 – Ω_{34} . Это соответствует входу 110 и выходу 111 вентиля Тоффли. Все параметры нормированы на среднюю длительность импульсов T .

Начальные населённости уровней $|1\rangle$, $|3\rangle$ и $|5\rangle$ соответственно равны $\rho_{11}(-\infty)=1/3$, $\rho_{33}(-\infty)=1/3$ и $\rho_{55}(-\infty)=1/3$ (соответствует начальному входу 111 из табл.1), а в конце процесса получаем $\rho_{11}(+\infty)=1/2$, $\rho_{33}(+\infty)=1/2$ и $\rho_{55}(+\infty)=0$ (соответствует выходу 110 из табл.1). Для этого результата параметры составляют $\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta_3 = \Delta_4 = 10$, $\Omega_{12} = \Omega_{23} = \Omega_{34} = \Omega_{45} = 30$ и $\Gamma_{ij} = 0.5$, а безразмерные длительности импульсов – $t_1 = 26$, $t_2 = 26.05$, $t_3 = 15$ и $t_4 = 22$.

На рис.4 включаются только импульсы Ω_{34} и Ω_{45} , которые ответственны за перераспределение населённостей между уровнями $|3\rangle$ и $|5\rangle$. Сперва включается импульс Ω_{45} , а потом импульс Ω_{34} . Начальные населённости уровней $|1\rangle$, $|3\rangle$ и $|5\rangle$ составляют $\rho_{11}(-\infty)=1/2$, $\rho_{33}(-\infty)=1/2$ и $\rho_{55}(-\infty)=0$ (соответствует начальному входу 110 из табл.2), а в конце процесса взаимодействия населённости равны $\rho_{11}(+\infty)=1/2$, $\rho_{33}(+\infty)=0$ и $\rho_{55}(+\infty)=1/2$ (соответствует выходу 101 из табл.2).

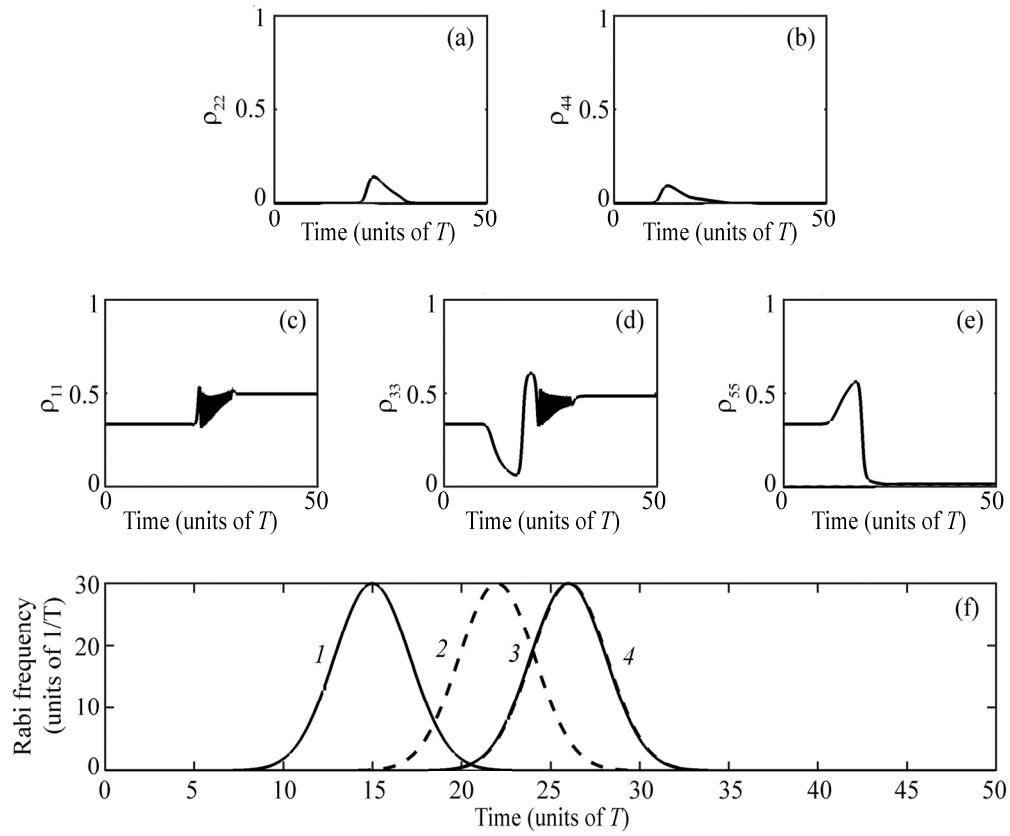


Рис.3. Динамика населенностей атомных уровней (a, b, c, d, e) и последовательность включения лазерных импульсов (f), где 1 – Ω_{34} , 2 – Ω_{45} , 3 – Ω_{12} и 4 – Ω_{23} . Это соответствует входу 111 и выходу 110 вентиля Тоффли. Все параметры нормированы на среднюю длительность импульсов T .

Эти результаты получены при следующих параметрах: $\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta_3 = \Delta_4 = 10$, $\Omega_{12} = \Omega_{23} = 0$, $\Omega_{34} = \Omega_{45} = 30$, $\Gamma_{ij} = 0.5$, $t_3 = 24$ и $t_4 = 19$.

На рис.5 включаются только импульсы Ω_{34} и Ω_{45} , которые ответственны за перераспределение населённости между уровнями $|3\rangle$ и $|5\rangle$. Сперва включается импульс Ω_{34} , а потом импульс Ω_{45} . Начальные населённости уровней $|1\rangle$, $|3\rangle$ и $|5\rangle$ составляют $\rho_{11}(-\infty) = 1/2$, $\rho_{33}(-\infty) = 0$ и $\rho_{55}(-\infty) = 1/2$ (соответствует начальному входу 101 из табл.2), а в конце процесса взаимодействия населённости равны $\rho_{11}(+\infty) = 1/2$, $\rho_{33}(+\infty) = 1/2$ и $\rho_{55}(+\infty) = 0$ (соответствует выходу 110 из табл.2). Эти результаты получены при следующих параметрах: $\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta_3 = \Delta_4 = 10$, $\Omega_{12} = \Omega_{23} = 0$, $\Omega_{34} = \Omega_{45} = 30$, $\Gamma_{ij} = 0.5$, $t_3 = 19$ и $t_4 = 24$.

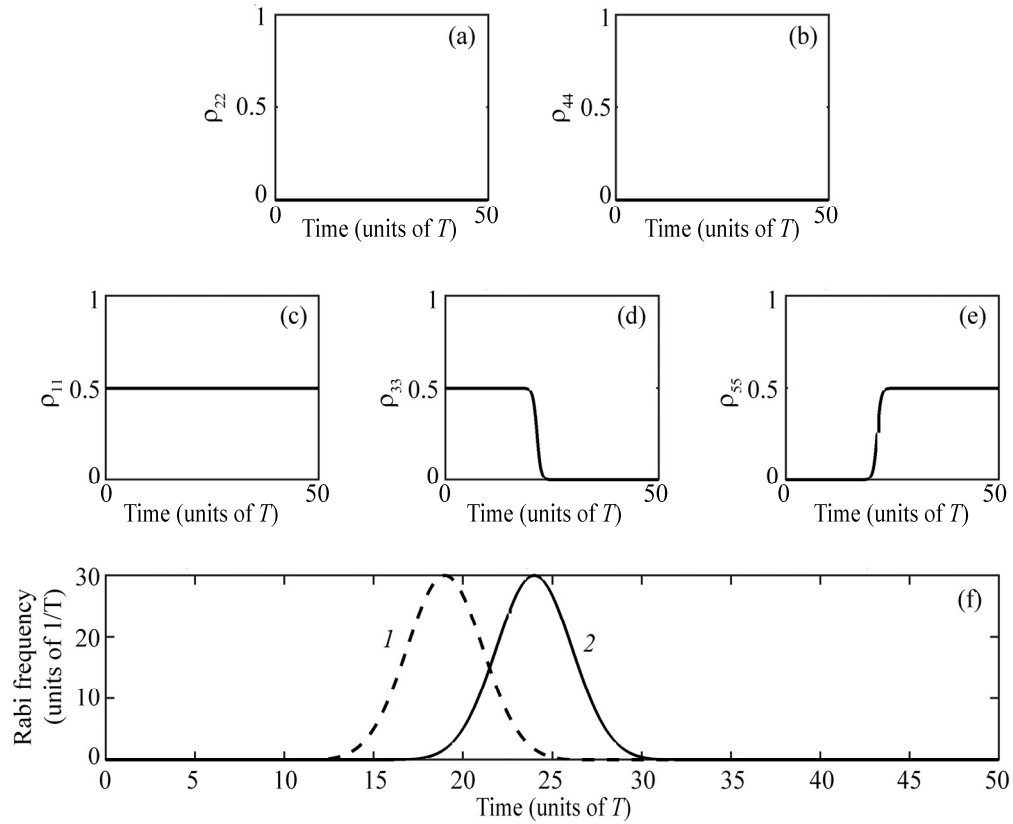


Рис.4. Динамика населенностей атомных уровней (a, b, c, d, e) и последовательность включения лазерных импульсов (f), где $1 - \Omega_{45}$ и $2 - \Omega_{34}$. Это соответствует входу 110 и выходу 101 вентиля Фредкина. Все параметры нормированы на среднюю длительность импульсов T .

4. Заключение

Численно исследован процесс переноса атомных населённости при взаимодействии М-системы с четырьмя лазерными импульсами. В основе анализа лежит нестационарное решение уравнений для матрицы плотности, учитывающее как релаксационные процессы, так и различные последовательности включения лазерных импульсов произвольной длительности. Продемонстрирована возможность реализации программируемых логических атомных вентилях, используя разные последовательности лазерных импульсов. Реализация логических вентилях основана на обратимом циклическом переносе атомных населенностей. Показано, что при использовании коротких импульсов (вплоть до значений $\Gamma T \sim 1$) обратимость переноса населенностей сохраняется.

Рассмотренная схема может быть экспериментально реализована, например, на атомных подуровнях щелочных металлов в магнитном поле.

Выражаем благодарность Г. Григорян за обсуждения и помощь при выполнении работы.

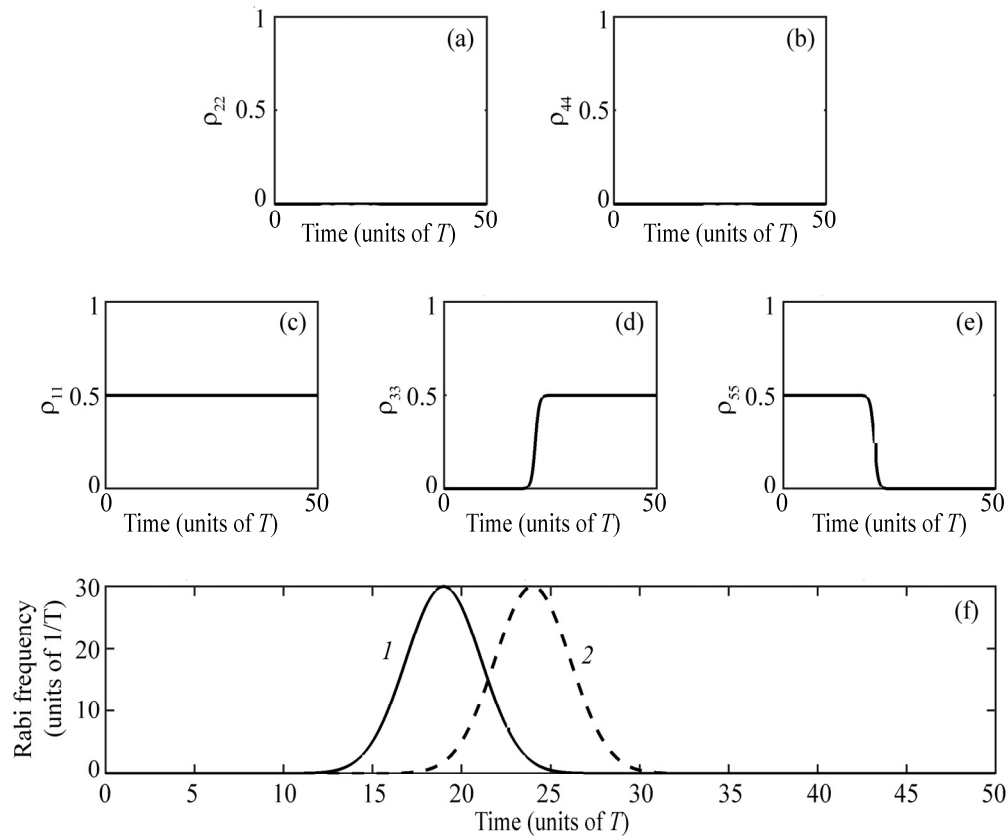


Рис.5. Динамика населенностей атомных уровней (a, b, c, d, e) и последовательность включения лазерных импульсов (f), где 1 – Ω_{34} и 2 – Ω_{45} . Это соответствует входу 101 и выходу 110 вентиля Фредкина. Все параметры нормированы на среднюю длительность импульсов T .

ЛИТЕРАТУРА

1. **A. Turing.** Proc. Lond. Math. Soc., **2**, 230 (1936).
2. **A. Church.** American J. Math., **58**, 345 (1936).
3. **R. Landauer.** IBM J. Res. Develop, **3**, 183 (1961).
4. **J. Preskill.** Lecture Notes for Physics 229: Quantum Computation. California Institute of Technology 16, 1998.
5. **Э.А. Газазян, Г.Г. Григорян, В.О. Чалтыкян, Д. Шрафт.** Изв. НАН Армении, Физика, **47**, 328 (2012).

6. **K. Bergmann, H. Theuer, B.W. Shore.** Rev. Mod. Phys., **70**, 1003 (1998).
7. **J. Klein, F. Beil, T. Halfmann.** Phys. Rev. Lett., **99**, 113003 (2007).
8. **G. Grigoryan, E. Gazazyan, V. Chaltykian, O. Tikhova.** Laser Physics, **24**, 035301 (2014).
9. **G. Grigoryan, V. Chaltykian, E. Gazazyan, O. Tikhova.** Proc. SPIE, **8772**, 87721N (2013).
10. **D.A. Steck.** <http://steck.us/alkalidata/cesiumnumbers.pdf>, Cesium D Line Data, 2010.

ԾՐԱԳՐԱՎՈՐՎՈՂ ՏՐԱՄԱԲԱՆԱԿԱՆ ԱՏՈՄԱՅԻՆ ՓԱԿԱՆԻ ԻՐԱԳՈՐԾՈՒՄԸ
Ա.ՅՆ. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, Է.Ա. ԳԱԶԱԶՅԱՆ

Ներկայացված է երեք-բիթային ծրագրավորվող ատոմային փականի պարզ իրագործումը՝ հիմնված հնգամակարդակ ատոմի վրա: Առաջարկվող սխեման հիմնված է M-համակարգում ատոմական մակարդակների բնակեցվածության ադիաբատիկ տեղափոխման վրա: Անց է կացված հնգամակարդակ համակարգի խտության մատրիցի ոչ-ստացիոնար հավասարումների թվային լուծման մանրակրկիտ վերլուծություն:

REALIZATION OF THE PROGRAMMABLE LOGICAL ATOMIC GATE

A.Yu. ALEKSANYAN, E.A. GAZAZYAN

The simple implementation of a three-bit programmable atomic gate on a five-level atom is demonstrated. The proposed scheme is based on adiabatic transfer of populations of atomic levels in the M-system. A detailed analysis of the numerical solution of nonstationary equations for the density matrix of the five-level system is carried out.

УДК 535.343

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ФАРАДЕЕВСКОГО ВРАЩЕНИЯ В НАНОСЛОЯХ ЩЕЛОЧНЫХ АТОМОВ

А.О. АМИРЯН^{1,2}

¹Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

²Université Bourgogne – Franche-Comté, Dijon, France

e-mail: arevamiryan@gmail.com

(Поступила в редакцию 30 мая 2018 г.)

Приведены результаты теоретических исследований эффекта фарадеевского вращения (ФВ) в парах атомов щелочных металлов, заключенных в сверхтонкую ячейку. Продемонстрировано, что спектр сигнала ФВ, несмотря на большое количество атомных переходов, спектрально разрешен. Это позволяет проследить поведение отдельных атомных переходов $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4$ на сверхтонкой структуре D_1 ($\lambda = 895$ нм) линии Cs в магнитных полях. Приведенная теоретическая модель позволяет предсказать эффект сужения Дикке и его восстановление с периодичностью $\Delta_L = \lambda$. Отмечены практические применения эффекта ФВ.

1. Введение

Исследования влияния внешнего магнитного поля на свойства атомов исторически играли важную роль для понимания структуры атомов. Поскольку атомы щелочных металлов имеют простую электронную структуру (после водорода) и сильные атомные переходы в удобной области длин волн (видимая и ближняя инфракрасная область), они широко используются в различных областях физики, таких как метрология, магнитометрия, телекоммуникации и во многих других [1]. Для этих целей используются стеклянные спектроскопические ячейки сантиметровой длины, заполненные парами атомов щелочных металлов [2]. В спектре пропускания таких ячеек при комнатной температуре регистрируется большое количество доплеровских уширенных атомных линий, профиль которых описывается гауссовой функцией и которые спектрально перекрыты. Это затрудняет изучение поведения индивидуальных переходов.

Ранее было продемонстрировано, что ячейки, имеющие нанометровую толщину в направлении распространения лазерного излучения, так называемые наноячейки (НЯ), являются очень удобным спектроскопическим инструментом,

позволяющим регистрировать атомные переходы со спектральной шириной в 4–5 раз уже, чем доплеровская ширина [3–11].

Другим путем исследования оптических переходов является формирование узких оптических резонансов с использованием линейных и нелинейных процессов. К числу таких процессов следует отнести формирование резонанса N-типа, резонансов электромагнитно-индуцированной прозрачности и электромагнитно-индуцированного поглощения [8, 9]. Для реализации таких процессов необходимо наличие двух когерентных лазерных излучений, что создает технические неудобства. Поэтому продолжаются исследования по созданию простых методов формирования узких оптических резонансов. В 2015 г. было экспериментально продемонстрировано, что используя сигнал ФВ, формируемый при прохождении через НЯ, возможно образование узкого оптического резонанса при использовании только одного лазерного излучения, что технически легко реализуемо [10]. Эффект ФВ может быть резюмирован следующим образом: когда световое излучение проходит через резонансную газовую среду длиной L , помещенную в продольное магнитное поле, происходит вращение плоскости поляризации света. Угол вращения α пропорционален величине разности показателей преломления $\Delta n = n_+ - n_-$ для циркулярного лево- (σ^+) и право- (σ^-) поляризованных излучений [12–14].

В настоящей работе приведены результаты теоретических исследований эффекта ФВ в НЯ для переходов $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4$ атомов ^{133}Cs для D_1 линии. В частности, продемонстрировано, что спектральная ширина сигнала ФВ чувствительна к толщине ячейки и демонстрирует сильное сужение при определенных толщинах L , что является проявлением когерентного эффекта Дикке.

2. Теоретическая модель

2.1. Форма линии

Теоретическая модель, описывающая ФВ для щелочных атомов, содержащихся в наноячейке, разработана по представленному в работах [15–17] подходу, который обобщен в работе [11]. Напомним, что для описания прохождения электромагнитной волны в атомной среде необходимо знать его уравнения распространения и индуцированную в среде поляризацию P_0 . Мы рассматриваем разреженную газовую среду как ансамбль, состоящий из одинаковых двухуровневых атомов, ограниченных в НЯ толщиной L и возбуждаемых линейно-поляризованным лазерным полем, направленным перпендикулярно к окнам наноячейки, с угловой частотой $\omega = 2\pi\nu$, волновым числом $k = \omega/c$ и распространяющимся вдоль оси z излучением

$$E_{\text{in}}(z, t) = \frac{1}{2} E_{\text{in}} e^{-i(\omega t - kz)} + \text{с. с.} \quad (1)$$

Нас интересует поле ФВ, которое распространяется через ячейку. Как первый шаг опишем амплитуду прошедшего поля E_t

$$E_t(z, t) = \frac{1}{2} E_t e^{-i(\omega t - knz + \Phi)} + \text{с. с.} \quad (2)$$

и его интенсивность S_t для того, чтобы получить интенсивность сигнала ФВ S_{FR} . Ячейка состоит из двух сапфировых пластин, внутренние поверхности которых параллельны друг другу, и представляет собою низкодобротный эталон Фабри–Перо с коэффициентом преломления $n = 1.77$ для $\lambda = 895$ нм. Рассматриваемая геометрия схематически изображена на рис.1. Решение задачи можно представить как сумму резонансного вклада среды E_t' и вклада от пустой ячейки для ФВ E_t'' :

$$E_t = E_t' + E_t''. \quad (3)$$

Запишем поле E_0 и поляризацию P_0 внутри ячейки в виде

$$E_0(z, t) = \frac{1}{2} E_0 e^{-i(\omega t - kz)} + \text{с. с.}, \quad (4)$$

$$P_0(z, t) = \frac{1}{2} P_0 e^{-i(\omega t - kz)} + \text{с. с.}.$$

Внутри ячейки поле должно удовлетворять уравнениям Максвелла

$$\frac{d^2 E_0(z)}{dz^2} + 2ik \frac{dE_0(z)}{dz} = \frac{-k^2}{\varepsilon_0} P_0(z). \quad (5)$$

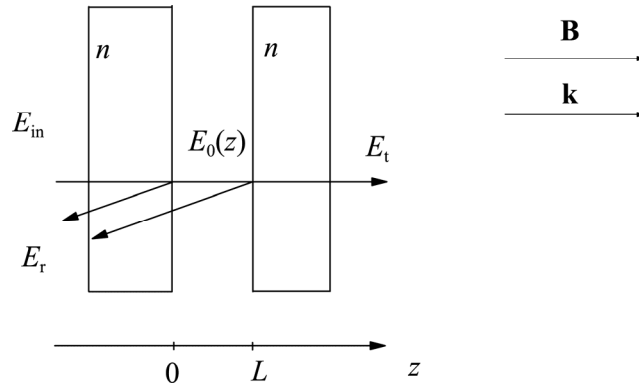


Рис.1. Геометрия рассматриваемой задачи: линейно-поляризованное лазерное поле E_{in} проходит через горячие пары щелочного металла, ограниченного между двумя сапфировыми пластинами с коэффициентом преломления n .

Решая это уравнение и используя принцип непрерывности для электрического поля на границах $z = 0$ и $z = L$ [16], получаем амплитуду прошедшего сигнала

$$E_t = E_t' + E_t'' = \frac{t_{02}(I_f - 2rI_b)}{F} + \frac{t_{02}t_{10}E_{in}}{F}. \quad (6)$$

Здесь фактор $F = 1 - r^2 e^{2ikL}$ учитывает, что ячейка имеет характер интерферометра Фабри–Перо, $r = (n-1)/(n+1)$, $t_{10} = 2n/(n+1)$ и $t_{02} = 2/(n+1)$ – коэффициенты отражения и пропускания, соответственно, с

$$I_f = \frac{ik}{2\epsilon_0} \int_0^L dz P_0(z, \omega),$$

$$I_b = \frac{ik}{2\epsilon_0} \int_0^L dz P_0(z, \omega) e^{2ikz}, \quad (7)$$

где I_f и I_b являются интегралами индуцированной поляризации P_0 в направлении вперед и назад, соответственно. Тогда интенсивность прошедшего излучения имеет вид

$$I_T = |E_t'|^2 + |E_t''|^2 + 2\Re(E_t' E_t''), \quad (8)$$

где $I_T = I_f - rI_b$. Разреженный и резонансный характер газа подразумевает $E_t' \ll E_t''$, что позволяет опустить первый член в выражении (8). Следовательно, интенсивность прошедшего излучения, в основном, зависит от $2\Re(E_t' E_t'')$, и тогда имеем

$$S_t \propto \frac{2t_{02}^2 t_{10} E_{in}}{F} \Re(I_T). \quad (9)$$

Далее, в соответствии с подходом, описанным в работе [14], находим интенсивность пучка ФВ

$$S_{FR} \approx \frac{2t_{02}^2 t_{10} E_{in}}{F} \Im\left(\frac{\partial I_T}{\partial \omega}\right). \quad (10)$$

Второй шаг состоит в нахождении поляризации среды, которая определяется путем усреднения когерентности приведенной матрицы плотности σ по распределению по скоростям $W(v)$, которое предполагается максвеловским (см. [15]):

$$P(z, \omega) = N \mu_{eg} \int dv W(v) \sigma_{eg}(z, v, \Delta). \quad (11)$$

Здесь N – плотность атомов и μ_{eg} дипольный момент между состояниями $|e\rangle$ и $|g\rangle$, а $\sigma_{eg}(z, v, \Delta)$ – оптическая когерентность. Поскольку атомы двигаются как вдоль увеличения, так и уменьшения z , интеграл (11) должен выполняться как

для положительных, так и отрицательных скоростей. Эволюция матрицы плотности σ во времени описывается уравнением движения Лиувилля

$$\frac{d}{dt}\sigma = \frac{1}{i\hbar}[H, \sigma] + \Gamma\sigma, \quad (12)$$

где H является гамильтонианом системы, а Γ – матрица релаксации. В линейном режиме взаимодействия для I_T можно получить [16]

$$I_T = I_f - rI_b = [1 + r^2 e^{2ikL}] I_T^{\text{lin}} - 2rI_{\text{SR}}^{\text{lin}}, \quad (13)$$

где интегралы I_T^{lin} и $I_{\text{SR}}^{\text{lin}}$ соответственно имеют вид:

$$I_{\text{SR}}^{\text{lin}} = C \int_{-\infty}^0 dv W(v) h_{-}(\Delta, \gamma, L, v) + C \int_0^{+\infty} dv W(v) h_{+}(\Delta, \gamma, L, v), \quad (14)$$

$$I_T^{\text{lin}} = C \int_{-\infty}^{+\infty} dv W(v) g(\Delta, \gamma, L, v),$$

$$h_{\pm}(\Delta, \gamma, L, v) = \frac{1}{2i} \left[\frac{1}{\Lambda_{\mp}} - \frac{e^{2ikL}}{\Lambda_{\pm}} \right] - \frac{k|v|}{\Lambda_{-}\Lambda_{+}} \exp\left(-\frac{\Lambda_{\mp}L}{|v|}\right),$$

$$g(\Delta, \gamma, L, v) = \frac{-k}{\Lambda_{+}} \left(L - \frac{|v|}{\Lambda_{+}} \times \left[1 - \exp\left(-\frac{\Lambda_{+}L}{|v|}\right) \right] \right).$$

Здесь $\Lambda_{\pm} = \gamma/2 - i\Delta \mp ikv$, γ – однородное уширение (полная ширина на полувысоте), а $\Delta = \omega - \omega_{eg}$ – доплеровский сдвиг частоты лазерного поля. Знак плюс (минус) соответствует атомам, имеющим положительную (отрицательную) скорость по оси z . В формуле (14) C является константой, пропорциональной квадрату дипольного момента перехода из состояния $|g\rangle$ в состояние $|e\rangle$ и имеющей вид

$$C = \frac{Nt_{10}E_m}{4\hbar\epsilon_0 F} |\langle e | D_q | g \rangle|^2. \quad (16)$$

2.2. Взаимодействие со статическим магнитным полем

При наличии статического магнитного поля происходит изменение частоты атомных переходов и их вероятностей (амплитуд). Такое взаимодействие описывается гамильтонианом H системы, который включает в себя гамильтониан невозмущенного атома H_0 и гамильтониан H_B , описывающий взаимодействие с магнитным полем B , и может быть выражен как

$$H = H_0 + H_B, \quad (17)$$

$$H_B = \frac{\mu_B B_z}{\hbar} (g_L L_z + g_S S_z + g_I I_z), \quad (18)$$

где $\mu_B = 1.399624$ МГц/Г – магнетон Бора, а L , S , I являются орбитальным, спиновым и ядерным моментами с соответствующими Ланде-факторами $g_L \approx 1$, $g_S \approx 2.002319$ и $g_I \approx -0.000399$ [18]. В случае слабого магнитного поля наиболее удобной основой, описывающей состояние атома, является вектор невозмущенного атомного состояния $|F, m_F\rangle$. В этом базисе диагональные элементы гамильтониана имеют вид [17]

$$\langle F, m_F | H | F, m_F \rangle = E_0(F) + \mu_B g_F m_F B, \quad (19)$$

где $E_0(F)$ – энергия (вырожденная) подуровней сверхтонкой структуры, имеющих квантовое число F в отсутствии магнитного поля, и g_F – соответствующий Ланде-фактор. Недиагональные элементы отличны от нуля только для тех переходов, которые удовлетворяют условиям $\Delta F = \pm 1$ и $\Delta m_F = 0$, и могут быть представлены как

$$\begin{aligned} \langle F-1, m_F | H | F, m_F \rangle &= \langle F, m_F | H | F-1, m_F \rangle = \frac{\mu_B B}{2} (g_J - g_I) \\ &\times \left(\frac{[(J+I+1)^2 - F^2][F^2 - (J-I)^2]}{F} \right)^{1/2} \left(\frac{F^2 - m_F^2}{F(2F+1)(2F-1)} \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (20)$$

Матрица гамильтониана имеет блок-диагональную структуру, где каждый блок соответствует определенному m_F . Диагонализация матрицы позволяет определить собственные векторы и собственные значения гамильтониана, которые соответствуют коэффициентам перемешивания и значениям энергии зеемановских подуровней. Новые векторные состояния могут быть выражены с помощью начальных невозмущенных атомных векторных состояний как

$$\begin{aligned} |\Psi(F_g, m_{Fg})\rangle &= \sum_{F'_g} c_{F_g F'_g} |F'_g, m_{Fg}\rangle, \\ |\Psi(F_e, m_{Fe})\rangle &= \sum_{F'_e} c_{F_e F'_e} |F'_e, m_{Fe}\rangle. \end{aligned} \quad (21)$$

Векторные состояния $|F'_g, m_{Fg}\rangle$ и $|F'_e, m_{Fe}\rangle$ являются основным $|g\rangle$ и верхними $|e\rangle$ (возбужденными) векторными состояниями. Коэффициенты $c_{F_g F'_g}$ и $c_{F_e F'_e}$ являются коэффициентами перемешивания нижних и верхних состояний и зависят от величины магнитного поля B и квантовых чисел m_{Fg} и m_{Fe} . Вероятность атомного перехода W_{eg} , пропорциональна спонтанному распаду соответствующего перехода A_{eg} , которая, в свою очередь, пропорциональна квадрату модифицированного (из-за влияния магнитного поля) дипольного момента:

$$W_{eg} \propto A_{eg} \propto a^2 [\Psi(F_e, m_{Fe}); \Psi(F_g, m_{Fg}); q]. \quad (22)$$

Коэффициенты перехода выражаются в виде

$$\begin{aligned} & a^2 [\Psi(F_e, m_{Fe}); \Psi(F_g, m_{Fg}); q] \\ &= \sum_{F'_e F'_g} c_{F_e F'_e} a(F_e, m_{Fe}; F_g, m_{Fg}; q) c_{F_g F'_g}, \end{aligned} \quad (23)$$

где невозмущенные коэффициенты перехода $a(F_e, m_{Fe}; F_g, m_{Fg}; q)$ имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} & a(F_e, m_{Fe}; F_g, m_{Fg}; q) = (-1)^{(1+I+J_e+F_e+F_g-m_{Fe})} \sqrt{2J_e+1} \sqrt{2F_e+1} \sqrt{2F_g+1} \\ & \times \begin{pmatrix} F_e & 1 & F_g \\ -m_{Fe} & q & m_{Fg} \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} F_e & 1 & F_g \\ J_g & 1 & J_e \end{Bmatrix}. \end{aligned} \quad (24)$$

Здесь круглые и фигурные скобки представляют собою 3-*j* и 6-*j* символы, соответственно. Для атомной среды в продольном магнитном поле дипольный момент имеет вид

$$\langle e | D_q | g \rangle \propto \sum_{F_e, F_g} c_{F'_e F_e} a(F_e, m_{Fe}; F_g, m_{Fg}; q) c_{F'_g F_g}, \quad (25)$$

где $q = 0, \pm 1$ определяется поляризацией возбуждающего электрического поля.

3. Обсуждение полученных результатов

3.1. Зависимость сигнала ФВ от толщины

В работах [5, 19] показано, что спектральная ширина поглощения и амплитуда сигнала ФВ демонстрируют осциллирующее поведение при изменении толщины НЯ. В частности, спектральная ширина имеет минимальное значение при толщинах $L = (2m+1)\lambda/2$ (где m – целое число) и возрастает при толщинах $L = m\lambda$. Это явление известно как эффект сужения Дикке и его восстановление. Приведенная теоретическая модель предсказывает такую зависимость поведения ФВ на атомных переходах $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4$ для линии D_1 Cs в зависимости от толщины ячейки. Исследования проведены для толщин от $L = \lambda/2$ до $L = 2\lambda$ с шагом $\lambda/2$ и при наличии внешнего магнитного поля $B = 10$ Гс. На рис.2 кривая 1 показывает теоретический спектр сигнала ФВ при толщине $L = \lambda/2 = 447.5$ нм, кривая 2 – спектр сигнала ФВ при толщине $L = \lambda = 895$ нм, кривая 3 – спектр сигнала ФВ при толщине $L = 3\lambda/2 = 1342.5$ нм и кривая 4 – при толщине $L = 2\lambda = 1790$ нм. Экспериментальная техника, которая позволяет получить спектр сигнала ФВ и его последующее сравнение с расчетными спектрами, приведена в работах [5, 10].

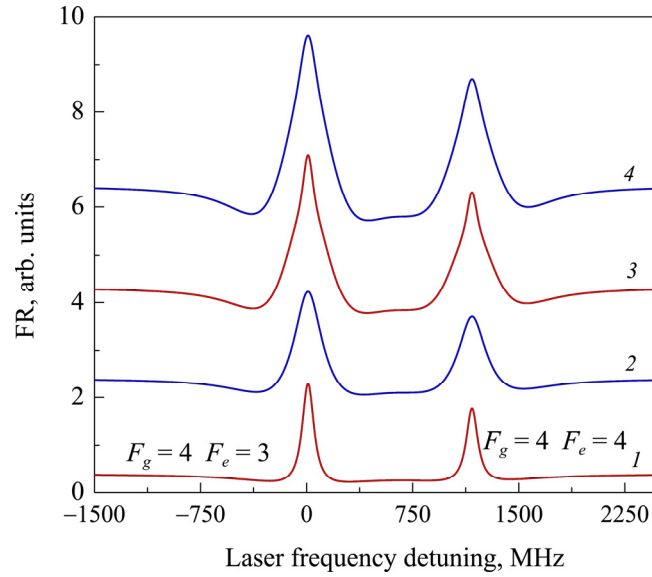


Рис.2. Спектры сигнала ФВ для линии D_1 атома Cs: переходы $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4$, магнитное поле $B = 10$ Гс, для толщин $L = \lambda/2 = 447.5$ нм (1), $L = \lambda = 895$ нм (2), $L = 3\lambda/2 = 1342.5$ нм (3) и $L = 2\lambda = 1790$ нм (4). Для удобства спектры смещены по вертикали.

3.2. Интенсивность переходов и частотные сдвиги в зависимости от магнитного поля

Далее мы исследовали эволюцию переходов $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4$ от величины магнитного поля в интервале от 0 до 0.4 Т. В случае относительно слабых магнитных полей ($B \ll B_0$) расщепление атомных уровней описывается полным угловым моментом атома $\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I}$ и его проекцией m_F , где $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$ – полный угловой момент электрона. Для определения взаимодействия с магнитным полем (сильное или слабое) используется характеристическая величина $B_0 = A_{\text{hfs}}/\mu_B \approx 1.7$ кГс, где A_{hfs} – магнитная дипольная константа для основного уровня атома Cs [18]. Диаграмма атомных переходов для случая (а) σ^- и (б) σ^+ круговых поляризаций приведена на рис.3. Нетрудно видеть, что при малых магнитных полях имеются 30 переходов. Переходы, отмеченные 1'–14', являются переходами $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3$, а переходы, отмеченные 1–16, являются переходами $F_g = 4 \rightarrow F_e = 4$.

Для полной информации поведения атомных переходов в статическом магнитном поле приводим наши расчетные данные частотных сдвигов и вероятностей переходов в зависимости от магнитного поля B , которые показаны на рис.4 и 5.

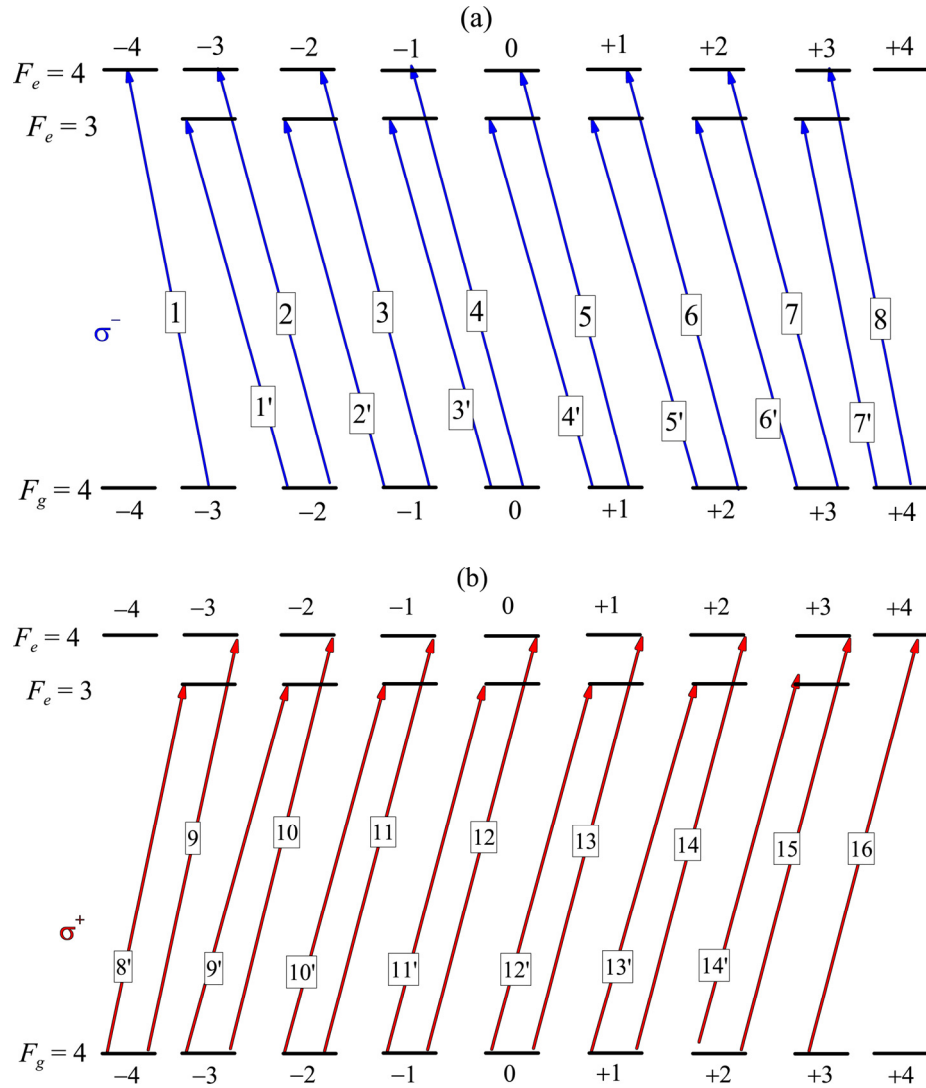


Рис.3. Диаграмма переходов $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4$ для линии D_1 атома Cs в случаях (a) σ^- и (b) σ^+ круговых поляризаций. Правила отбора для переходов (a) $\Delta F = \pm 1; 0, \Delta m_F = -1$ и (b) $\Delta F = \pm 1; 0, \Delta m_F = +1$.

Интенсивности (вероятности) переходов сильно отличаются при малых магнитных полях, однако с увеличением поля B асимптотически стремятся к двум величинам. Вероятности переходов, обозначенные 2–8, 10–16, 8'–15', стремятся к нулю, в то время как вероятности переходов 1, 9 и 1'–7' стремятся к величине 0.16. Таким образом, из начального количества переходов 30 остаются только 9. Важно отметить, что, как показано в работе [11], в случае сильных магнитных полей для переходов $F_g = 3, 4 \rightarrow F_e = 3, 4$ и круговых поляризаций σ^- и σ^+ в спектре остаются по восемь атомных переходов.

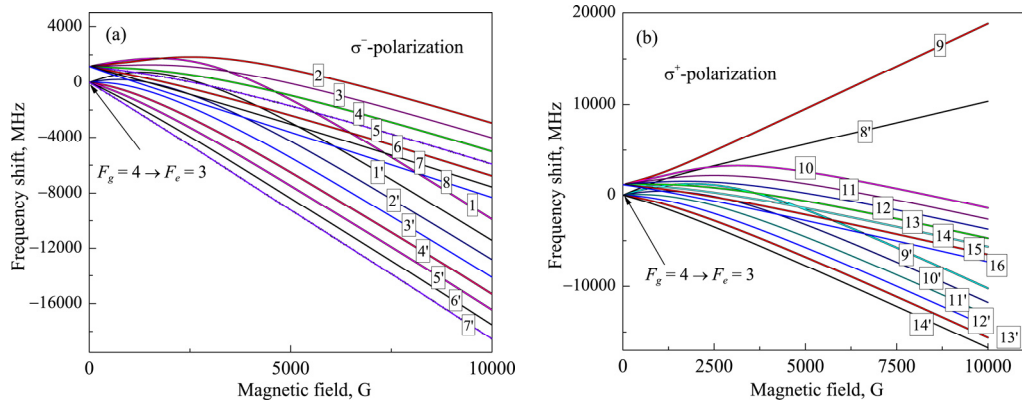


Рис.4. Зависимость частотных сдвигов атомных переходов линии D_1 атома Cs от магнитного поля в случаях (a) σ^- и (b) σ^+ круговых поляризации. Правила отбора для переходов (a) $\Delta F = \pm 1; 0, \Delta m_F = -1$ и (b) $\Delta F = \pm 1; 0, \Delta m_F = +1$.

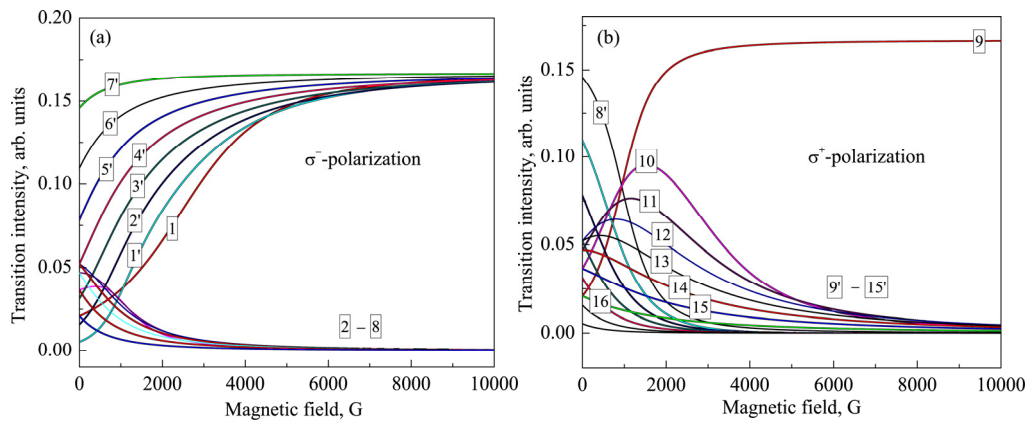


Рис.5. Зависимость вероятностей атомных переходов линии D_1 атома Cs от магнитного поля в случаях (a) σ^- и (b) σ^+ круговых поляризации. Правила отбора для переходов (a) $\Delta F = \pm 1; 0, \Delta m_F = -1$ и (b) $\Delta F = \pm 1; 0, \Delta m_F = +1$.

3.3. Эволюция переходов $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4$ в магнитном поле

В этом разделе мы исследуем эволюцию переходов $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4$ в магнитном поле в случае линейно-поляризованного лазерного излучения. Результаты численных расчетов приведены на рис.6. Кривая 1 показывает спектр сигнала ФВ при $B = 500$ Гс. Видно, что частотные интервалы между атомными переходами малы, поэтому имеет место их частичное частотное перекрытие. Кривая 2 показывает спектр сигнала ФВ при $B = 1500$ Гс. Спектр, отмеченный цифрой 3, показывает спектр сигнала ФВ при $B = 2400$ Гс и кривая 4 показывает спектр сигнала ФВ при $B = 4000$ Гс.

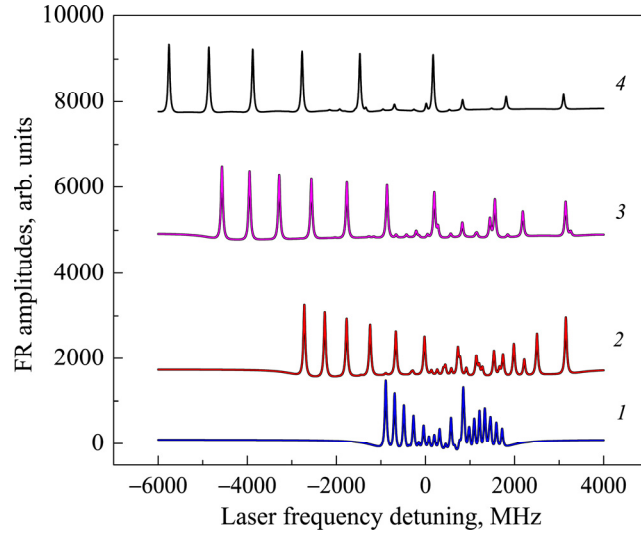


Рис.6. Спектры сигнала ФВ для переходов $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4$ линии D_1 атома Cs в магнитных полях $B = 500$ Гс (1), $B = 1500$ Гс (2), $B = 2400$ Гс (3) и $B = 4000$ Гс (4).

Важно отметить, что с нарастанием магнитного поля атомные переходы становятся эквидистантными (режим Пашена-Бака) и стремятся к высокочастотной части спектра. Режим Пашена-Бака для атома Cs начинается с полей $B \gg 1700$ G. Поэтому в наших теоретических исследованиях мы ограничились магнитным полем $B = 4000$ G.

4. Заключение

Теоретически исследовано поведение переходов $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4$ линии D_1 атомов Cs, используя явление ФВ. Продemonстрировано, что спектры сигнала ФВ очень чувствительны к толщине НЯ, в частности, продемонстрирован эффект сужения Дикке и его восстановление. Исследована также зависимость частотных сдвигов и изменение вероятностей атомных переходов от магнитного поля. Отметим, что аналогичные вычисления можно провести для атомов других щелочных металлов и других D линий, т. к. расчеты реализованы для группы атомных переходов с нижнего уровня $F_g = 4$. Результаты настоящей работы могут быть использованы для оптимизации фарадеевских фильтров на основе паров Cs. Узкие спектральные характеристики сигнала ФВ делают его удобным инструментом для исследования взаимодействия атом–поверхность при толщинах $L < 100$ нм. В частности, более точное определение коэффициента C_3 , характеризующего ван-дер-ваальсовское взаимодействие, может быть реализовано с использованием сигнала ФВ.

Автор выражает благодарность Д. Саркисяну и К. Леруа за руководство работой, а также Э. Клингеру и А. Саргсяну за полезные обсуждения. Автор благодарит за финансовую поддержку фонды AGBU France и Philipposian & Pilossian Foundation в Женеве, а также Армянский национальный фонд науки и образования (грант ANSEF Opt 4732) и AUF & SCS (Bourse pour la mobilité scientifiques et universitaires conjoints AUF – Ministère de l'Education et des Sciences de la République d'Arménie, Comité National des sciences).

ЛИТЕРАТУРА

1. **D. Budker, D. F. Kimball, D. P. DeMille.** Atomic Physics: an Exploration through Problems and Solutions. Oxford University Press, 2004.
2. **W. Demtroder.** Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation. Springer-Verlag, Berlin, 2004.
3. **M. Fichet, G. Dutier, A. Yarovsky, P. Todorov, I. Hamdi, I. Maurin, S. Saltiel, D. Sarkisyan, M.P. Gorza, D. Bloch, M. Ducloy.** Europhys. Lett., **77**, 54001 (2007).
4. **А. Саргсян, Г. Ахумян, А. Амирян, К. Леруа, Д. Саркисян.** Известия НАН Армении, Физика, **50**, 428 (2015).
5. **А. Саргсян, А. Амирян, С. Карталева, Д. Саркисян.** ЖЭТФ, **125**, 43 (2017).
6. **А. Саргсян, А. Амирян, К. Леруа, Т. Вартанян, П. Петров, Д. Саркисян.** Оптический журнал, **83**, 11 (2016).
7. **А. Саргсян, Г. Ахумян, А. Амирян, А. Саркисян, Д. Саркисян.** Известия НАН Армении, Физика, **51**, 424 (2016).
8. **А. Саргсян, А. Амирян, К. Леруа, Т. Вартанян, Д. Саркисян.** Оптика и спектроскопия, **123**, 113 (2017).
9. **А. Саргсян, Р. Мирзоян, А. Саркисян, А. Амирян, Д. Саркисян.** Известия НАН Армении, Физика, **49**, 31 (2014).
10. **А. Саргсян, Е. Пашаян-Леруа, К. Леруа, Ю. Малакян, Д. Саркисян.** Письма в ЖЭТФ, **102**, 549 (2015).
11. **A. Sargsyan, E. Klinger, G. Nakhumyan, A. Tonoyan, A. Papoyan, C. Leroy, D. Sarkisyan.** JOSA B, **34**, 776 (2017).
12. **А. Саргсян, А. Амирян, Т. Вартанян, Д. Саркисян.** Оптика и спектроскопия, **121**, 790 (2016).
13. **K. McDonald.** Physics Examples and Other Pedagogic Diversions. Faraday Rotation, <http://www.physics.princeton.edu/mcdonald/examples/>
14. **D. Budker, W. Gawlik, D. Kimball, S.R. Rochester, V.V. Yaschuk, A. Weis.** Rev. Mod. Phys., **74**, 1153 (2002).
15. **B. Zambon, G. Neinhuis.** Opt. Commun., **143**, 308 (1997).
16. **G. Dutier, S. Saltiel, D. Bloch, M. Ducloy.** JOSA B, **20**, 793 (2003).
17. **P. Tremblay, A. Michaud, M. Levesque, S. Thériault, M. Breton, J. Beaubien, N. Cyr.** Phys. Rev. A, **42**, 2766 (1990).
18. **D. A Steck.** Cesium D Line Data, <http://steck.us/alkalidata/cesiumnumbers.pdf>
19. **A. Sargsyan, Y. Pashayan-Leroy, C. Leroy, D. Sarkisyan.** J. Phys. B: Atom., Mol. Opt. Phys., **49**, 075001 (2016).

ԱԼԿԱԼԻԱԿԱՆ ՆԱՆՈ-ՇԵՐՏԵՐՈՒՄ ՖԱՐԱԴԵՅՅԱՆ ՊՏՈՒՅՏԻ
ԵՐԵՎՈՒՅԹԻ ՏԵՍԱԿԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ա.Հ. ԱՄԻՐՅԱՆ

Այս աշխատանքը ներկայացնում է գերբարակ բջջում պարփակված ալկալի ատոմների ֆարադեյյան պտույտի (ՖՊ) տեսական ուսումնասիրությունը: Աշխատանքում ցույց է տրված, որ ՖՊ սպեկտրը, չնայած ատոմական անցումների մեծ թվին, լավ տարալուծված է: Վերը նշվածը՝ մագնիսական դաշտում թույլ է տալիս ուսումնասիրել $Cs D_1$ գծի ($\lambda = 895$ նմ) գերնուրբ կառուցվածքի $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4$ ատոմական անցումների վարքը: Ներկայացված է տեսական մոդել, որը հաստատության փոփոխության $\Delta_L = \lambda$ պարբերությամբ կանխագուշակում է Դիկեի կոհերենտ նեղացումը և, համապատասխան լայնացումը: ՖՊ կիրառությունները նշված են:

THEORETICAL INVESTIGATION OF THE FARADAY-ROTATION EFFECT
IN ATOMIC ALKALI NANO-LAYERS

A.H. AMIRYAN

Theoretical studies of the Faraday-rotation (FR) effect in alkali vapors contained in extremely thin cells, are presented. It is shown that the spectra of the FR signal are well frequency resolved despite the huge number of atomic transitions. This allows one to study the evolution of the $Cs D_1$ ($\lambda = 895$ nm) line hyperfine structure of $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4$ atomic transitions in magnetic fields. The presented theoretical model predicts the coherent Dicke narrowing effect and its revival with a periodicity $\Delta_L = \lambda$. The practical applications of the FR are noted.

УДК 53.01

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПАРОВ АТОМОВ ГАЛЛИЯ С ПОВЕРХНОСТЬЮ КВАРЦЕВОЙ ЯЧЕЙКИ

А.М. ХАНБЕКЯН^{1*}, А.А. ХАНБЕКЯН²

¹Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

²University of Ferrara, Ferrara, Italy

*e-mail: akhanbekyan@gmail.com

(Поступила в редакцию 30 мая 2018 г.)

Проведено спектроскопическое исследование взаимодействия паров атомов галлия со стенками кварцевой ячейки. Показано, что при высоких температурах (~1080°C) процесс диффузии атомов галлия в стенки ячейки препятствует достижению плотностей паров металла в ячейке, соответствующих табличным значениям для данной температуры. После насыщения стенок атомами металла плотность паров металла в объеме ячейки начинает возрастать.

1. Введение

При исследовании атомов и молекул часто используют отпаянные стеклянные, кварцевые и сапфировые ячейки (кюветы), заполненные исследуемым веществом в газообразном состоянии. Отпаянные ячейки с парами металлов ввиду своей простоты и компактности применяются также в оптических магнетометрах, атомных часах, в процессах исследования фундаментальной симметрии, квантовых ячейках памяти и т. д. Для получения необходимой плотности паров металла ячейка нагревается до температуры, при которой пары будут иметь необходимую плотность. Плотность паров можно определить, например, по табличным значениям соответствия температуры и давления [1].

Одна из проблем при использовании таких ячеек заключается в том, что атомы содержащихся в ней паров металла взаимодействуют с внутренними стенками ячейки. При повышении температуры с целью получения необходимой плотности насыщенных паров атомы диффундируют в стенки ячейки. При этом может происходить как химическое взаимодействие атомов металла со стенками ячейки (хемисорбция), так и обратимый процесс адсорбции атомов на поверхности (физисорбция). В результате плотность паров металла в объеме ячейки уменьшается. В работах [2–6] показано, что в новоизготовленной кварцевой

ячейке плотность паров индия меньше табличных значений плотности паров при данной температуре. Плотность паров достигает стационарных значений при поддержании высоких температур ячейки с парами в течение десятков часов, когда достигается насыщение стенок ячейки атомами индия. В работе [7] показано, что атомы паров щелочных металлов также «захватываются» и связываются с молекулами антирелаксационного покрытия стенок ячейки. Атомы паров металла при высоких температурах могут также диффузно проникать в стенки сапфировой ячейки [8]. Таким образом, при использовании отпаянных ячеек для получения паров металла возникает проблема обеспечения соответствия давления паров металла с табличными значениями зависимости давления от температуры паров.

В настоящей работе исследован процесс абсорбции атомов галлия стенками кварцевой ячейки и дальнейший процесс насыщения стенок атомами галлия.

2. Диффузия атомов галлия в стенки кварцевой ячейки

Для исследования времени диффузии атомов Ga в стенки ячейки была изготовлена сферическая кварцевая ячейка с насыщенными парами Ga с добавлением буферного газа Ne при давлении 10 торр. В отпаянные ячейки с парами металлов буферный газ добавляют по нескольким причинам. Давление буферного газа выбирается в зависимости от конкретной задачи. В частности, частые столкновения атомов металла с молекулами буферного газа с относительно низким давлением увеличивают интервал времени между столкновениями атомов металла со стенками ячейки [9], не приводя к уширению спектральных линий.

В настоящей работе с целью уменьшения покрытия внутренних стенок металлической пленкой галлия ячейка была заполнена также буферным газом неоном при давлении 10 Торр. Ячейка возбуждалась излучением ксеноновой лампы высокого давления, которая излучала почти сплошной спектр в области длин волн 400–500 нм. Спектр флюоресценции сферической ячейки при возбуждении излучением ксеноновой лампы регистрировался фотоумножителем, установленным на выходе монохроматора Jobin 1000 (FHR 1000). Регистрация осуществлялась в перпендикулярном направлении относительно направления возбуждения.

На рис.1 приведены зарегистрированные спектры флюоресценции в коротковолновой области спектра при возбуждении излучением сплошным спектром ксеноновой лампы. Вначале эксперимента вместо кварцевой сферической ячейки была установлена кварцевая пластинка, и рассеянный спектр от кварцевой пластины приведен на рисунке (кривая 1). Кривая 2 представляет спектр

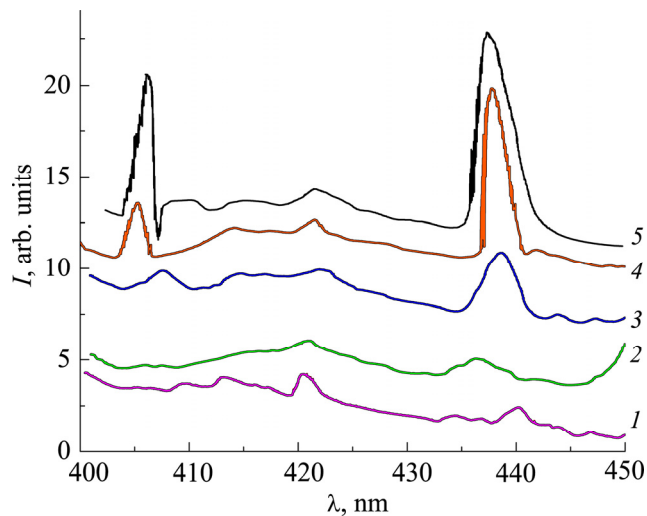


Рис.1. Спектры флюоресценции сферической ячейки с парами Ga (2–5) при возбуждении излучением ксеноновой лампы и спектр излучения ксеноновой лампы (1), отраженного от кварцевой пластины.

новоизготовленной сферической ячейки с парами Ga без буферного газа. Новоизготовленная ячейка с парами Ga, содержащая 10 торр буферного газа имеет спектр, существенно отличающийся от предыдущего случая (кривая 3). Далее сферическая ячейка с парами Ga выдерживалась в печи около 20 часов при температуре 1080°C и снова производилась регистрация спектра флюоресценции. При этом возникали интенсивные спектральные линии излучения на длинах волн $\lambda = 406$ нм и $\lambda = 437.5$ нм (кривая 4). При дополнительном выдерживании ячейки в течение 20 часов при температуре 1080°C интенсивность данных линий возрастала (кривая 5).

Линии флюоресценции на длинах волн $\lambda = 406$ нм и $\lambda = 437.5$ нм не являются непосредственными спектральными линиями излучения атомов Ga. Атомы галлия, проникая в стенки ячейки и взаимодействуя со стенками (SiO_2), образуют центры окраски [9], которые при возбуждении излучением ксеноновой лампы флюоресцируют на длинах волн $\lambda = 406$ нм и $\lambda = 437.5$ нм.

3. Плотность паров галлия в процессе диффузии атомов в стенки ячейки

Значения плотности паров в зависимости от температуры, полученные в работах [1,10], отличаются друг от друга (рис.2, кривые 1 и 2).

С целью корректировки величины плотности паров при данной температуре, а также определения влияния процесса диффузии атомов в стенки на величину плотности паров металла в объеме ячейки исследовалось поглощение паров

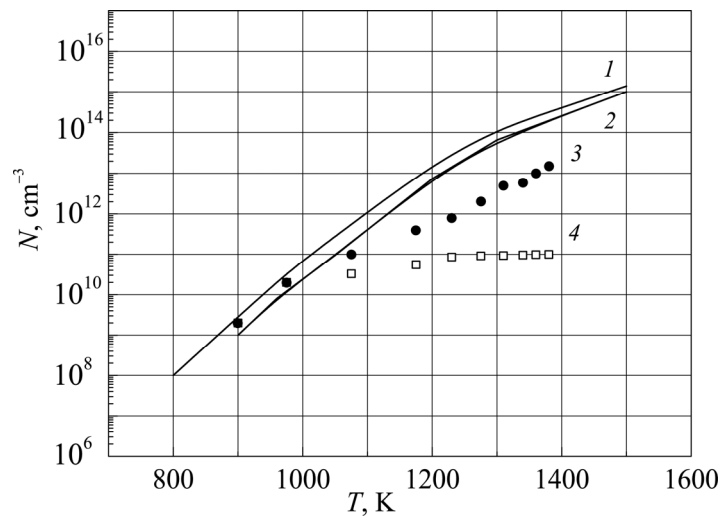


Рис.2. Зависимость плотности паров Ga от температуры: 1 – по данным работы [11], 2 – по данным работы [1], 3 – экспериментально измеренные значения, полученные с помощью ячейки, выдержанной около 50 часов при температуре 1080°C и 4 – экспериментально измеренные значения, полученные с помощью новоизготовленной ячейки.

Ga, содержащихся в цилиндрической кварцевой ячейке длиной 10 см и диаметром 2 см при наличии 10 торр буферного газа Ne. В качестве возбуждающего излучения использовалось излучение содержащихся в сферической ячейке смеси паров Ga и буферного газа Ne при высокочастотном электромагнитном возбуждении.

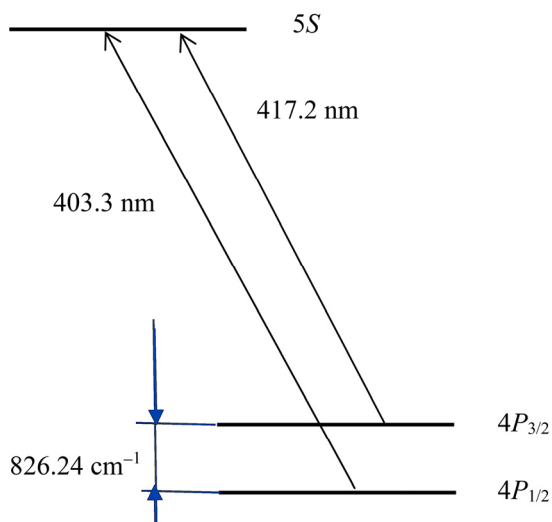


Рис.3. Диаграмма основных уровней и переходов атома Ga.

Данная ячейка была предварительно выдержана при высокой температуре (1080°C) около 50 часов с целью насыщения стенок ячейки диффундирующими в стенки атомами Ga. Возбуждающее излучение направлялось в цилиндрическую кварцевую ячейку. Ячейка помещалась в печь, позволяющую нагревать ячейку до 1080°C . Печь имела окна в продольном и поперечном направлении. Возбуждение осуществлялось в перпендикулярном направлении относительно направления регистрации. В спектре излучения смеси паров Ga и 10 торр буферного газа Ne, содержащихся в сферической ячейке, было зарегистрировано излучение атомов Ga на длине волны $\lambda = 403.3$ нм (атомный переход с первого возбужденного уровня на основной уровень (рис.3)) [12], а также излучение буферного газа Ne на длине волны $\lambda = 405.5$ нм (рис.4).

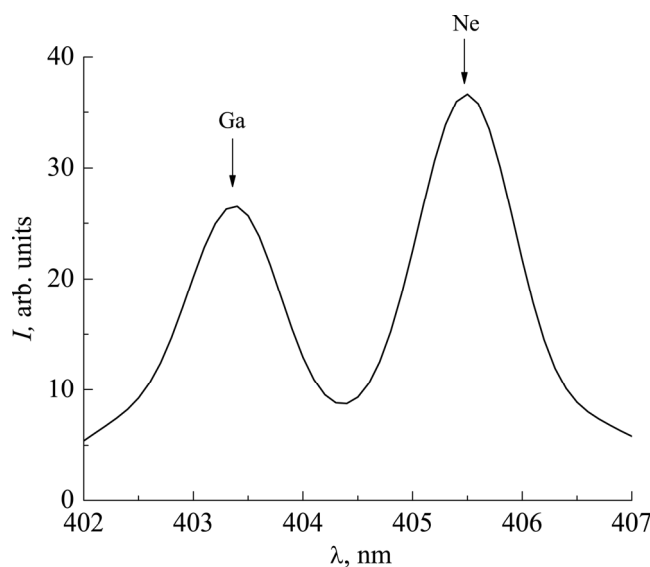


Рис.4. Спектр излучения смеси паров Ga и буферного газа Ne, содержащихся в сферической ячейке.

Плотность паров Ga в ячейке определялась по величине поглощения излучения ячейки на резонансной длине волны, согласно закону Бугера–Ламберта, измерением интенсивности возбуждающего излучения на резонансной длине волны $\lambda = 403.3$ нм до и после ячейки. Для исключения влияния флуктуаций интенсивности излучения сферической ячейки интенсивность излучения на длине волны $\lambda = 403.3$ нм нормировалась по интенсивности излучения атомов Ne на длине волны $\lambda = 405.5$ нм. При этом плотность паров металла определялась с точностью до некоторой постоянной величины. При низких температурах ячейки

атомы металла не диффундируют в стенки ячейки, поэтому можно предположить, что экспериментально измеренное значение плотности паров при низких температурах (при комнатной температуре) совпадает с табличными значениями плотности паров (см., например, [1]).

4. Заключение

Экспериментально показано, что при высоких температурах (1080°C) атомы галлия, содержащиеся в отпаянной кварцевой ячейке, диффундируют в стенки ячейки. В результате плотность паров металла в ячейке не соответствует табличным значениям плотности при данной температуре. При выдерживании ячейки с парами металла при высокой температуре атомы металла диффундируют в стенки ячейки, и при достижении насыщения стенок атомами металла плотность паров металла в объеме ячейки начинает возрастать.

ЛИТЕРАТУРА

1. **А.Н. Несмеянов.** Давление паров химических элементов. Москва, Издательство Академии Наук СССР, 1961.
2. **P. Bicchi, C. Marinelli, E. Mariotti, M. Meucci, L. Moi.** Optics Communications, **106**, 197 (1994).
3. **P. Bicchi, A. Khanbekyan, M. Meucci.** Anomalous Behaviour in Energy-Pooling Experiments in Dense Ga Vapour in Presence of Resonant Laser Radiation, National Conference on the Physics of Matter, Abstracts, Catania-Le Ciminiere, Italy, June 14–18, 1999.
4. **P. Bicchi, A. Khanbekyan, M. Meucci.** Anomalous Radiation Trapping in Ga Vapor Inside a Quartz Cell in Presence of Resonant Laser Radiation, 31st EGAS, MARSEILLE, 6–9 July, 1999.
5. **P. Bicchi, A. Khanbekyan, M. Meucci.** Atomic and Molecular Excitation and Ionization in Energy-Pooling in Dense Vapor of Group111 Elements in Presence of Resonant Laser Photons, Proc. Laser Physics Conference, October 18–22, 1999, Armenia.
6. **P. Bicchi, S. Barsanti.** Radiation Physics and Chemistry, **68**, 91(2003).
7. **S.N. Atutov, F.A. Benimetskiy, A.I. Plekhanov, V. Sorokin, A.V. Yakovlev.** Eur. Phys. J. D, **71**, 12 (2017).
8. **N. Sekiguchi, T. Sato, K. Ishikawa, A. Hatakeyama.** Applied Optics, **57**, 52 (2018).
9. **Ф. Риле.** Стандарты частоты. Принципы и приложения. Москва, Физматлит, 2009.
10. **J.H. Schulman, W.D. Compton.** Color Centers in Solids. Oxford, Pergamon Press, 1962.
11. **E. Richard, E. Honig, D.A. Kramer.** RCA Review, 30, 1969.
12. **A.A. Radzig, B.M. Smirnov.** Reference Data on Atoms, Molecules and Ions. Berlin, Springer, 1985.

ԳԱԼԻՈՒՄԻ ԱՏՈՄՆԵՐԻ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ
ՔՎԱՐՑԵ ԲՋԻՋԻ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԻ ՀԵՏ

Ա.Մ. ԽԱՆԲԵԿՅԱՆ, Ա.Ա. ԽԱՆԲԵԿՅԱՆ

Փորձնականորեն հետազոտվել է գալիումի ատոմների ներթափանցման պրոցեսը ատոմների գոլորշի պարունակող քվարցե բջիջի պատերի մեջ: Ցույց է տրվել, որ երբ գալիումի գոլորշիներ պարունակող բջիջը տաքացվում է մինչև 1080°C ջերմաստիճան, տեղի է ունենում մետաղի ատոմների ներթափանցում բջիջի պատերի մեջ: Այդ պրոցեսի արդյունքում գալիումի գոլորշու ճնշումը բջիջում չի համապատասխանում աղյուսակային արժեքներին տվյալ ջերմաստիճանի համար: Միայն բջիջի պատերը ներթափանցած ատոմներով հագեցալուց հետո բջիջի ծավալում մետաղի գոլորշու խտությունը սկսում է աճել:

INTERACTION OF GALLIUM ATOMS WITH THE SURFACE
OF THE QUARTZ CELL

A.M. KHANBEKYAN, A.A. KHANBEKYAN

The process of diffusion of gallium atoms into the walls of an atomic vapor containing quartz cell was experimentally examined. It has been shown that when the cell containing gallium vapor is heated to a temperature of 1080°C , the metal atoms diffuse into the walls of the cell. As a result, the gallium vapor pressure in the cell does not correspond to the tabular values for the given temperature. Only when the cell walls are saturated by diffused atoms, the density of metal vapor in the volume of the cell increases.

УДК 535; 343.1

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛА $\text{LiNbO}_3:\text{Tm}^{3+}$ В ОБЛАСТИ ДЛИН ВОЛН 1650–1970 нм

Э.П. КОКАНЯН^{1,2*}, Г.Г. ДЕМИРХАНЫАН^{1,2}, А.Г. ДЕМИРХАНЫАН¹

¹Армянский государственный педагогический университет
им. Х. Абовяна, Ереван, Армения

²Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

*e-mail: edvardkokanyan@gmail.com

(Поступила в редакцию 13 июня 2018 г.)

Проведено теоретическое исследование спектроскопических свойств кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Tm}^{3+}$ в области длин волн 1650–1970 нм с учетом штарковской структуры оптического спектра примесного иона. Построены волновые функции штарковских подуровней основного 3H_6 и первого возбужденного 3F_4 мультиплетов иона Tm^{3+} в LSJM-представлении, вычислены силы линий, индуцированные косвенными электродипольными переходами и рассчитаны основные спектроскопические характеристики оптических спектров излучения и поглощения примесного иона.

1. Введение

Кристалл ниобата лития (LiNbO_3), легированный трехвалентными ионами редких земель (RE^{3+}), по сей день является перспективным материалом для малогабаритных многофункциональных лазеров в инфракрасной и видимой областях спектра. Это прежде всего связано с нелинейно-, акусто- и электрооптическими свойствами кристалла LiNbO_3 , позволяющими в одном элементе получить лазерное излучение с самоудвоением частоты [1–4]. Кроме того, кристаллы $\text{LiNbO}_3:\text{RE}^{3+}$ ($\text{RE} = \text{Yb}, \text{Nd}, \text{Er}, \text{Ho}$ и Tm) могут служить хорошим материалом для создания как оптических охлаждающих систем, так и лазеров с самоохлаждением [5–8].

Оптические спектры примесного поглощения и излучения кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Tm}^{3+}$ в области длин волн 600–2100 нм экспериментально исследованы в [9, 10]. В частности, в работе [10] проведен стандартный анализ Джадда–Офельта спектров поглощения с основного мультиплет 3H_6 и определены параметры интенсивности: $\Omega_2 = 6.29 \times 10^{-20}$, $\Omega_4 = 0.54 \times 10^{-20}$ и $\Omega_6 = 0.79 \times 10^{-20}$ см². В то же время штарковская структура спектров примесного поглощения и излучения кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Tm}^{3+}$ в диапазоне длин волн 1650–1970 нм мало изучена.

В настоящей работе проводятся теоретические исследования спектроскопических свойств кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Tm}^{3+}$ в диапазоне длин волн 1650–1970 нм с учетом штарковской структуры оптического спектра: определены волновые функции штарковских подуровней основного 3H_6 и первого возбужденного 3F_4 мультиплетов иона Tm^{3+} , вычислены основные спектроскопические характеристики (силы линий, вероятности переходов и т. п.).

2. Волновые функции штарковских уровней мультиплетов 3H_6 и 3F_4

В кристаллическом поле (КП) 13-кратно и 9-кратно вырожденные мультиплетные состояния 3H_6 и 3F_4 свободного иона Tm^{3+} расщепляются соответственно на 9 и 6 штарковских состояний, волновые функции которых в приближении слабого КП (LSJM–представление) строятся в виде линейной комбинации

$$|v\rangle = \sum_M a_{JM}^{(v)} |LSJM\rangle, \quad (1)$$

где L и S – угловой и спиновый моменты, M – проекция полного углового момента J , $a_{JM}^{(v)}$ – численные коэффициенты, значения которых в нулевом порядке теории возмущений определяются внутримultipлетной диагонализацией потенциала КП на основе базисных функций неприводимых представлений соответствующей точечной группы симметрии.

Известно, что в матрице LiNbO_3 конгруэнтного состава примесные RE^{3+} ионы, в основном замещают литиевые позиции с точечной симметрией C_{3v} [11]. В рамках приближения точечных зарядов потенциал КП, инвариантный относительно преобразований группы C_{3v} , в представлении эквивалентных операторов Стивенса имеет вид [12]

$$V_{\text{cr}} = \alpha_J A_{20} O_2^0 + \beta_J A_{40} O_4^0 + \gamma_J A_{60} O_6^0 + \beta_J A_{43} O_4^3 + \gamma_J A_{63} O_6^3 + \gamma_J A_{66} O_6^6, \quad (2)$$

где α_J , β_J и γ_J – постоянные Стивенса, соответствующие полному угловому моменту J , A_{kq} – параметры КП, численные значения которых определяются из условия наилучшего согласия расчетных и экспериментальных значений энергий штарковских подуровней рассматриваемого мультиплета и O_k^q – эквивалентные операторы, матричные элементы которых приведены в работе [12].

Численные значения постоянных Стивенса мультиплетов 3H_6 и 3F_4 приведены в работах [12, 13]:

$$\alpha_6 = 3^{-2} \times 11^{-1}, \quad \beta_6 = 2^3 \times 3^{-4} \times 5^{-1} \times 11^{-2}, \quad \gamma_6 = 5 \times 3^{-4} \times 7^{-1} \times 11^{-2} \times 13^{-1},$$

$$\alpha_4 = -2^{-1} \times 3^{-2} \times 7^{-1}, \quad \beta_4 = 3^{-2} \times 5^{-1} \times 7^{-1} \times 11^{-2}, \quad \gamma_4 = 3^{-4} \times 7^{-1} \times 11^{-1} \times 13^{-1}.$$

Базисные функции неприводимых представлений точечной группы C_{3v} для $J = 6$ и $J = 4$ имеют следующий вид [14]:

$$D^{(6)} = 3\Gamma_1^T + 2\Gamma_2^T + 4\Gamma_3^T,$$

$$\Psi_1(\Gamma_1^T) = |6, 0\rangle, \quad \Psi_2(\Gamma_1^T) = \frac{1}{\sqrt{2}} \times (|6, 6\rangle + |6, -6\rangle),$$

$$\Psi_3(\Gamma_1^T) = \frac{1}{\sqrt{2}} \times (|6, 3\rangle - |6, -3\rangle), \quad \Psi_4(\Gamma_2^T) = -\frac{1}{\sqrt{2}} \times (|6, 3\rangle + |6, -3\rangle), \quad (3)$$

$$\Psi_5(\Gamma_1^T) = \frac{1}{\sqrt{2}} \times (|6, 6\rangle - |6, -6\rangle), \quad \Psi_6(\Gamma_3^T) = \pm |6, \pm 1\rangle,$$

$$\Psi_7(\Gamma_3^T) = \pm |6, \mp 5\rangle, \quad \Psi_8(\Gamma_3^T) = |6, \mp 2\rangle, \quad \Psi_9(\Gamma_9^T) = |6, \pm 4\rangle,$$

$$D^{(4)} = 2\Gamma_1^T + \Gamma_2^T + 3\Gamma_3^T,$$

$$\Psi_1(\Gamma_1^T) = |4, 0\rangle, \quad \Psi_2(\Gamma_2^T) = -\frac{1}{\sqrt{2}} \times (|4, 3\rangle - |4, -3\rangle),$$

$$\Psi_3(\Gamma_2^T) = -\frac{1}{\sqrt{2}} \times (|4, 3\rangle + |4, -3\rangle), \quad \Psi_4(\Gamma_3^T) = \pm |4, \pm 1\rangle, \quad (4)$$

$$\Psi_5(\Gamma_3^T) = |4, \pm 2\rangle, \quad \Psi_6(\Gamma_3^T) = |4, \pm 4\rangle,$$

где $|JM\rangle \equiv Y_{JM}$ – сферические функции.

Параметры КП, определенные из условия наилучшего согласия рассчитанных и экспериментальных значений энергий штарковских подуровней мультиплетов 3H_6 и 3F_4 , составляют: $A_{20} = -40.3$, $A_{40} = 170.1$, $A_{60} = 42.1$, $A_{43} = -1881.0$, $A_{63} = -324.1$ и $A_{66} = 1561.0$ см⁻¹. Используя эти значения параметров КП, для волновых функций штарковских состояний получим для мультиплета 3H_6 :

$$\begin{aligned} |v_1\rangle &= \mp 0.6888|6 \mp 5\rangle + 0.4619|6 \mp 2\rangle \pm 0.2089|6 \pm 1\rangle - 0.5183|6 \pm 4\rangle, \\ |v_2\rangle &= 0.0999|60\rangle + 0.6878|63\rangle - 0.6878|6-3\rangle + 0.1480|66\rangle + 0.1480|6-6\rangle, \\ |v_3\rangle &= \mp 0.5773|6 \mp 5\rangle - 0.2962|6 \mp 2\rangle \pm 0.3832|6 \pm 1\rangle + 0.6575|6 \pm 4\rangle, \\ |v_4\rangle &= 0.9922|60\rangle - 0.0577|63\rangle + 0.0577|6-3\rangle - 0.0665|66\rangle - 0.0665|6-6\rangle, \\ |v_5\rangle &= -0.1675|63\rangle - 0.1675|6-3\rangle + 0.6870|66\rangle - 0.6870|6-6\rangle, \\ |v_6\rangle &= \mp 0.3902|6 \mp 5\rangle - 0.0514|6 \mp 2\rangle \pm 0.8966|6 \pm 1\rangle - 0.2031|6 \pm 4\rangle, \\ |v_7\rangle &= -0.0744|60\rangle + 0.1534|63\rangle - 0.1534|6-3\rangle - 0.6882|66\rangle - 0.6882|6-6\rangle, \\ |v_8\rangle &= \mp 0.2004|6 \mp 5\rangle - 0.8344|6 \mp 2\rangle \mp 0.0757|6 \pm 1\rangle - 0.5077|6 \pm 4\rangle, \\ |v_9\rangle &= -0.6870|63\rangle - 0.6870|6-3\rangle - 0.1675|66\rangle + 0.1675|6-6\rangle; \end{aligned} \quad (5)$$

для мультиплета 3F_4 :

$$\begin{aligned}
|\mu_1\rangle &= -0.7071|43\rangle - 0.7071|4-3\rangle, \\
|\mu_2\rangle &= 0.8829|4\mp 2\rangle \pm 0.2938|4\pm 1\rangle + 0.3663|4\pm 4\rangle, \\
|\mu_3\rangle &= -0.0004|40\rangle + 0.7071|43\rangle - 0.7071|4-3\rangle, \\
|\mu_4\rangle &= 0.4300|4\mp 2\rangle \mp 0.8192|4\pm 1\rangle - 0.3794|4\pm 4\rangle, \\
|\mu_5\rangle &= 0.7862|40\rangle - 0.4370|43\rangle + 0.4370|4-3\rangle, \\
|\mu_6\rangle &= -0.1886|4\mp 2\rangle \mp 0.4925|4\pm 1\rangle + 0.8496|4\pm 4\rangle.
\end{aligned} \tag{6}$$

Здесь нумерация штарковских состояний проведена с нижайшего подуровня соответствующего мультиплета. Видно, что вырождение мультиплетов снимается не полностью: шесть уровней мультиплета 3H_6 и пять уровней мультиплета 3F_4 остаются двукратно вырожденными.

3. Расчет спектроскопических характеристик кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Tm}^{3+}$

При теоретическом исследовании спектроскопических свойств примесных кристаллов с учетом штарковской структуры оптических спектров наиболее удобной величиной является сила линии S межштарковского перехода [15]:

$$S_{i \rightarrow f} = \chi_{ed} \sum_{t=2,4,6} \Omega_t A_t^{(ied)}(i \rightarrow f) \left| \langle f \| U_t \| i \rangle \right|^2, \tag{7}$$

где $\chi_{ed} = n(n^2 + 2)^2 / 9$ – поправка локального КП (n – коэффициент преломления на длине волны перехода), $\langle f \| U_t \| i \rangle$ – приведенный матричный элемент неприводимого единичного оператора U_t ранга t , явное выражение которого приведено в работах [15,16]. Коэффициент межштарковского $i \rightarrow f$ перехода $A_t^{(ied)}(i \rightarrow f)$ определяется выражением [16]

$$A_t^{(ied)}(i \rightarrow f) = \sum_{m=-t}^t \left| \sum_{M_i, M_f} (-1)^{J_f - M_f} a_{J_f, M_f}^{*(f)} a_{J_i, M_i}^{(i)} \begin{pmatrix} J_f & t & J_i \\ -M_f & m & M_i \end{pmatrix} \right|^2, \tag{8}$$

где $\begin{pmatrix} \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot \end{pmatrix}$ – $3j$ -символ и $a_{J_i, M_i}^{(i)}$ – численные коэффициенты в волновой функции i -ого штарковского подуровня (формулы (5) и (6)).

Используя значения генеалогических коэффициентов для иона Tm^{3+} (электронная конфигурация $4f^{12}$) [13], для приведенных матричных элементов получим

$$\langle {}^3H_6 \| U_2 \| {}^3F_4 \rangle = -(2/3)\sqrt{13/7}, \quad \langle {}^3H_6 \| U_4 \| {}^3F_4 \rangle = -(5/2)\sqrt{65/462},$$

$$\langle {}^3H_6 \| U_6 \| {}^3F_4 \rangle = (2/3) \sqrt{17/11}.$$

Отметим, что межштарковские магнитодипольные переходы ${}^3H_6 \rightleftharpoons {}^3F_4$ запрещены, а силы линий электрических квадрупольных переходов пренебрежимо малы, так что в формуле (9) учтены вклады только косвенных электродипольных (КЭД) переходов.

Зная силы линий, можно по известным формулам вычислить основные спектроскопические характеристики примесных кристаллов: вероятность спонтанного перехода

$$A_{i \rightarrow f} = \frac{64\pi^4 e^2}{3h\lambda_{i \rightarrow f}^3} \times \frac{1}{g_i} S_{i \rightarrow f}, \quad (9)$$

коэффициент ветвления люминесценции

$$\beta_{i \rightarrow f} = A_{i \rightarrow f} \exp\left(\frac{\varepsilon_i - \varepsilon_1}{kT}\right) / \sum_{j,m} A_{j \rightarrow m} \exp\left(\frac{\varepsilon_j - \varepsilon_1}{kT}\right), \quad (10)$$

Табл.1. Силы линий межштарковских КЭД

Мультиплет	Штарковские подуровни	${}^3F_4, 10^{-21} \text{ см}^2$					
		μ_1 $g=1$	μ_2 $g=2$	μ_3 $g=1$	μ_4 $g=2$	μ_5 $g=1$	μ_6 $g=6$
3H_6	v_1 $g=2$	1.5549	0.8744	2.4127	0.9714	0.9775	0.6853
	v_2 $g=1$	0.0278	0.7969	0.9574	0.8690	0.3398	0.1793
	v_3 $g=2$	1.4886	0.6504	2.2881	0.9861	1.0150	0.8778
	v_4 $g=1$	0.1191	0.2938	0.0871	0.6778	1.3104	0.3521
	v_5 $g=1$	0.1627	0.7892	0.2067	0.9516	1.2996	1.7604
	v_6 $g=2$	0.8978	1.0080	0.5245	1.1270	2.0459	0.7189
	v_7 $g=1$	0.0938	0.3850	0.1695	0.2135	0.1235	1.6091
	v_8 $g=2$	1.6029	1.5134	0.3191	1.1059	0.9298	0.7362
	v_9 $g=1$	0.9514	1.0154	0.0324	0.7259	0.0831	0.1143

интегральный коэффициент поглощения с штарковских подуровней основного мультиплета

Табл.2. Основные параметры спектра излучения кристалла
LiNbO₃:Tm³⁺ при $T = 300$ К

переход	λ , нм	A , с ⁻¹	β , %	переход	λ , нм	A , с ⁻¹	β , %
$\mu_1 \rightarrow v_1$	1765	250.7	8.60	$\mu_4 \rightarrow v_1$	1664	186.9	1.24
$\rightarrow v_2$	1778	4.4	0.15	$\rightarrow v_2$	1676	163.6	1.09
$\rightarrow v_3$	1795	228.2	7.83	$\rightarrow v_3$	1691	180.8	1.20
$\rightarrow v_4$	1820	17.5	0.60	$\rightarrow v_4$	1713	119.5	0.79
$\rightarrow v_5$	1863	22.3	0.77	$\rightarrow v_5$	1751	157.1	1.04
$\rightarrow v_6$	1892	117.5	4.03	$\rightarrow v_6$	1777	178.0	1.18
$\rightarrow v_7$	1918	11.8	0.41	$\rightarrow v_7$	1800	32.5	0.22
$\rightarrow v_8$	1948	192.2	6.60	$\rightarrow v_8$	1826	161.0	1.07
$\rightarrow v_9$	1977	109.1	3.74	$\rightarrow v_9$	1852	101.3	0.67
$\mu_2 \rightarrow v_1$	1757	142.9	4.32	$\mu_5 \rightarrow v_1$	1661	189.1	1.18
$\rightarrow v_2$	1769	127.6	3.86	$\rightarrow v_2$	1672	64.4	0.40
$\rightarrow v_3$	1786	101.2	3.06	$\rightarrow v_3$	1687	187.4	1.17
$\rightarrow v_4$	1811	43.8	1.33	$\rightarrow v_4$	1709	232.7	1.45
$\rightarrow v_5$	1854	109.8	3.32	$\rightarrow v_5$	1747	216.1	1.35
$\rightarrow v_6$	1883	133.8	4.05	$\rightarrow v_6$	1773	325.4	2.03
$\rightarrow v_7$	1908	49.1	1.49	$\rightarrow v_7$	1795	18.9	0.12
$\rightarrow v_8$	1938	184.3	5.58	$\rightarrow v_8$	1822	136.3	0.85
$\rightarrow v_9$	1967	118.3	3.58	$\rightarrow v_9$	1847	11.7	0.07
$\mu_3 \rightarrow v_1$	1696	438.4	5.03	$\mu_6 \rightarrow v_1$	1646	136.2	0.65
$\rightarrow v_2$	1708	170.3	1.95	$\rightarrow v_2$	1657	34.9	0.17
$\rightarrow v_3$	1724	395.8	4.54	$\rightarrow v_3$	1672	166.5	0.80
$\rightarrow v_4$	1747	14.5	0.17	$\rightarrow v_4$	1693	64.4	0.31
$\rightarrow v_5$	1787	32.1	0.37	$\rightarrow v_5$	1731	300.9	1.44
$\rightarrow v_6$	1814	77.9	0.89	$\rightarrow v_6$	1756	117.7	0.56
$\rightarrow v_7$	1837	24.3	0.28	$\rightarrow v_7$	1778	253.8	1.22
$\rightarrow v_8$	1865	43.6	0.50	$\rightarrow v_8$	1804	111.2	0.53
$\rightarrow v_9$	1892	4.2	0.05	$\rightarrow v_9$	1829	16.6	0.08

$$\alpha_{i \rightarrow f} = \frac{1}{N} \int k(\lambda) d\lambda = \frac{8\pi^3 e^2 \lambda_{i \rightarrow f}}{3ch n^2} \times \frac{1}{g_i} S_{i \rightarrow f} \times \exp\left(\frac{\varepsilon_i - \varepsilon_1}{kT}\right) / \sum_j \exp\left(\frac{\varepsilon_j - \varepsilon_1}{kT}\right). \quad (11)$$

В формулах (9)–(11) введены следующие обозначения: g_i – кратность вырождения начального состояния, e – заряд электрона, $\hbar$ – постоянная Планка, c – скорость света, N – концентрация примесных ионов в кристалле, ε_i – энергия i -ого штарковского уровня начального мультиплета, k – постоянная Больцмана и T – температура.

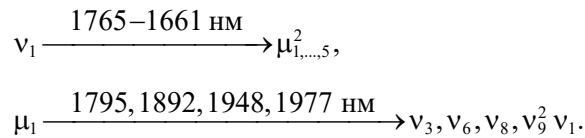
Табл.3. Основные параметры спектра поглощения кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Tm}^{3+}$

переход	λ , нм	α , 10^{-26}	переход	λ , нм	α , 10^{-26}	переход	λ , нм	α , 10^{-26}
$v_1 \rightarrow \mu_1$	1765	1.814	$v_4 \rightarrow \mu_1$	1820	0.063	$v_7 \rightarrow \mu_1$	1918	0.014
$\rightarrow \mu_2$	1757	1.016	$\rightarrow \mu_2$	1811	0.155	$\rightarrow \mu_2$	1908	0.056
$\rightarrow \mu_3$	1696	2.705	$\rightarrow \mu_3$	1747	0.044	$\rightarrow \mu_3$	1837	0.024
$\rightarrow \mu_4$	1664	1.069	$\rightarrow \mu_4$	1713	0.338	$\rightarrow \mu_4$	1800	0.029
$\rightarrow \mu_5$	1661	1.073	$\rightarrow \mu_5$	1709	0.652	$\rightarrow \mu_5$	1795	0.017
$\rightarrow \mu_6$	1646	0.746	$\rightarrow \mu_6$	1693	0.174	$\rightarrow \mu_6$	1778	0.216
$v_2 \rightarrow \mu_1$	1778	0.027	$v_5 \rightarrow \mu_1$	1863	0.048	$v_8 \rightarrow \mu_1$	1948	0.160
$\rightarrow \mu_2$	1769	0.766	$\rightarrow \mu_2$	1854	0.232	$\rightarrow \mu_2$	1938	0.150
$\rightarrow \mu_3$	1708	0.888	$\rightarrow \mu_3$	1787	0.058	$\rightarrow \mu_3$	1865	0.031
$\rightarrow \mu_4$	1676	0.791	$\rightarrow \mu_4$	1751	0.264	$\rightarrow \mu_4$	1826	0.104
$\rightarrow \mu_5$	1672	0.309	$\rightarrow \mu_5$	1747	0.359	$\rightarrow \mu_5$	1822	0.087
$\rightarrow \mu_6$	1657	0.171	$\rightarrow \mu_6$	1731	0.482	$\rightarrow \mu_6$	1804	0.068
$v_3 \rightarrow \mu_1$	1795	1.125	$v_6 \rightarrow \mu_1$	1892	0.180	$v_9 \rightarrow \mu_1$	1977	0.067
$\rightarrow \mu_2$	1786	0.489	$\rightarrow \mu_2$	1883	0.201	$\rightarrow \mu_2$	1967	0.071
$\rightarrow \mu_3$	1724	1.661	$\rightarrow \mu_3$	1814	0.101	$\rightarrow \mu_3$	1892	0.002
$\rightarrow \mu_4$	1691	0.702	$\rightarrow \mu_4$	1777	0.212	$\rightarrow \mu_4$	1852	0.048
$\rightarrow \mu_5$	1687	0.721	$\rightarrow \mu_5$	1773	0.384	$\rightarrow \mu_5$	1847	0.005
$\rightarrow \mu_6$	1672	0.618	$\rightarrow \mu_6$	1756	0.136	$\rightarrow \mu_6$	1829	0.007

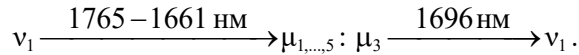
Результаты расчетов приведены в таблицах 1–3. Радиационное время жизни уровня 3F_4 , оцененное по приведенным в табл.2 данным, равно $\tau_{\text{rad}} = 1.05$ мс.

Примечательно, что коэффициенты ветвления люминесценции с возбужденных штарковских состояний достаточно высоки (табл.2): $\mu_2 \rightarrow \nu_1, \nu_2, \nu_3$ (11.24 %), $\mu_3 \rightarrow \nu_1, \nu_3$ (9.57 %). Это обстоятельство открывает перспективу для использования кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Tm}^{3+}$ в системах оптического охлаждения.

Что касается процессов поглощения, то, как и следовало ожидать, наиболее интенсивно они протекают с первых трех штарковских подуровней (ν_1, ν_2, ν_3) основного мультиплета: $\alpha(\nu_1) = 8.42 \times 10^{-26}$, $\alpha(\nu_2) = 2.95 \times 10^{-26}$ и $\alpha(\nu_3) = 5.32 \times 10^{-26}$. Так наличие интенсивного поглощения в области длин волн 1765–1661 нм ($\nu_1 \rightarrow \mu_{1,\dots,5}$) позволяет предположить возможность генерации лазерного излучения по одной из следующих квазичетырехуровневых схем:



Возможен также процесс генерации, сопровождающийся охлаждением кристалла:



Очевидно, что для полного выявления лазерных возможностей кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Tm}^{3+}$ необходимы более детальные экспериментальные и теоретические исследования спектроскопических и кинетических характеристик (ширин и сдвигов спектральных линий, факторов Дебая–Валлера, вероятностей безызлучательных переходов и т. д.), их температурных и концентрационных зависимостей.

4. Заключение

Таким образом, распределение полученных в результате количественных вычислений значений основных спектроскопических характеристик кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Tm}^{3+}$ в области длин волн 1650–1970 нм по штарковским компонентам в полосе ${}^3H_6 \leftrightarrow {}^3F_4$ существенно неоднородно. Так вероятность спонтанного перехода с штарковского подуровня $\mu_3({}^3F_4)$ на нижайший штарковский подуровень $\nu_1({}^3H_6)$ основного мультиплета приблизительно в 2 раза больше вероятности спонтанного перехода $\mu_1({}^3F_4) \rightarrow \nu_1({}^3H_6)$. Аналогичная картина неоднородного распределения получена для коэффициентов межштарковского поглощения. Это позволяет заключить, что кристалл $\text{LiNbO}_3:\text{Tm}^{3+}$ может являться перспективным лазерным материалом на длинах волн в диапазоне 1650–1970 нм (в том числе, с самоохлаждением), а также для систем оптического охлаждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **L.F. Johnson, A.A. Ballman.** J. Appl. Phys., **40**, 297 (1969).
2. **A. Cordova-Plaza, M. Digonnet, H.J. Shaw.** IEEE J. Quantum Electron., **23**, 262 (1987).
3. **E. Lallier, J.P. Pocholle, M. Papuchon, M. de Micheli, M.J. Li, Q. He, D.B. Ostrowsky, C. Crezes-Besset, E. Pelletier.** Opt. Lett., **15**, 682 (1990).
4. **W. Jinhao, Z. Yueping, X. Haiping, S. Jiawei.** Bull. Mater. Sci., **32**, 183 (2009).
5. **X.L. Ruan, M. Kaviany.** Phys. Rev. B, **73**, 155422 (2008).
6. **A.J. Garcia-Adeva, R. Balda, J. Fernandez.** Phys. Rev. B, **79**, 033110 (2009).
7. **Г.Г. Демирханян, Е.П. Коканян, А.Г. Демирханян.** Изв. НАН Армении, Физика, **50**, 338 (2015).
8. **Г.Г. Демирханян, Е.П. Коканян, А.Г. Демирханян, Д. Сардар, М. Айллери.** Изв. НАН Армении, Физика, **51**, 37 (2016).
9. **R. Zhang, H. Li, P. Zhang, Y. Hang, J. Xu.** Optic Express, **21**, 020990 (2013).
10. **P.X. Zhang, J.G. Yin, R. Zhang, H.Q. Li, J.Q. Xu, Y. Hang.** Laser Physics, **24**, 035805 (2014).
11. **Ю.С. Кузьминов.** Ниобат и танталат лития. Материалы для нелинейной оптики. Москва, Наука, 1975.
12. **А. Абрагам, Б. Блинн.** Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов. Москва, Мир, 1972.
13. **А.Г. Демирханян, Г.Г. Демирханян, А.Г. Арутюнян.** Уч. записи АГПУ, 2018 (принято к печати).
14. **А.М. Леушин.** Таблицы функций, преобразующихся по неприводимым представлениям кристаллографических точечных групп. Москва, Наука, 1968.
15. **G.G. Demirkhanyan.** Laser Physics, **16**, 1054 (2005).
16. **G.G. Demirkhanyan, R.B. Kostanyan.** Proc. SPIE, 799805 (2011).

SPECTROSCOPIC PROPERTIES OF $\text{LiNbO}_3\text{:Tm}^{3+}$ CRYSTAL IN THE 1650–1970 nm WAVELENGTH RANGE

E.P. KOKANYAN, G.G. DEMIRKHANYAN, H.G. DEMIRKHANYAN

Theoretical study of spectroscopic properties of $\text{LiNbO}_3\text{:Tm}^{3+}$ crystal in the wavelength range of 1650–1970 nm was carried out taking into account the Stark structure of optical spectrum of the impurity ion. Wave functions of the Stark sublevels of both ground 3H_6 and first excited 3F_4 manifolds of the Tm^{3+} ion were constructed in LSJM-representation, line strengths induced by indirect electric-dipole transitions were calculated, and the main spectroscopic characteristics of emission and absorption spectra of impurity ion were determined.

УДК 537.9

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ ГЕКСАБОРИДА ЛАНТАНА $\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{B}_6$

С.Р. АРУТЮНЯН^{1,2*}, В.О. ВАРДАНЯН¹, В.Р. НИКОГОСЯН¹

¹Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

²Российско–Армянский университет, Ереван, Армения

*e-mail: sergeyhar56@gmail.com

(Поступила в редакцию 11 апреля 2018 г.)

Удельное сопротивление (ρ), теплопроводность (k) и коэффициент Зеебека (S) монокристаллов $\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{B}_6$ с различными концентрациями ионов Се были измерены в широком температурном диапазоне 3–300 К. Полученные данные были проанализированы в рамках модели Кокблина–Шриффера. Выделены вклады рассеяния носителей на магнитных ионах Се для всех транспортных параметров $\rho(T)$, $k(T)$, $S(T)$. Выявлена сильная зависимость магнитного рассеяния от концентрации ионов Се. Аномальное поведение транспортных параметров $\rho(T)$, $k(T)$, $S(T)$ в районе 30 К приписывается расщеплению $\Delta \sim 30$ К уровня Γ_8 .

1. Введение

Интерметаллические соединения церия (Се), как и гексабориды лантана с церием, привлекают внимание на протяжении многих лет ввиду присущих им таких явлений, как тяжелые фермионы, Кондо-решетки и эффекты, связанные с промежуточной валентностью [1–13]. Из-за высокого значения коэффициента Зеебека при низких температурах они рассматриваются как перспективные материалы для термоэлектрических приложений при криогенных температурах [14, 15].

Хорошо известно, что источником всех аномальных свойств соединений на основе Се является единственный $4f$ -электрон атома Се, который вследствие гибридизации с электронами проводимости вызывает поведение, присущее тяжелым фермионам и Кондо-эффекту [1]. Теоретические модели описывают свойства, связанные с Кондо-эффектом в предположении, что система имеет резонанс в плотности состояний на поверхности Ферми для каждой примеси с локальным моментом, который приводит к эффекту сильного рассеяния электронов проводимости [1, 16]. Расчеты третьего порядка в рамках эффективного обменного гамильтониана при наличии кристаллического поля (модель Кокблина–

Шриффера) для теплового и зарядового переноса были выполнены и успешно применены при объяснении экспериментальных результатов некоторых интерметаллических соединений с ионами Се [17–19]. Важной особенностью Кондо-систем является существование характерной температуры – Кондо-температуры T_K , при которой происходит переход от высокотемпературного характера поведения в низкотемпературный. При температурах $T < T_K$ система ведет себя как Ферми-жидкость, где электроны проводимости и $4f$ -электроны связаны в немагнитный синглет. Типичным представителем Кондо-систем является соединение $\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{B}_6$, свойства которого существенно зависят от концентрации ионов Се. Замещение ионов La на Се приводит к возникновению особенностей, присущих Кондо-эффекту. При $x = 1$ соединение CeB_6 – плотная Кондо-система, которая имеет три основные магнитные фазы – парамагнитную, антиферроквадрупольную и антиферромагнитную при нулевом магнитном поле, разделенных двумя температурами магнитного упорядочения (температура квадрупольного упорядочения $T_Q = 3.2$ К и температура Нееля $T_N = 2.4$ К) [20].

Соединение $\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{B}_6$ имеет примитивную кубическую структуру с редкоземельным ионом в центре куба и октаэдра из ионов бора в вершинах куба. Спин-орбитальное взаимодействие разбивает четырнадцатикратно-вырожденный $4f$ -уровень энергии электрона атома Се на шестикратно-вырожденный основной уровень $^2F_{5/2}$ и восьмикратно-вырожденный уровень $^2F_{7/2}$. Кристаллическое поле кубического кристалла расщепляет уровень $^2F_{5/2}$ на двухкратно-вырожденный возбужденный уровень Γ_7 и четырехкратно-вырожденный основной уровень Γ_8 (уровень Γ_7 располагается на ~ 530 К выше уровня Γ_8) [21]. В случае чистого CeB_6 есть указание на существование дальнейшего расщепления уровня Γ_8 ($\Delta \sim 30$ К) на два крамерсовых дуплета [21, 22]. Такое расщепление может зависеть от концентрации ионов Се и, являясь дополнительным источником рассеяния, существенно влиять на транспортные свойства соединений $\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{B}_6$.

Удельное электрическое сопротивление, теплопроводность и коэффициент Зеебека непосредственно связаны с зонной структурой данной системы. В то же время эти свойства непосредственно связаны с источниками рассеяния внутри материала, которые изменяют коэффициенты переноса таким образом, что это приводит к уникальному температурному поведению. Таким образом, выделение конкретного механизма рассеяния, например, магнитного рассеяния на ионах Се из транспортных коэффициентов предоставит информацию о взаимодействии электронов проводимости с магнитным моментом локализованного электрона. Сравнение магнитного вклада в процессы рассеяния в широком температурном диапазоне с предсказаниями теории имеет фундаментальное и практическое значение.

В настоящей работе изучены и представлены результаты измерений транспортных коэффициентов (удельное сопротивление, теплопроводность и коэффициент Зеебека) серии монокристаллов $\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{B}_6$ в диапазоне температур 3.5–300 К.

2. Условия эксперимента

Монокристаллы $\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{B}_6$, выращенные методом зонной плавки [23], представляли из себя прямоугольные стержни сечением 0.8 мм^2 и длиной 10–30 мм. Удельное сопротивление ρ измерялось 4-х зондовым методом на переменном токе, теплопроводность k измерялась методом стационарного теплового потока, термоэдс S определялась дифференциальным методом. Измерения проводились на образцах с концентрацией ионов Ce $x = 0, 0.0025, 0.005, 0.02, 0.03, 0.05, 0.1$ и 1 в криостате PT405 (Cryomech, Inc.) замкнутого цикла при температурах от 3 до 300 К. Вакуум в камере был не хуже, чем 10^{-6} мм. рт. ст. Абсолютная погрешность составляла $\sim 10\%$ для $k(T)$, $S(T)$ и 5% для $\rho(T)$.

3. Результаты и их обсуждение

Температурная зависимость удельного сопротивления $\rho(T)$ кристаллов $\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{B}_6$ приводится на рис.1. Кривые $\rho(T)$ ($x = 0.0025, 0.005, 0.02, 0.03, 0.05$ и 0.1) характеризуются ярко выраженным минимумом (аномалия, присущая Кондо-эффекту), который сдвигается по температуре от ~ 18 до 30 К, когда концентрация Ce увеличивается от $x = 0.0025$ до $x = 0.1$. Зависимость $\rho(T)$ для

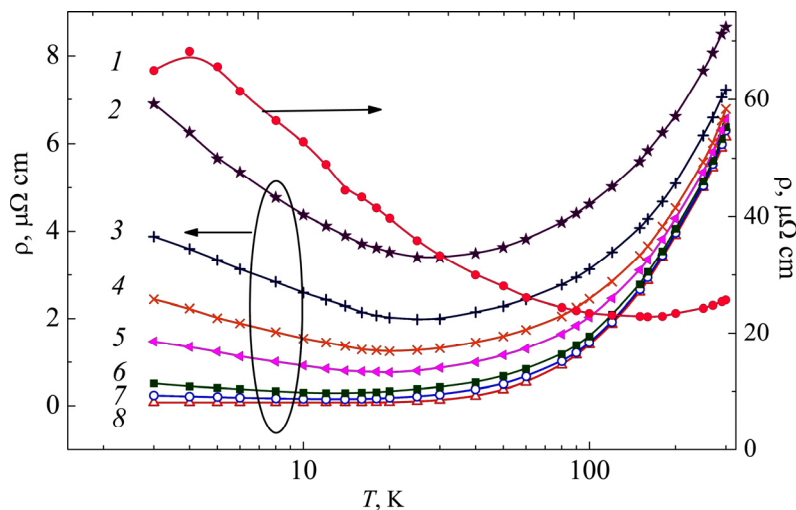


Рис.1. Температурные зависимости удельного сопротивления ρ монокристаллов $\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{B}_6$ для разных значений x : 1 – 0.1, 2 – 0.05, 3 – 0.03, 4 – 0.02, 5 – 0.02, 6 – 0.005, 7 – 0.0025 и 8 – 0.

соединения CeB_6 существенно отличается и характеризуется минимумом при 150 К и максимумом при 3.5 К. Аналогичное поведение было также упомянуто в предыдущих публикациях [9, 24]. Максимум на зависимости $\rho(T)$ при 3.5 К свидетельствует о возникновении когерентности между спинами ионов Се при низких температурах. В предположении, что удельное сопротивление соединений LaB_6 и $\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{B}_6$ отличается только из-за процессов рассеяния электронов проводимости на ионах Се, можно выделить магнитную часть $\rho_m(T)$, ответственную за это рассеяние, из экспериментальных данных путем вычитания $\rho(\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{B}_6) - \rho(\text{LaB}_6)$. Соединение LaB_6 подходит для такой процедуры потому, что LaB_6 и $\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{B}_6$ имеют идентичную кристаллическую структуру, а массы La и Се практически одинаковые.

Используя правило Матиссена, полное сопротивление для каждого из исследованных кристаллов выше 3 К можно записать как $\rho_{\text{tot}} = \rho_0 + \rho_{\text{e-ph}} + \rho_m$, где ρ_0 – сопротивление из-за рассеяния на неконтролируемых примесях и дефектах решетки, $\rho_{\text{e-ph}}$ – сопротивление, вызванное электрон-фононным взаимодействием и ρ_m – магнитное сопротивление из-за s - f взаимодействия. В данном случае вычитание оправданно, поскольку вклад немагнитных (неконтролируемых) примесей в $\rho(T)$ намного меньше, чем магнитный вклад. Полученные зависимости $\rho_m(T)$ представлены на рис.2. Существуют две области температур 3 К < T < 30 К и 100 К < T < 300 К на кривых $\rho_m(T)$, где ρ_m практически пропорционально $\log T$. В области температур 3 К < T < 20 К зависимость $\rho_m \sim \log T$ вызвана спин-флип Кондо-рассеянием. Такое поведение характерно для соединений на основе Се и

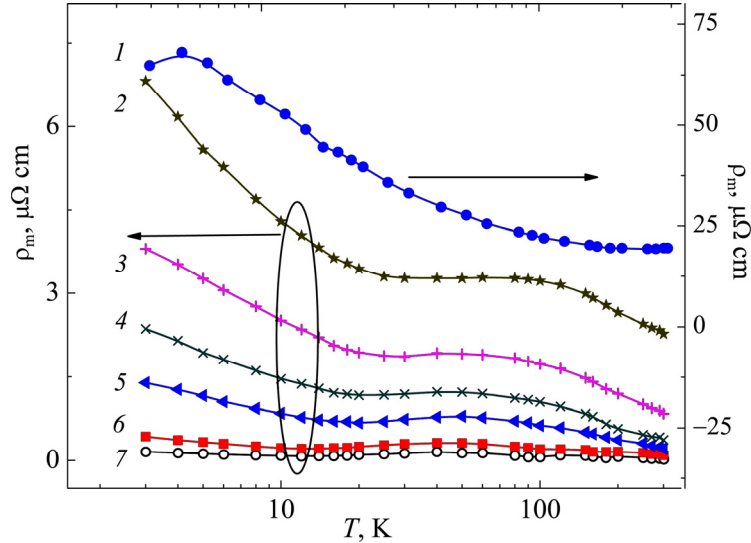


Рис.2. Температурная зависимость магнитного вклада ρ_m в удельное сопротивление монокристаллов $\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{B}_6$ для разных значений x : 1 – 1, 2 – 0.1, 3 – 0.05, 4 – 0.03, 5 – 0.02, 6 – 0.005 и 7 – 0.0025.

следует из результатов теории Кондо-эффекта [25], где расчет третьего порядка величины ρ_m дает зависимость $\rho_m \sim J^2 n(E_F) \log(T)$, где J – обменный интеграл и $n(E_F)$ – плотность состояний [18, 26]. Необходимо отметить, что в области низких температур наклон $\log(T)$ увеличивается с увеличением концентрации Се в решетке $\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{B}_6$ (следствие усиления Кондо-рассеяния). Наблюдаемый при 30 К максимум (вероятно, обязанный расщеплению уровня Γ_8) постепенно смазывается и сливается с общим подъемом ρ_m с повышением концентрации Се, как в случае CeB_6 . Кристалл CeB_6 можно рассматривать как концентрированную Кондо-решетку – систему с сильным Кондо-рассеянием.

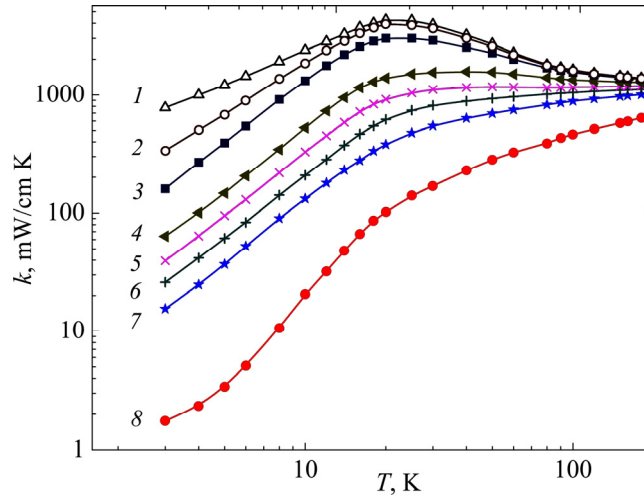


Рис.3. Температурные зависимости теплопроводности монокристаллов $\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{B}_6$ для разных значений x : 1 – 0, 2 – 0.0025, 3 – 0.00, 4 – 0.02, 5 – 0.03, 6 – 0.05, 7 – 0.1 и 8 – 1.

Коэффициент теплопроводности k как функция температуры кристаллов $\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{B}_6$ приводится на рис.3. Зависимости $k(T)$ для церия с концентрациями $x \leq 2$ показывают монотонный подъем теплопроводности с понижением температуры и выраженный пик при температурах 18–20 К, а затем – быстрое падение. В противоположность этому теплопроводность кристаллов $\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{B}_6$ с концентрациями $x \geq 3$ показывает монотонное уменьшение с понижением температуры во всем температурном диапазоне, в то же время значительное изменение наклона кривых $k(T)$ появляется вблизи 30 К. Такое поведение объясняется усилением подавления электронной части теплопроводности Кондо-рассеянием с увеличением концентрации ионов Се. Для более подробного рассмотрения этого вопроса проанализируем составные части теплопроводности. Полная теплопроводность k_{tot} материала, как правило, представляется в виде $k_{\text{tot}} = k_e + k_{\text{ph}}$, где k_e и k_{ph} – электронный и фоновый вклады в общую тепловую проводимость. Такого

рода представление подразумевает, что тепловая энергия передается двумя независимыми каналами. Фононная теплопроводность не может игнорироваться, за исключением только случая, когда электронный вклад гораздо сильнее. Это предположение как правило приводится для чистого соединения LaB_6 и для него можно написать $k_{\text{tot}} = k_e$. Что касается соединения CeB_6 , то имеются некоторые несоответствия в трактовке величины фононной составляющей в общей теплопроводности [27, 28]. Предполагается, что фононная часть общей теплопроводности в соединении $\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{B}_6$ мала и ею можно пренебречь. Это означает, что теплопроводности соединений LaB_6 и $\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{B}_6$ отличаются только значением магнитной составляющей теплового сопротивления. В этом случае полная теплопроводность представляется как $k_{\text{tot}} = 1/W_{\text{tot}} = 1/(W_{e0} + W_m)$, где W_{tot} , W_{e0} и W_m – полное теплосоппротивление, электронное теплосоппротивление и магнитное теплосоппротивление, соответственно. Вклад W_{e0} равен эквивалентному теплосоппротивлению немагнитного соединения, которым в нашем случае является LaB_6 . Как и в случае сопротивления, расчет третьего порядка величины W_m дает зависимость $\log(T)$, но на этот раз для магнитной части теплосоппротивления [18, 28]. Таким образом, мы имеем $W_m T = J^2 n(E_F) \log(T)$. Ожидаемое поведение $W_m T(T)$ должно быть таким же, как и в случае $\rho_m(T)$. Полученные значения $W_m T$ от температуры для всех концентраций Ce приведены на рис.4. Существуют три области различного поведения этой зависимости: зависимость $\log(T)$ при $T < 30$ К, небольшой максимум на $30 \text{ К} < T < 100$ К и небольшой наклон при $T > 100$ К. В целом поведение $W_m T(T)$ аналогично $\rho_m(T)$ и особенность при 3.5 К для соединения CeB_6 на кривой $W_m T(T)$ того же происхождения.

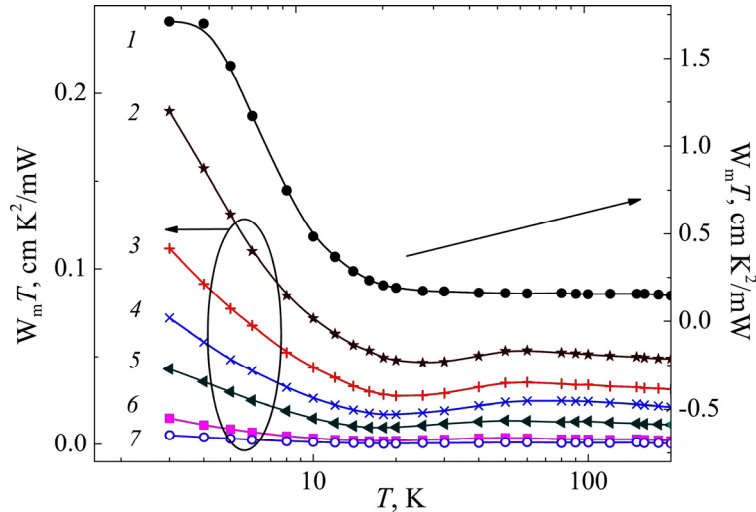


Рис.4. Температурные зависимости магнитного вклада $W_m T$ в теплосоппротивление монокристаллов $\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{B}_6$ для разных значений x : 1 – 1, 2 – 0.1, 3 – 0.05, 4 – 0.03, 5 – 0.02, 6 – 0.005 и 7 – 0.0025.

Результаты температурной зависимости термоэдс S отображены на рис.5. Коэффициенты Зеебека для $x \geq 3$ показывают интенсивный положительный максимум в области температур 4.5–8 К, который достигает «гигантского» значения 120 мВ/К в соединении CeB_6 . При $x < 3$ максимум на кривых $S(T)$ появится при более низких температурах. Положение максимума на кривых чувствительно к концентрации и смещается в сторону высоких температур с увеличением концентрации Се.

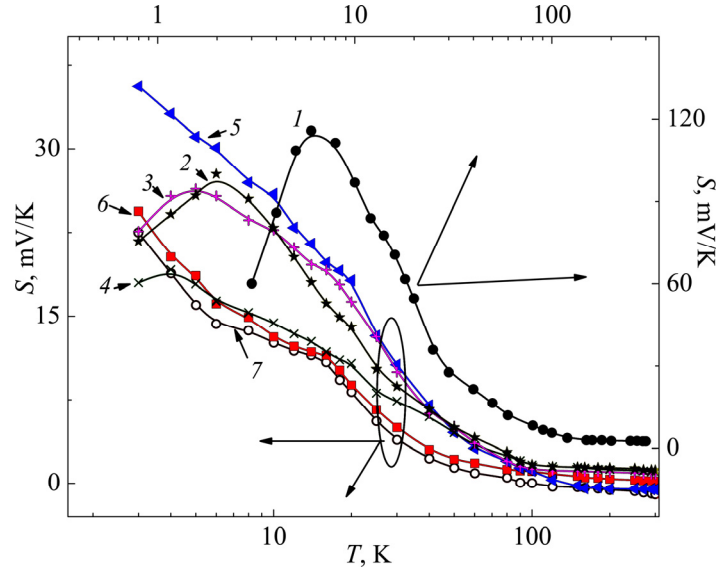


Рис.5. Температурные зависимости коэффициента Зеебека S монокристаллов $\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{B}_6$ для разных значений x : 1 – 1, 2 – 0.1, 3 – 0.05, 4 – 0.03, 5 – 0.02, 6 – 0.005 и 7 – 0.0025.

Необходимо отметить, что знак термоэдс некоторых образцов изменяется при высокой температуре. Это происходит, поскольку энергия переносится как электронами, так и дырками, и в зависимости от типа носителей, которые доминируют при данной температуре, термоэдс принимает их знак. Величина термоэдс зависит от соотношения этих носителей, участвующих в переносе энергии, и их подвижности. При низкой температуре электроны сильно рассеиваются благодаря Кондо-рассеянию и поэтому знак термоэдс положительный. Правило Нордхайм–Гортера [16] было использовано для извлечения магнитной части термоэдс. Правило гласит, что вклад каждого механизма рассеяния в термоэдс определяется вкладом этого же механизма рассеяния в теплосоппротивление, т. е. $S(T) = \sum_i S_i k_i^{-1}(T) / \sum_i k_i^{-1}(T)$. В нашем случае можно написать $S(T) = S(T)W(T) / W(T)$, где пренебрегается членом, относящимся к LaB_6 , из-за его пренебрежимо малости и в связи с тем, что он не относится к магнитному рассеянию. Величины S и W являются полными термоэдс и теплосоппротивлением, соответственно.

Таким образом, подставляя экспериментальные данные по S , W и уже извлеченные W_m для каждой концентрации ионов Се, можно рассчитать магнитные вклады термоэдс S_m , которые приведены на рис.6. Ясно выраженные максимумы наблюдаются для всех концентраций Се и их позиция на кривых $S_m(T)$ зависит от концентрации Се. Если для высокой концентрации ($x \geq 0.05$) максимум расположен в районе 7 К, то для низкой концентрации ($x < 0.02$) около 13 К.

Литературные данные по вычислению термоэдс для других соединений с Се, где принимаются во внимание эффекты Кондо и кристаллического поля, показали, что термоэдс имеет выраженный пик, который зависит от значения Δ -расщепления, обменного взаимодействия и потенциала рассеяния [19]. Пик находится при температуре, приблизительно соответствующей величине $\Delta/3$. Сравнение полученных зависимостей $S_m(T)$ при низких концентрациях Се с поведением, которое предсказывается теорией, указывает на существование энергетического расщепления при температуре ~ 30 К. Поскольку расщепление кристаллическим полем в соединениях $\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{B}_6$ составляет ~ 500 К, единственной причиной появления этих максимумов может служить существование расщепления квадруплета основного уровня Γ_8 на два дуплета с щелью $\Delta \approx 30$ К. Дальнейшее увеличение концентрации ионов Се ведет к смещению пика на кривых $S_m(T)$ в сторону низких температур как результат усиления Кондо-рассеяния. Таким образом, особенности на кривой $S_m(T)$, можно полагать, являются результатом совместного эффекта обоих процессов рассеяния.

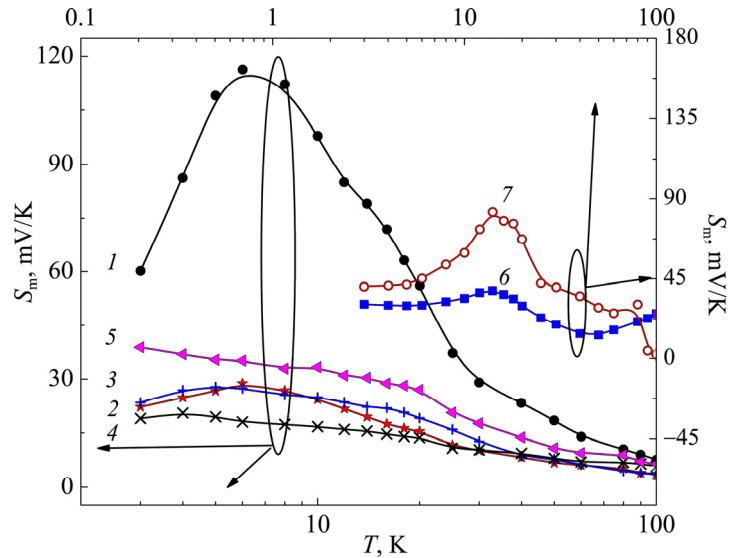


Рис.6. Температурные зависимости магнитного вклада S_m в термоэдс монокристаллов $\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{B}_6$ для разных значений x : 1 – 1, 2 – 0.1, 3 – 0.05, 4 – 0.03, 5 – 0.02, 6 – 0.005 и 7 – 0.0025.

4. Заключение

Проведено комплексное исследование с измерением транспортных коэффициентов $\rho(T)$, $k(T)$ и $S(T)$ серии монокристаллов $\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{B}_6$ в широком диапазоне температур 3–300 К. Полученные данные проанализированы в рамках модели Кокблина–Шриффера, учитывающего рассеяние на расщеплении энергетических уровней кристаллическим полем. Выявлены аномалии транспортных свойств, присущих Кондо-рассеянию и рассеянию на расщеплении энергетических уровней кристаллическим полем и выделены вклады по рассеянию на магнитных ионах Се. Получены свидетельства о существовании энергетической щели $\Delta \approx 30$ К.

Авторы выражают благодарность А.М. Гуляну за полезное обсуждение полученных результатов, С. Кунии и К. Винзеру за предоставленные кристаллы.

ЛИТЕРАТУРА

1. **A.C. Hewson.** The Kondo Problem to Heavy Fermions. Cambridge University Press, 1997.
2. **N.B. Brandt, V.V. Moshchalkov.** Advances in Physics, **33**, 373 (1984).
3. **C. Grenzbach, F.B. Anders, G. Czycholl, T. Pruschke.** Phys. Rev. B, **74**, 195119 (2006).
4. **N.S. Vidhyadhiraja, D.E. Logan.** J. Phys.: Condens. Matter., **17**, 2959 (2005).
5. **G. Zwicknagl.** Advances in Physics, **41**, 203 (1992).
6. **J. Sakurai.** Several Aspects on Thermopower of Ce Compounds, in Transport and Thermal Properties of f -Electron Systems, G. Oomi, H. Fujii, T. Fuji (Eds.). New York, Plenum Press, 1993. pp. 165–175.
7. **S. Nakamura, T. Goto, O. Suzuki, S. Kunii, S. Sakatsume.** Phys. Rev. B, **61**, 15203 (2000).
8. **N.E. Bickers, D.L. Cox, W. Wilkins.** Phys. Rev. B, **36**, 2036 (1987).
9. **K. Winzer.** Solid State Commun., **16**, 521 (1975).
10. **J. Mucha.** J. Phys.: Condens. Matter, **18**, 1427 (2006).
11. **M. Lavagna, C. Lacroix, M. Cyrot.** J. Phys. F: Met. Phys., **12**, 745 (1982).
12. **Y. Lassailly, A.K Bhattacharjee, B. Coqblin.** Phys. Rev. B, **31**, 7424 (1985).
13. **Y. Aoki, M.A. Chernikov, H.R. Ott, H. Sugawara, H. Sato.** Phys. Rev. B, **62**, 87 (2000).
14. **S.R. Harutyunyan, V.H. Vardanyan, A.S. Kuzanyan, V.R. Nikoghosyan, S. Kunii, K.S. Wood, A.M. Gulian.** Appl. Phys. Lett., **83**, 2142 (2003).
15. **A. Gulian, K. Wood, D.van Vechten, G. Fritz.** J. Modern Optics., **51**, 1467 (2004).
16. **N.E. Bickers, D.L. Cox, J.W. Wilkins.** Phys. Rev. B, **36**, 2036 (1987).
17. **B. Coqblin, J.R. Schrieffer.** Phys. Rev., **185**, 847 (1969).
18. **B. Cornut, B. Coqblin.** Phys. Rev. B, **5**, 4541 (1972).
19. **A.K Bhattacharjee, B. Coqblin.** Phys. Rev. B, **13**, 3441 (1976).
20. **D. Hall, Z. Fisk, R.G. Goodrich.** Phys. Rev. B, **62**, 84 (2000).
21. **E. Zirngiebl, B. Hillebrands, S. Blumenröder, G. Güntherodt, M. Loewenhaupt, J.M. Carpenter, K. Winzer, Z. Fisk.** Phys. Rev. B, **30**, 4052 (1984).
22. **F.J. Ohkawa.** J. Phys. Soc. Jpn., **52**, 3897 (1983).
23. **J.D. Verhoeven, E.D. Gibson, M.A. Noack, R.J. Conzemius.** J. Cryst. Growth, **36**, 115 (1976).

24. M.I. Ignatov, A.V. Bogach, V.V. Glushkov, S.V. Demichev, Yu.B. Paderno, N.Yu. Shitsevalova, N.E. Sluchanko. Physica B, **378–380**, 780 (2006).
25. J. Kondo. Prog. Theor. Phys., **32**, 37 (1964).
26. Z. Kletowski, B. Coqblin. Solid State Commun., **135**, 711 (2005).
27. Y. Peysson, C. Ayache, B. Salce, J. Rossat-Mignod, S. Kunii, T. Kasuya. J. Magn. Magn. Matter., **47–48**, 63 (1985).
28. A.K. Bhattacharjee, B. Coqblin. Phys. Rev. B, **38**, 338 (1988).

ԼԱՆԹԱՆԻ ՀԵՔՍԲՈՐՈՂՆԵՐԻ $\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{B}_6$ ՄՈՆՈԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ
ՏՐԱՆՍՊՈՐՏԱՅԻՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ՑԱԾԲ ԶԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆՆԵՐՈՒՄ

Ս.Ռ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Վ.Հ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Վ.Ռ. ՆԻԿՈՂՈՍՅԱՆ

Չափված են $\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{B}_6$ մոնոքյուբիդների տեսակարար դիմադրությունը (ρ), ջերմահաղորդականությունը (k) և Ջեեբեկի գործակիցը (S) տարբեր գերիումի Ce իոնների կոնցենտրացիաների համար լայն ջերմաստիճանային տիրույթում 3–300 Կ: Ստացված տվյալները վերլուծվել են Կոկբլին-Շրիֆերի մոդելի սահմաններում: Առանձնացված են Ce իոնների վրա մագնիսական ցրման ներդրումները բոլոր տրանսպորտային գործակիցների $\rho(T)$, $S(T)$, $k(T)$ համար: Ստացված է մագնիսական ցրման ուժեղ կախվածությունը գերիումի Ce իոնների կոնցենտրացիայից: Տրանսպորտային գործակիցների $\rho(T)$, $S(T)$, $k(T)$ անկանոն վարքագիծը 30 K ջերմաստիճանի մոտակայքում վերագրվում է Γ_8 մակարդակի $\Delta \sim 30$ K պառակտմանը:

LOW-TEMPERATURE TRANSPORT PROPERTIES OF LANTANUM
HEXABORIDE $\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{B}_6$ SINGLE CRYSTALS

S.R. HARUTYUNYAN, V.H. VARDANYAN, V.R. NIKOGHOSYAN

Resistivity (ρ), thermal conductivity (k) and Seebeck coefficient (S) $\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{B}_6$ single crystals with various concentrations of cerium Ce ions was measured in a wide temperature range 3–300 K. The data obtained were analyzed in the framework of the Coqblin–Shrieffer model. The contributions of carrier scattering on magnetic ions Ce for all transport parameters $\rho(T)$, $k(T)$, $S(T)$ was revealed. Strong dependence of the magnetic scattering on concentration of the cerium ions was identified. The anomalous behavior of the transport parameters $\rho(T)$, $k(T)$, $S(T)$ in the region near 30 K is attributed to the $\Delta \sim 30$ K splitting of Γ_8 level.

УДК 536.2

ОДНОСЛОЙНЫЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ЭЛЕМЕНТ ОДНОФОТОННОГО ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДЕТЕКТОРА НА ОСНОВЕ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ГЕКСАБОРИДОВ

А.А. КУЗАНЯН, А.С. КУЗАНЯН*, В.Р. НИКОГОСЯН

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

*e-mail: akuzanyan@yahoo.com

(Поступила в редакцию 4 июня 2018 г.)

Представлены результаты компьютерного моделирования процессов распространения тепла в однослойном чувствительном элементе однофотонного термоэлектрического детектора после поглощения фотонов с энергией 0.8 эВ. Рассмотрены различные геометрии чувствительного элемента, изготовленного из редкоземельных гексаборидов. В качестве материала поглотителя выбран гексаборид лантана (LaB_6), термоэлектрического сенсора – гексабориды церия (CeB_6) и лантана–церия ($\text{La}_{0.99}\text{Ce}_{0.01}\text{B}_6$). Выбор LaB_6 в качестве материала поглотителя преследовал цель обеспечить высокую системную эффективность детектирования фотонов в ближней ИК области. Компьютерное моделирование проводилось на основе уравнения распространения тепла из ограниченного объема с использованием трехмерного матричного метода для дифференциальных уравнений. Показано, что однофотонный термоэлектрический детектор с однослойным чувствительным элементом, изготовленным только из гексаборидов, будет иметь гигагерцовую скорость счета и более высокую эффективность детектирования по сравнению с чувствительным элементом, поглотителем которого является тяжелый металл. Кроме того, такой чувствительный элемент механически более стоек при охлаждении до рабочих температур 0.5 и 9 К.

1. Введение

Однофотонные детекторы (SPD) ИК диапазона с высоким энергетическим разрешением и быстродействием востребованы в современных задачах телекоммуникационных технологий, квантовых компьютеров и квантовой криптографии. Детекторы УФ диапазона используются в астрофизике, физике высоких энергий, спектроскопии, метрологии и других областях науки и техники. Классические SPD (фотоумножители и лавинные фотодиоды) уступают по своим характеристикам сверхпроводящим нанопроволочным детекторам [1, 2], с которыми могут конкурировать термоэлектрические однофотонные детекторы (TSPD) [3, 4]. 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 лантан–церия ($(\text{La}_{0.99}\text{Ce}_{0.01})\text{B}_6$) подбором оптимальной геометрии поглотителя и сенсора можно добиться высокого энергетического разрешения и высокой скорости счета [5, 6]. Причем, этого можно добиться при регистрации фотонов в широкой области электромагнитного спектра от ИК до рентгена.

Наряду с энергетическим разрешением и скоростью счета важнейшей характеристикой SPD 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 $\eta = \eta_o \times \eta_a \times \eta_i$, где η_o – определяется эффективностью оптической связи фотонов и чувствительного элемента, η_a – эффективность поглощения фотонов в поглотителе и η_i – внутренняя эффективность детектирования, которая задается вероятностью регистрации уже поглощенного фотона [7]. В некоторых задачах, например в астрофизике, эффективность детектирования не самый важный параметр. Регистрация только одного фотона из тысячи прилетевших из далекой галактики может служить основой важного открытия. В других задачах, в частности в телекоммуникационных системах и квантовых компьютерах, малая эффективность детектирования недопустима.

В настоящей работе рассматривается возможность создания TSPD с высокой системной эффективностью детектирования в ближней ИК области. Методом компьютерного моделирования процессов распространения тепла исследуются характеристики однофотонного детектора с чувствительным элементом, состоящим только из гексаборидов LaB_6 , CeB_6 и $(\text{La}, \text{Ce})\text{B}_6$.

2. Выбор материала поглотителя

Высокое значение η_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 как факт попадания фотона в детектор, так и определять его энергию. Как показано в работах [8, 9], поглотитель из W, при соответствующем выборе толщины, может обеспечить близкое к 1 значение η_a для фотонов от ИК до жесткого рентгеновского диапазона. В то же время, из-за высокого коэффициента отражения ($\sim 80\%$) W не может обеспечить хорошую оптическую связь и близкие к 1 значения η_o для фотонов в ближней ИК области [10, 11]. Однако именно в этой области находится окно телекоммуникационных длин волн 1310 и 1550 нм (0.8 и 0.95 эВ) [12, 13], которое определяет возможность

использования SPD для решения одной из наиболее важных и актуальных сегодня задач – создания телекоммуникационных систем нового поколения. Данное обстоятельство побуждает нас искать материал поглотителя чувствительного элемента TSPD, который обеспечил бы высокую оптическую связь с фотонами указанного диапазона. Таким материалом может являться гексаборид лантана. Монокристаллические и пленочные образцы LaB_6 имеют в области 1300–1600 нм коэффициент отражения порядка 80 и 60%, соответственно [14, 15]. Однако коэффициент отражения пленочных образцов в интересующей нас области длин волн уменьшается до ~20% после отжига в вакууме. Более низкий коэффициент отражения (~5%) и высокий коэффициент молярной экстинкции в области ближнего ИК диапазона имеют покрытия с наночастицами LaB_6 [16]. Такие покрытия используются в фильтрах солнечного излучения для поглощения в ближней ИК области [17]. Соответственно, они могут быть использованы нами в качестве поглотителя чувствительного элемента TSPD, что по сравнению с поглотителем из W увеличит значение η_0 и повысит системную эффективность детектирования в несколько раз.

Второе преимущество использования LaB_6 в качестве поглотителя чувствительного элемента TSPD определяется его кристаллическим строением. Поглотитель/теплоотвод LaB_6 и сенсоры $(\text{La}_{0.99}\text{Ce}_{0.01})\text{B}_6$ и CeB_6 имеют одинаковую кристаллическую решетку с очень близкими параметрами элементарной решетки, что является необходимым условием для приготовления пленочных структур высокого качества с хорошими механическими характеристиками. Параметры решетки LaB_6 и CeB_6 равны соответственно 4.156 и 4.14 Å, т. е. разница между ними не превышает 0.5% [18]. Следует отметить, что изготовленная только из гексаборидов чувствительная ячейка TSPD будет иметь высокие механические характеристики и устойчивость к термоциклированию.

Как было показано ранее, использование в чувствительном элементе TSPD сверхпроводящих поглотителей и теплоотводов позволит значительно увеличить скорость счета детектора [19]. Третьим преимуществом предлагаемой конструкции является то, что LaB_6 становится сверхпроводником при температурах ниже 0.45 K [20] и в паре с термоэлектриком $(\text{La}_{0.99}\text{Ce}_{0.01})\text{B}_6$ может служить и поглотителем и сверхпроводящим контактом.

3. Методика расчетов

Физическая концепция и конструкция однослойного чувствительного элемента TSPD были предложены в 2000 г. [21, 22]. Чувствительный элемент состоит из трех частей: поглотителя, теплоотвода и соединяющего их термоэлектрического сенсора. Поглотитель и теплоотвод имеют одинаковые размеры и

выполнены из одного и того же материала. Таким образом, чувствительный элемент симметричен относительно термоэлектрического сенсора и какая его составная часть является поглотителем, а какая теплоотводом определяется фактом поглощения фотона в одной из них. Очень простая конструкция и принцип работы. Фотон отдает свою энергию поглотителю и повышает его температуру относительно теплоотвода, что приводит к возникновению на термоэлектрическом сенсоре электрического напряжения. Измеряя напряжение, можно зафиксировать факт поглощения фотона и определить его энергию. Для этого нужны только два контакта, соединяющие чувствительный элемент и измерительную электронику.

Компьютерное моделирование было использовано для исследования особенностей процессов распространения тепла в однослойном чувствительном элементе TSPD с вольфрамовым поглотителем и термоэлектриками $(\text{La}_{0.99}\text{Ce}_{0.01})\text{B}_6$ [23], CeB_6 [6, 24] и FeSb_2 [25]. Используем теперь этот метод для определения характеристик TSPD с поглотителем LaB_6 . Компьютерное моделирование процессов, протекающих в однослойной чувствительной ячейке после поглощения фотонов с энергией 0.8 эВ в центре поверхности поглотителя LaB_6 , проводилось

Табл.1. Параметры использованных материалов

Параметры	Материал			
	LaB_6	$(\text{La}_{0.99}\text{Ce}_{0.01})\text{B}_6$	CeB_6	Al_2O_3
Плотность, кг/м^3	4720	4720		4000
0.5 К				
Удельная теплоемкость, Дж/кг К	0.007 [26]	0.196 [26]		9.8×10^{-4} [28]
Теплопроводность, Вт/м К	0.98 [27]	0.98 [27]		40 [29]
Коэффициент Зеебека, мкВ/К		85 [4]		
9 К				
Удельная теплоемкость, Дж/кг К	0.196 [26]		7.3[30]	0.0588 [32]
Теплопроводность, Вт/м К	100 [31]		0.8 [27]	300 [33]
Коэффициент Зеебека, мкВ/К			150 [34]	

на основе уравнения распространения тепла из ограниченного объема с использованием трехмерного матричного метода. Подробности примененных подходов и приближений приведены в работах [8, 23]. Используемые в расчетах параметры материалов представлены в табл.1. LaB_6 является материалом поглотителя и теплоотвода, $(\text{La}_{0.99}\text{Ce}_{0.01})\text{B}_6$ и CeB_6 – термоэлектрического сенсора с максимальными значениями коэффициента Зеебека соответственно при 0.5 и 9 К. Именно эти температуры выбраны в качестве рабочей температуры TSPD. Чувствительный элемент расположен на сапфировой (Al_2O_3) подложке – диэлектрике, обладающем большой теплопроводностью при низких температурах.

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

4. Результаты и их обсуждение

Методом компьютерного моделирования исследовано поглощение фотонов с энергией 0.8 эВ в центре поглотителя из LaB_6 с размерами по x , y и z соответственно 0.5, 5 и 0.5 мкм. Как было показано ранее в работах [23–25], это оптимальные размеры поглотителя для достижения высокой скорости счета и энергетического разрешения. Сечение сенсора составляло 0.5×0.5 мкм², а длина варьировалась. Шаг расчетов по координатам y и z составлял 0.1 мкм. В табл.2 приведены номер расчета, длина сенсора l , шаг расчета Δx по координате x , а также характеристики чувствительного элемента: 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} К) и $R = 1/t_b$ – скорость счета. Номера расчетов для сенсора $(\text{La}_{0.99}\text{Ce}_{0.01})\text{B}_6$ имеют буквенное обозначение LLCLs, а сенсору CeB_6 соответствует обозначение LCLs.

4.1. Регистрация фотонов чувствительным элементом TSPD с поглотителем LaB_6 и сенсором $(\text{La}_{0.99}\text{Ce}_{0.01})\text{B}_6$

Рассмотрим сначала результаты компьютерного моделирования процессов распространения тепла в однослойном чувствительном элементе TSPD с поглотителем LaB_6 и термоэлектрическим сенсором $(\text{La}_{0.99}\text{Ce}_{0.01})\text{B}_6$. Результаты первых трех расчетов в табл.2 (LLCLs1–LLCLs5) показывают, что изменение длины сенсора в пределах 5–1 мкм не приводит к изменениям характеристик

Табл.2. Характеристики чувствительного элемента TSPD с поглотителем LaB_6

Номер расчета	l , мкм	Δx , мкм	ΔT_m , 10^{-4} К	V_m , мкВ	t_m , пс	t_b , пс	R , ГГц
Сенсор $(\text{La}_{0.99}\text{Ce}_{0.01})\text{B}_6$							
LLCLs1	5	0.1	634	5.389	0.744	36.3	27.55
LLCLs3	3	0.1	634	5.389	0.744	36.3	27.55
LLCLs5	1	0.1	634	5.389	0.744	35.7	28.01
LLCLs1x	5	0.01	522	4.437	0.66	84.6	11.82
LLCLs2x	4	0.01	522	4.437	0.66	84.6	11.82
LLCLs4x	2	0.01	522	4.437	0.66	84.6	11.82
LLCLs5x	1	0.01	522	4.437	0.654	73.71	13.57
LLCLs6x	0.5	0.01	522	4.437	0.654	37.68	25.54
LLCLs7x	0.1	0.01	521.7	4.434	0.651	14.52	68.87
LLCLs8x	0.05	0.01	506.4	4.304	0.6	20.01	49.98
Сенсор CeB_6							
LCLs5x	1	0.01	16.1	0.242	164.4	3157.2	0.32
LCLs6x	0.5	0.01	16.1	0.242	164.4	2578.2	0.39
LCLs7x	0.1	0.01	15.69	0.235	153.3	1521.6	0.65
LCLs8x	0.05	0.01	15	0.225	146.1	1513.2	0.66

чувствительного элемента. Сигнал на уровне микровольт достигается за неполную пикосекунду и спадает до фоновое значения за десятки пикосекунд, обеспечивая скорость счета в десятки гигагерц. Параметр ΔT_m в несколько сот раз превосходит фоновое значение 10^{-4} К, что обеспечивает близкое к 1 значение параметра η_i (внутренней эффективности детектирования). Чтобы исследовать характеристики чувствительного элемента с более коротким сенсором, нам пришлось уменьшить Δx на порядок. Номера этих расчетов оканчиваются обозначением «х». Сравнение характеристик расчетов LLCLs5 и LLCLs5x, проведенных при прочих равных условиях для сенсоров с одинаковой длиной $l = 1$ мкм, показывает, что уменьшение шага расчета в мостике с 0.1 до 0.01 мкм

приводит к уменьшению ΔT_m и t_m на $\sim 18\%$ и $\sim 12\%$, соответственно, а время спада сигнала до фонового значения увеличивается вдвое. С учетом этого обстоятельства, дальнейшие расчеты были проведены при $\Delta x = 0.01$ мкм.

Сравнение результатов расчетов LLCLs1x–LLCLs5x показывает, что и при $\Delta x = 0.01$ мкм полученные характеристики чувствительного элемента не изменяются при изменении длины сенсора в пределах 5–1 мкм. Несколько иная картина наблюдается при дальнейшем уменьшении l . На рис. 1а представлены изменения параметров ΔT_m и t_m при уменьшении l от 1 до 0.05 мкм (расчеты LLCLs5x–LLCLs8x). Уменьшение длины сенсора от 1 до 0.1 мкм мало изменяет параметры ΔT_m и t_m . При длине сенсора 0.05 мкм эти параметры резко уменьшаются. Иначе ведет себя параметр t_b . Параметр t_b практически линейно уменьшается с уменьшением длины сенсора в интервале 1–0.1 мкм, а при $l = 0.05$ мкм он увеличивается (рис. 1б), что совершенно непонятно.

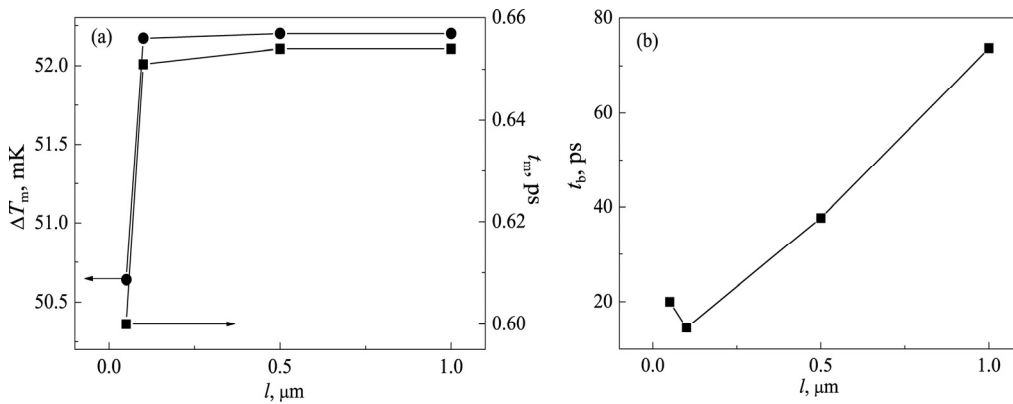


Рис.1. Зависимость параметров (а) ΔT_m , t_m и (б) t_b от длины сенсора l по данным расчетов LLCLs5x – LLCLs8x.

По кривым временной зависимости разности температур на границах сенсора с поглотителем и теплоотводом (рис.2) видно, что при $t \sim 10$ пс кривая зависимости $\Delta T(t)$ расчета LLCLs7x пересекается с кривой расчета LLCLs8x и более резко понижается до фонового значения при $t > 10$ пс. На вставке в увеличенном масштабе представлена эта область.

Наблюдаемая особенность зависимости параметра t_b от длины сенсора становится более понятной при анализе данных временной зависимости температуры на границе сенсор–теплоотвод (T_a). Из рис.3 видно, что кривая, соответствующая расчету LLCLs8x, имеет более высокий, по сравнению с кривой расчета LLCLs7x, максимум. При $t \sim 10$ пс эти кривые пересекаются и при $t > 10$ пс более резко понижается температура на границе сенсор–теплоотвод, согласно расчету LLCLs8x.

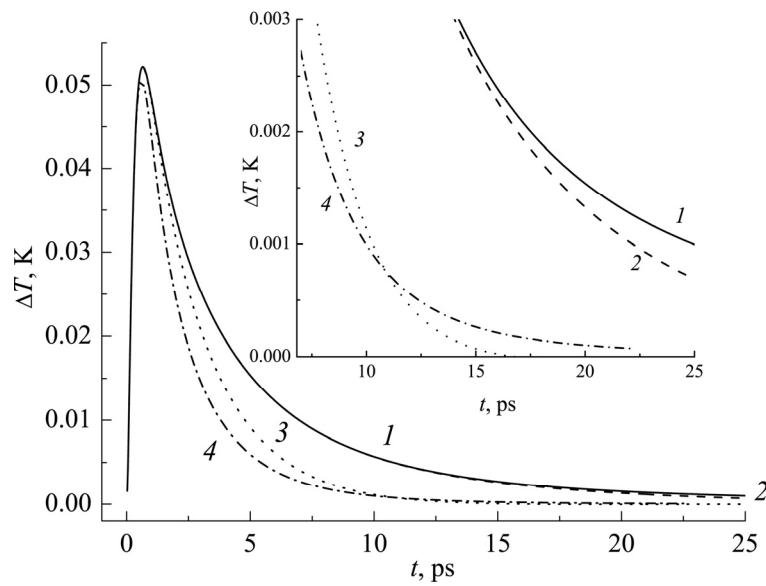


Рис.2. Временные зависимости ΔT по результатам расчетов: 1 – LLCLs5x, 2 – LLCLs6x, 3 – LLCLs7x и 4 – LLCLs8x.

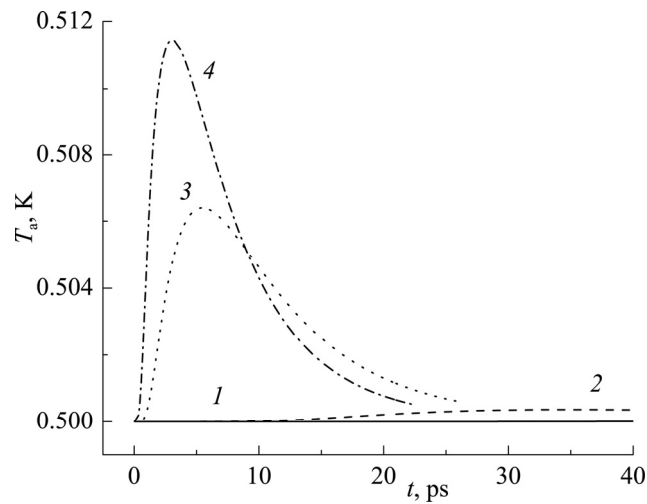


Рис.3. Временные зависимости температуры на границе сенсор–теплоотвод по расчетам: 1 – LLCLs5x, 2 – LLCLs6x, 3 – LLCLs7x и 4 – LLCLs8x.

Временные зависимости температуры на концах сенсора по этим двум расчетам приведены на рис.4. Кривые 1 и 3 соответствуют временной зависимости температуры на границе поглотитель–сенсор, кривые 2 и 4 – границе сенсор–теплоотвод. Кривые 1 и 2 построены по данным расчета LLCLs7x, а кривые 3 и 4 – по данным расчета LLCLs8x. Как видно из рисунка, разность температур на границах сенсора уменьшается до фонового значения $T_b = 10^{-4} \text{ K}$ у

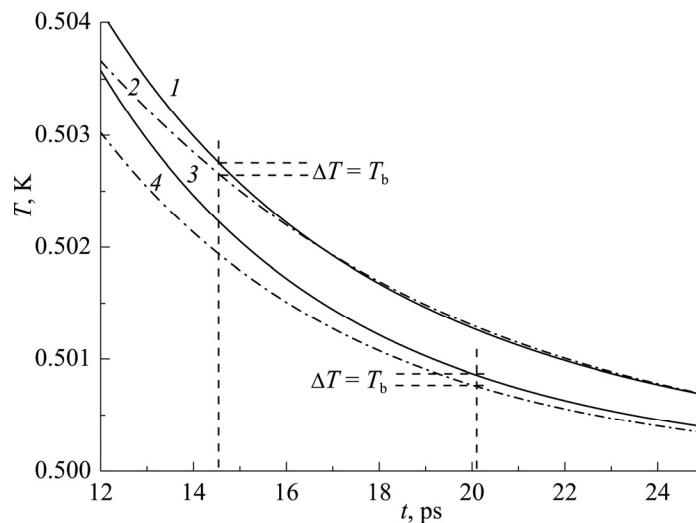


Рис.4. Временные зависимости температуры на границах поглотитель-сенсор (1 и 3) и сенсор-теплоотвод (2 и 4) по расчетам: 1, 2 – LLCLs7х, 3 и 4 – LLCLs8х.

рассматриваемых двух расчетов по-разному. По расчету LLCLs7х параметр ΔT уменьшается до фонового значения за время, прошедшее с момента поглощения фотона равное 14.52 пс, а по расчету LLCLs8х за 20.01 пс, причем в случае расчета LLCLs7х это происходит при более высокой температуре сенсора. В соответствии с этим и наблюдается большее значение t_b для сенсора с длиной 0.05 мкм, чем для сенсора с длиной 0.1 мкм. При больших значениях l все проще и понятнее. Тепло из поглотителя в теплоотвод быстрее перетекает через более короткий сенсор.

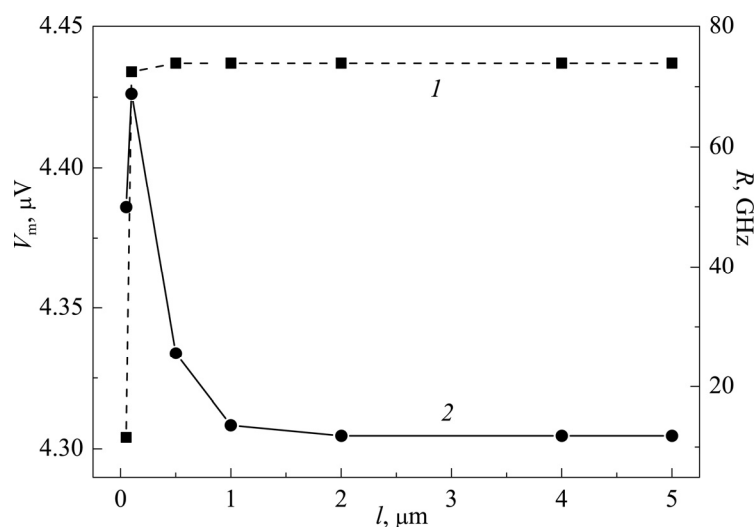


Рис.5. Зависимости параметров V_m (1) и R (2) от длины сенсора l по данным расчетов LLCLs1х–LLCLs8х.

Зависимости от длины сенсора основных параметров чувствительной ячейки TSPD с поглотителем LaB_6 и сенсором $(\text{La}_{0.99}\text{Ce}_{0.01})\text{B}_6$ по данным расчетов LLCLs1x–LLCLs8x приведены на рис.5. Видно, что при изменении длины сенсора в широком интервале 5–0.1 мкм максимальное напряжение V_m остается на уровне 4.4 мкВ, в то время как скорость счета R возрастает в несколько раз с уменьшением длины сенсора, достигая 68.8 ГГц при $l = 0.1$ мкм. Именно это значение l можно считать оптимальным для обеспечения одновременно и высокого сигнала и высокой скорости счета.

4.2. Регистрация фотонов чувствительным элементом TSPD с поглотителем LaB_6 и сенсором CeB_6

В нижней части табл.2 приведены характеристики чувствительного элемента TSPD с поглотителем LaB_6 и сенсором CeB_6 . Расчеты проводились для рабочей температуры детектора 9 К. По сравнению с параметрами чувствительного элемента с сенсором $(\text{La}_{0.99}\text{Ce}_{0.01})\text{B}_6$, при одинаковых геометрических размерах поглотителя и сенсора, получаются значения параметра ΔT_m на порядок меньше, а времена спада сигнала до фонового значения на два порядка больше. Зависимости параметров V_m и R от длины сенсора приведены на рис. 6. Значения параметра V_m на уровне долей микровольта способны обеспечить высокую внутреннюю эффективность детектирования. Скорость счета возрастает с уменьшением длины сенсора, однако остается меньше 1 ГГц.

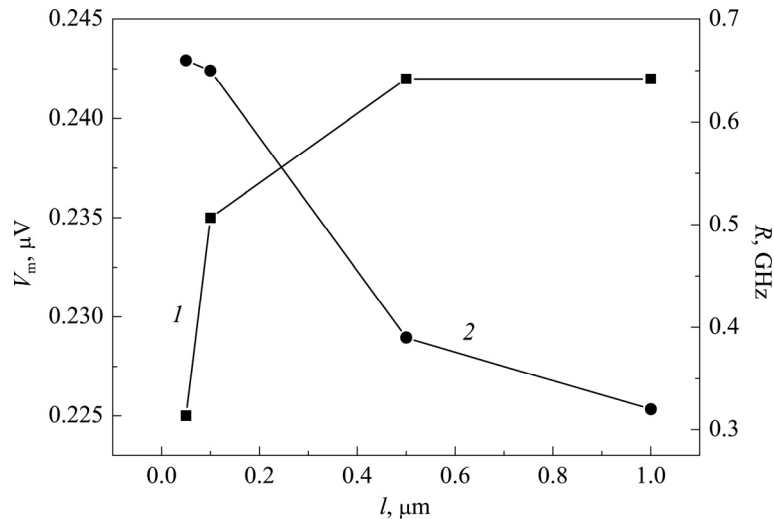


Рис.6. Зависимости параметров V_m (1) и R (2) от длины l сенсора по данным расчетов LCLs5x–LCLs8x.

Чувствительный элемент TSPD с поглотителем LaB_6 и сенсором CeB_6 может быть использован в задачах, не требующих большей, чем сотни МГц скорость счета. Немаловажным преимуществом такого детектора является то, что рабочая температура выше температуры кипения жидкого гелия.

5. Заключение

Исследованы характеристики однослойного чувствительного элемента TSPD с поглотителем LaB_6 и сенсором $(\text{La,Ce})\text{B}_6$ и CeB_6 . Полученные результаты показывают, что такой детектор может регистрировать одиночные фотоны с энергией 0.8 эВ, обеспечивая скорость счета выше десятков гигагерц и высокую системную эффективность детектирования. Чувствительный элемент с сенсором $(\text{La,Ce})\text{B}_6$ выдает сигнал на уровне микровольт со скоростью счета в десятки ГГц. Эти характеристики проявляются при рабочей температуре 0.5 К. Рабочая температура сенсора CeB_6 9 К, что является важным преимуществом, которое может быть использовано в тех задачах, где скорость счета в сотни мегагерц является достаточной.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. **R.H. Hadfield.** Nature Photonics, **3**, 696 (2009).
2. **T. Yamashita, S. Miki, H. Terai.** IEICE Transactions on Electronics, **E100-C**, 274 (2017).
3. **A. Gulian, K. Wood, D. van Vechten, G. Fritzdet.** J. Mod. Opt., **51**, 1467 (2004).
4. **В.А. Петросян.** Известия НАН Армении, Физика, **46**, 194 (2011).
5. **A. A. Kuzanyan, A. S. Kuzanyan.** Proc. SPIE, **8773**, 87730L (2013).
6. **A. Kuzanyan, V. Nikoghosyan, A. Kuzanyan.** Sensors & Transducers, **191**, 57 (2015).
7. **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).
8. **A.A. Kuzanyan, A.S. Kuzanyan, V.R. Nikoghosyan.** Sensors & Transducers, **207**, 21 (2016).
9. **А.А. Кузаныян.** Известия НАН Армении, Физика, **51**, 484 (2016).
10. **M.A. Otdal, R.J. Bell, R.W. Alexander, L.A. Newquist, M.R. Querry.** Appl. Opt., **27**, 1203 (1988).
11. **С.И. Петросян, А.А. Кузаныян, Г.Р. Бадалян, А.С. Кузаныян.** Известия НАН Армении, Физика, **53**, 208 (2018).
12. **D.S. Bethune, W.P. Risk, G.W. Pabst.** J. Modern Optics, **51**, 1359 (2004).
13. **F. Zappa, A.L. Lacaita, D. Covas, P. Lovati.** Opt. Eng., **35**, 938 (1996).
14. **В.Н. Гурин, М.М. Корсукова, М.Г. Карин, К.К. Сидорин, И.А. Смирнов, Ф.И. Шелых.** ФТТ, **22**, 715 (1980).
15. **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).
16. **H. Takeda, H. Kuno, K. Adachi.** J. Am. Ceram. Soc., **91**, 2897 (2008).
 17. **E. Sani, L. Mercatelli, M. Meucci, L. Zoli, D. Sciti.** Scientific Reports, **7**: 718, 1 (2017).
 18. **M.M. Korsukova, V.N.Gurin, Sh. Otani, Y. Ishizava.** Solid State Commun., **99**, 215 (1996).
 19. **А.А. Кузаныан, В.Р. Никогосян, А.С. Кузаныан.** Известия НАН Армении, Физика, **53**, 96 (2018).
 20. **G. Schell, H. Winter, H. Rietschel, F. Gompf.** Phys. Rev. B, **25**, 1589 (1982).
 21. **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).
 22. **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).
 23. **A.S. Kuzanyan, A.A. Kuzanyan.** Proc. SPIE, **9504**, 95040O (2015).
 24. **A.A. Kuzanyan, A.S. Kuzanyan, V.R. Nikoghosyan.** J. Phys. Conf. Ser., **673**, 012007 (2016).
 25. **А.А. Кузаныан, В.Р. Никогосян, А.С. Кузаныан.** Известия НАН Армении, Физика, **52**, 341 (2017).
 26. **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).
 27. **Y. Peysson, C. Ayache, B. Salce.** J. Magnetism and Magnetic Materials, **59**, 33 (1986).
 28. **G.T. Furukawar, T.B. Douglasr, R.E. McCoske Yr, D.C. Ginnings.** J. Research National Bureau Stand., **57**, 67 (1956).
 29. http://www.phys.ufl.edu/ireu/IREU2013/pdf_reports/Allen_Scheie_FinalReport.pdf
 30. **T. Fujita, M. Suzuki, T. Komatsubara, S. Kunii, T. Kasuya, T. Ohtsuka.** Solid State Commun., **35**, 569 (1980).
 31. **П.А. Попов, В.В. Новиков, А.А. Сидоров, Е.В. Максименко.** Неорган. мат., **43**, 1324 (2007).
 32. **D.A. Ditmars, S. Ishihara, S.S. Chang, G. Bernstein, E.D. West.** J. Res. Nat. Bur. Stand., **87**, 159 (1982).
 33. **R. Berman, E.L. Foster, J.M. Ziman.** Proc. R. Soc. Lond. A, **231**, 130 (1955).
 34. **V. Petrosyan, V. Vardanyan, V. Kuzanyan, M. Konovalov, V. Gurin, A. Kuzanyan.** Solid State Sciences, **14**, 1653 (2012).

ՀԱԶՎԱԳՅՈՒՏ ՀՈՂԵՐԻ ՀԵՔՍԱԲՈՐԴՆԵՐԻ ՀԻՄՔՈՎ ՄԻԱՖՈՏՈՆ
ԶԵՐՄԱԷԼԵՏՐԱԿԱՆ ԴԵՏԵԿՏՈՐԻ ՄԻԱՇԵՐՏ ԶԳԱՅՈՒՆ ՏԱՐԴ

Ա.Ա. ԿՈՒԶԱՆՅԱՆ, Ա.Ս. ԿՈՒԶԱՆՅԱՆ, Վ.Ռ. ՆԻԿՈԳՈՍՅԱՆ

Ներկայացված են ջերմաէլեկտրական միաֆոտոն դետեկտորի միաշերտ զգայուն տարրում 0.8 էՎ էներգիայով միակի ֆոտոնների կլանումից հետո ջերմության տարածման պրոցեսների համակարգչային մոդելավորման արդյունքները: Դիտարկված են հազվագյուտ հողային տարրերի հեքսաբորիդներից պատրաստված զգայուն տարրի

տարբեր երկրաչափություններ: Որպես կլանիչի նյութ ընտրված է լանթանի հեքսաբորիդը (LaB_6), ջերմաէլեկտրական տվիչ՝ ցերիումի հեքսաբորիդը (CeB_6) և լանթան ցերիումի հեքսաբորիդը ($\text{La}_{0.99}\text{Ce}_{0.01}\text{B}_6$): LaB_6 որպես կլանիչի նյութ ընտրելու նպատակն է ապահովել ֆոտոնների դետեկտման բարձր արդյունավետություն մոտ ինֆրակարմիր տիրույթի համար: Համակարգչային մոդելավորումը իրականացվել է սահմանափակ ծավալից ջերմության տարածման հավասարման հիման վրա՝ օգտագործելով դիֆֆերենցիալ հավասարումների համար եռաչափ մատրիցային մեթոդը: Ցույց է տրված, որ միայն հեքսաբորիդներից պատրաստված միաշերտ զգայուն տարրով միաֆոտոն դետեկտորը կունենա գիգահերցային հաշվարկի արագություն և ֆոտոնների դետեկտման ավելի բարձր արդյունավետություն ծանր մետաղից պատրաստված կլանիչով զգայուն տարրի համեմատ: Բացի այդ այսպիսի զգայուն տարրը մեխանիկորեն ավելի կայուն է մինչև աշխատանքային 0.5 և 9 K սառեցնելիս:

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

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

The results of computer simulation of the heat propagation processes in the single-layer detection pixel of single-photon thermoelectric detector after absorption of single photons with 0.8 eV energy are presented. Various geometries of detection pixel made from rare-earth hexaborides are considered. Lanthanum hexaboride (LaB_6) as the absorber material, cerium (CeB_6), and lanthanum–cerium ($\text{La}_{0.99}\text{Ce}_{0.01}\text{B}_6$) hexaborides were chosen as materials of thermoelectric sensor. Selection of LaB_6 as absorber material was aimed to provide high system efficiency of photons detection in the near IR region. Computer modeling based on the equation of heat propagation from the limited volume, using the three-dimensional matrix method for differential equations, was carried out. It is shown that a single-photon thermoelectric detector with a single-layer sensitive element made only of hexaborides will have gigahertz count rate and higher detection efficiency than the sensitive element with the heavy metal absorber. In addition, such sensitive element is mechanically more stable when it is cooled to operating temperatures of 0.5 and 9 K.

УДК 537.9

ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ГЕНЕРАТОР НА КРИСТАЛЛЕ CeB_6 : ИССЛЕДОВАНИЕ ЕГО ХАРАКТЕРИСТИК

С.Р. АРУТЮНЯН^{1,2}

¹Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

²Российско–Армянский университет, Ереван, Армения

e-mail: sergeyhar56@gmail.com

(Поступила в редакцию 30 мая 2018 г.)

Представлены экспериментальные результаты, демонстрирующие выработку электроэнергии с помощью термоэлектрического генератора на кристалле CeB_6 при температурах ниже 10 К. Исследованы зависимости выходной мощности, тока и эффективности генератора при различных мощностях внешнего нагрева, нагрузках и температуры окружающей среды. Обсуждаются особенности полученных вольт-амперных характеристик сверхпроводника, питаемого током термоэлектрического генератора.

1. Введение

Твердотельный термоэлектрический генератор (ТЭГ) является тепловым двигателем, использующим электроны в термоэлектрическом элементе в качестве рабочей жидкости [1–3]. Помимо высокой термоэдс S для эффективного преобразования энергии используемый термоэлектрический материал должен иметь высокую электрическую проводимость σ и низкую теплопроводность k . Основным параметром материала для оценки эффективности термоэлектрического преобразования энергии является параметр добротности $ZT = S^2\sigma T/k$ [1–3].

В работе [4] сообщалось о создании эффективного ТЭГ на кристалле CeB_6 , работающего при температурах ниже 10 К (рис.1). Устройство способно преобразовать энергию внешнего лазерного луча (или другого источника тепловой энергии) в полезную электрическую энергию, поставляемую в электрическую цепь (это может быть сверхпроводящее устройство). Все параметры, необходимые для определения термоэлектрической добротности ZT , измерены и представлены в работе [5]. Было также показано, что кристаллы CeB_6 (Кондометалл) имеют потенциал для создания эффективных термоэлектрических устройств, работающих при температурах ниже 10 К. В работе [4] был продемонстрирован прототип ТЭГ на кристалле CeB_6 .

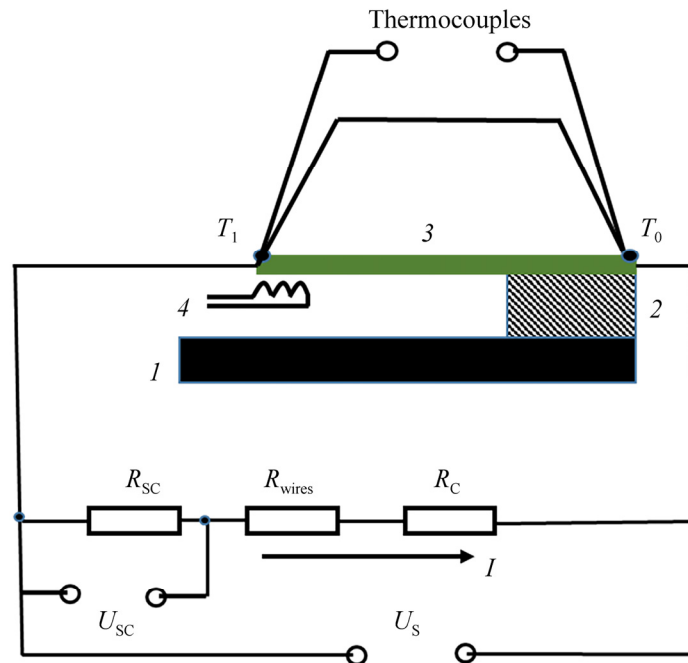


Рис.1. Схематичное представление ТЭГ на кристалле CeB_6 : 1 – медное основание, 2 – кварцевый держатель, 3 – кристалл CeB_6 и 4 – нагреватель.

В настоящей работе рассматриваются некоторые особенности производительности ТЭГ на основе кристалла CeB_6 при криогенных температурах, в частности, когда в качестве нагрузки служит фольга из сверхпроводящего материала Nb_3Sn .

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Принцип работы ТЭГ заключается в следующем: между концами термоэлектрического материала (в данном случае кристалла CeB_6) поддерживается перепад температуры $\Delta T = T_1 - T_0$, что вызывает из-за эффекта Зеебека электрический ток в замкнутой на термоэлектрический материал внешней цепи.

Величина электрического тока ТЭГ определяется выражением $I = S\Delta T / (R + r)$, где S – коэффициент Зеебека данного материала, R – внешняя нагрузка цепи и r – внутреннее сопротивление источника тока (в данном случае сопротивление кристалла). Тепловая мощность генератора обеспечивается поглощением энергии от внешнего нагревателя и может быть записана как

$$W = SIT_1 + k(T_1 - T_0) - I^2 r / 2,$$

где $Q_1 = SIT_1$ является теплом Пельтье, $Q_k = k(T_1 - T_0)$ – тепло, передаваемое

теплопроводностью кристалла и $Q_j = I^2 r/2$ – джоулево тепло, выделяемое в кристалле текущим электрическим током. С другой стороны известно, что мощность, поставляемая во внешнюю цепь генератора, зависит от сопротивления нагрузки и достигает максимального значения, когда сопротивление нагрузки равно внутреннему сопротивлению генератора ($R = r$). Эти два условия определяют свойства ТЭГ и его функциональные возможности.

Первоначально увеличение $\Delta T = (T_1 - T_0)$ приводит к увеличению тока I . При малых значениях тока, производимых ТЭГ, величина $I^2 r/2$ мала и не имеет существенного влияния на увеличение мощности ТЭГ и, следовательно, на ток, протекающий через нагрузку. Однако с повышением тока вклад $I^2 r/2$ увеличивается по причине его квадратичной зависимости от I . Поэтому при определенных значениях тока, когда $I^2 r/2$ становится сравнимым с величиной SIT_1 , может происходить перегрев кристалла, что приводит к снижению эффективности ТЭГ.

Увеличение интенсивности внешнего нагрева одновременно с увеличением ΔT приводит к повышению средней температуры кристалла, что также приводит к сокращению выходной мощности на нагрузке и уменьшению величины генерируемого тока. Интенсификация выделения джоулева тепла и одновременное повышение средней температуры кристалла приводит к выходу ТЭГ из температурной области эффективной эксплуатации, обусловленной зависимостью оптимальной (максимальной) величины Z от температуры.

Надо отметить, что величина Z кристалла CeB_6 имеет максимум при ~ 4.5 К. Кроме того, поскольку W_R зависит от величины R , абсолютные значения токов и мощности, выделяемой на нагрузке, будут различаться для различных значений нагрузок $R = R_{\text{wire}} + R_C + R_{\text{SC}}$, где R_{wire} – сопротивление медного провода, который вместе с сверхпроводящей (СП) фольгой Nb_3Sn образует внешнюю цепь, R_{SC} – сопротивление СП фольги в нормальном состоянии, R_C – суммарное контактное сопротивление цепи. Таким образом, возможности ТЭГ зависят от величины T_0 , ΔT и R . Напряжение на кристалле CeB_6 (источник) $U_S = S\Delta T - Ir$ вызвано эффектом Зеебека $S\Delta T$ и падением напряжения на внутреннем сопротивлении r . Напряжение на нагрузке $U_S = I(R) = I(R_{\text{wire}} + R_C + R_{\text{SC}}) = S\Delta T - Ir$, а на СП фольге, составляющей часть внешней цепи генератора, $U_{\text{SC}} = IR_{\text{SC}}$ вызвано текущим по цепи электрическим током. На рис.2 показано поведение напряжения U_S в зависимости от мощности внешнего нагрева W_h для различных по величине нагрузок и при температуре $T_0 = 3.5$ К.

Чем выше величина ΔT и сопротивление внешней цепи тем больше величина U_S . Когда мощность W_h (или ΔT) увеличивается, ток, протекающий через цепь, также растет, что приводит к появлению $R_{\text{SC}} > 0$ при определенной величине критического тока СП фольги и при соответствующей температуре. Таким образом, сопротивление цепи начинает увеличиваться. Значения U_S для нагрузки

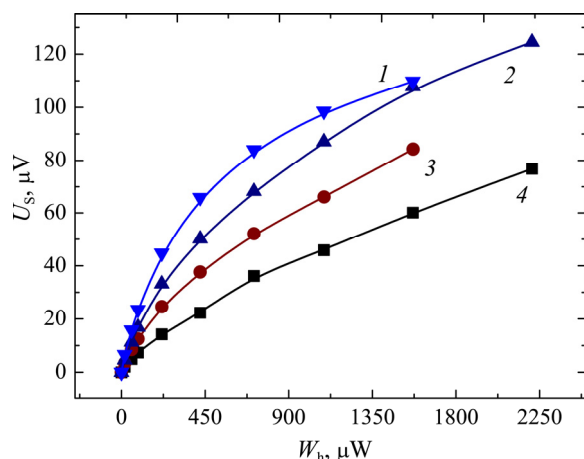


Рис.2. Напряжение, выдаваемое генератором на нагрузку, в зависимости от мощности нагревателя для различных значений нагрузки при температуре 3.5 К: 1 – 9 мОм, 2 – 3.5 мОм, 3 – 2.5 мОм и 4 – 1 мОм.

в 9 мОм при определенных величинах W_h ниже, чем значения U_s для других нагрузок, которые обусловлены более высокими значениями тока для этих нагрузок. Ток в цепи при нагрузке 9 мОм настолько мал, что не может вывести СП фольгу из сверхпроводящего состояния.

Полученные кривые $I(W_h)$ показывают, что ток увеличивается с увеличением мощности внешнего нагрева W_h или ΔT и достигает максимального значения, равного 43.6 мА для нагрузки в 1 мОм при $T_0 = 3.5$ К. Чем меньше сопротивление нагрузки, тем выше значения тока. Два процесса происходят при более высоких значениях W_h , которые приводят к уменьшению тенденции роста тока. Во-первых, имеет место перегрев кристалла, и ТЭГ покидает область оптимальной производительности. Во-вторых, при высоких значениях генерированных токов СП фольга становится несверхпроводящей, т. е. переходит в нормальное состояние и получает некоторое сопротивление, увеличивая сопротивление нагрузки цепи.

На рис.3а,б представлены вольт-амперные кривые СП фольги, полученные с помощью ТЭГ, для различных нагрузок и температур. Эти кривые подтверждают, что созданный ТЭГ является реальным рабочим устройством, которое может питать сверхпроводящее устройство и управлять им. Вольт-амперные характеристики СП фольги, полученные с помощью ТЭГ отличаются от общей тенденции существенного роста напряжения при слабом увеличении значения тока (рис.3б). Это связано с перегревом СП фольги (при больших мощностях внешнего нагрева и высоких температурах), что уменьшает значение критического тока (которое само зависит от температуры сверхпроводника, т.е. чем выше

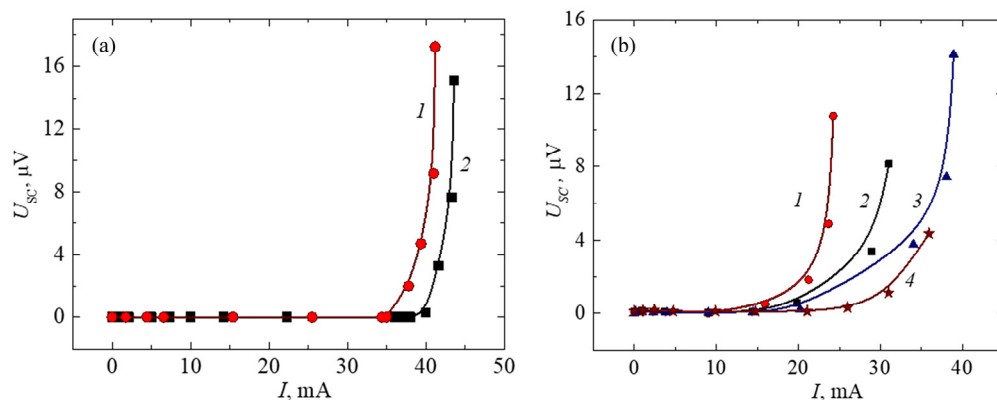


Рис.3. Вольт-амперные характеристики СП фольги при различных значениях температуры: (а) сопротивление нагрузки 1 мОм, 1 – 4.5 К и 2 – 3.5 К; (б) сопротивление нагрузки 2.5 мОм, 1 – 6.5 К, 2 – 5.5 К, 3 – 4.5 К и 4 – 3.5 К.

температура тем меньше величина критического тока данного сверхпроводника [4]). Наибольшее значение выходной мощности для данной конструкции получается для нагрузки в 2.5 мОм при температуре 3.5 К и равно 4.1 мкВт.

Эффективность (кпд) была рассчитана как $\eta = (W_R/W_h) \times 100\%$, где W_R – выходная мощность ТЭГ, рассеиваемая на нагрузке R . Наибольшее значение эффективности η ТЭГ было получено на нагрузке в 3.5 мОм при температуре 3.5 К и равно 0.22%. Максимальные значения эффективности ТЭГ в зависимости от температуры для различных сопротивлений нагрузки показаны на рис.4, который ясно отражает оптимальные условия производительности данного ТЭГ.

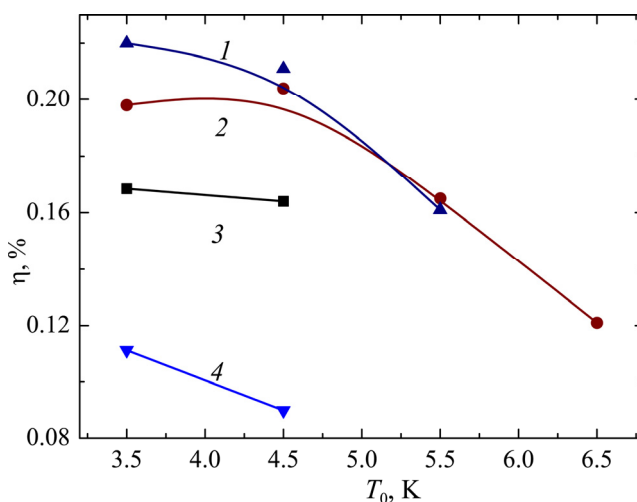


Рис.4. Эффективность ТЭГ на кристалле SeV_6 в зависимости от температуры при различных величинах сопротивления нагрузки: 1 – 3.5 мОм, 2 – 2.5 мОм, 3 – 1 мОм и 4 – 9 мОм.

3. Заключение

Приведены экспериментальные результаты, демонстрирующие выработку электроэнергии с помощью ТЭГ, работающего при криогенных температурах. ТЭГ был создан на основе монокристалла гексаборида церия CeB_6 . Полученные вольт-амперные характеристики СП фольги, питаемой ТЭГ демонстрируют возможности ТЭГ как реально работающего устройства. Вычисленная эффективность в зависимости от температуры при различных величинах сопротивления нагрузки позволяют судить об оптимальных условиях производительности данного ТЭГ.

ЛИТЕРАТУРА

1. **D.M. Rowe.** CRC Handbook of Thermoelectrics. CRC Press, Boca Raton, FL, 1995.
2. **D. Champier.** Energy Conversion and Management, **140**, 167 (2017).
3. **D. Patel, S.B. Mehta, P. Shah.** J. Emerging Technologies and Innovative Research (JETIR), **2**, 847 (2015).
4. **S.R. Harutyunyan, V.H. Vardanyan, A.S. Kuzanyan, V.R. Nikoghosyan, S. Kunii, K. Winzer, K.S. Wood, A.M. Gulian.** Appl. Phys. Lett., **87**, 194114 (2005).
5. **S.R. Harutyunyan, V.H. Vardanyan, A. Kuzanyan, V. Nikoghosyan, S. Kunii, A. Gulian.** Appl. Phys. Lett., **83**, 2142 (2003).
6. **J.A. Mydosh, H. Meissner.** Phys. Rev. A, **140**, 1568 (1965).

THERMOELECTRIC GENERATOR ON CeB_6 CRYSTAL: INVESTIGATION OF ITS CHARACTERISTICS

S.R. HARUTYUNYAN

Experimental results demonstrating generation of electric power by means of thermoelectric generator on CeB_6 crystal operating below 10 K are presented. The dependencies of the output power, current, efficiency of the generator for various power of external heating, different loads and ambient temperatures are investigated. The features of obtained current-voltage characteristics of superconductor that is supplied by the generator are discussed.

УДК 535.417

ПОДАВЛЕНИЕ ИСКАЖЕНИЙ В СХЕМЕ РЕНТГЕНОВСКОЙ ФУРЬЕ-ГОЛОГРАФИИ, ОСНОВАННОЙ НА ДВУХБЛОЧНОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ ИЗ ФРЕНЕЛЕВСКИХ ЗОННЫХ ПЛАСТИН С ОБЩЕЙ ОПТИЧЕСКОЙ ОСЬЮ

Л.А. АРУТЮНЯН

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

e-mail: levhar@ysu.am

(Поступила в редакцию 18 июня 2018 г.)

В ранее предложенной схеме рентгеновской Фурье-голографии, основанной на двухблочном интерферометре из френелевских зонных пластин с общей оптической осью, налагаются жесткие требования к размерам исследуемого образца. Несоблюдение этих условий приводит к образованию искажений в восстановленном изображении. В представленной работе исследуется механизм образования этих искажений и возможность их подавления.

1. Введение

В последние десятилетия усовершенствование технологии изготовления френелевских зонных пластин (ФЗП) послужило толчком к развитию разных направлений рентгеновской оптики, в том числе Фурье-голографии [1–4]. В этих работах ФЗП используются в качестве делителя исходного излучения и для формирования вторичного источника сферической опорной волны.

В работе [5] представлена схема Фурье-голографии для жесткого рентгеновского излучения, основанного на двухблочном интерферометре из ФЗП. Показано, что при регистрации неоднородностей образца с низкими пространственными частотами интерферометр работает в режиме деления амплитуды, с равными длинами траекторий в обоих плечах интерферометра. В случае же неоднородностей с высокими частотами интерферометр перестает работать в вышеуказанном режиме, и ужесточаются условия, налагаемые на характеристики когерентности исходного излучения.

Наряду с аналитическими исследованиями представленной схемы в отмеченной работе проведено численное моделирование записи голограммы и последующее восстановление изображения предмета. Показано, что при несоблюдении требований, предъявляемых к параметрам интерферометра, необходимых

для блокировки «нежелательных» каналов распространения излучения (оно нарушено специально с целью увеличения размеров исследуемого образца), на нижней половине восстановленного изображения появляются так называемые «интерференционные искажения» в виде радиальных полос и некого «узора» под предметом.

Целью настоящей работы является исследование механизма возникновения этих искажений и возможности их устранения.

2. Схема интерферометра и механизм образования искажений

Подробная схема интерферометра для регистрации голограмм представлена на рис.1. Он состоит из двух ФЗП с общей главной оптической осью, удаленных друг от друга на расстояние $2F$ (F – фокусное расстояние первого порядка дифракции ФЗП). Предметная плоскость находится на задней фокальной плоскости второй ФЗП, а детектор голограммы – за предметной плоскостью на расстоянии F от него. Непосредственно перед первой ФЗП расположен нож с горизонтальным краем, закрывающий более половины зонной пластины. В предметной плоскости находится непрозрачный экран, с квадратным окном для предмета и круглой диафрагмой с центром на оптической оси для опорной волны. В плоскость голограммы введена координатная система $(\tilde{x}, \tilde{y})$ с началом координат в точке пересечения голограммы с оптической осью. Ось $\tilde{x}$ направлена по горизонтали, а ось $\tilde{y}$ – вверх по вертикали. Аналогичная координатная система (x, y) с началом координат в центре восстановленного изображения введена в плоскость изображения.

Предметная волна формируется дифракциями первого порядка на обеих ФЗП. Образованный при этом параллельный пучок, проходя сквозь исследуемый объект, падает на голограмму. Опорная волна формируется волной, проходящей

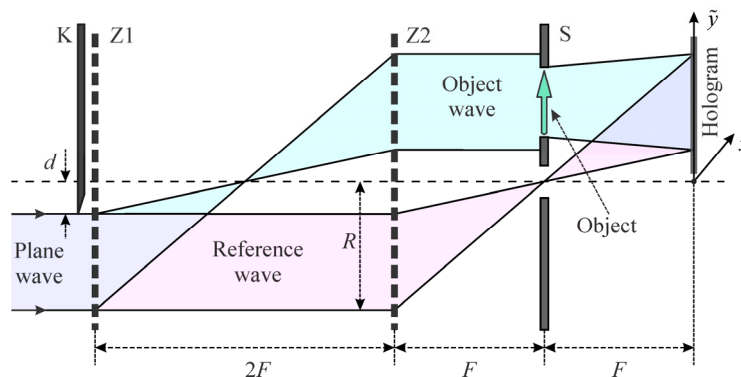


Рис.1. Схема интерферометра для записи голограммы: Z1 и Z2 – первая и вторая ФЗП, соответственно, K – нож и S – экран в предметной плоскости.

без дифракции (нулевой порядок дифракции) от первой ФЗП и дифрагированной в первом порядке на второй. Фокусируясь после этого в предметной плоскости и переходя сквозь диафрагму, образованная сферическая волна падает на голограмму и интерферирует с предметной волной.

Рассмотренный интерферометр сходен с ранее представленным трехблочным интерферометром из ФЗП [6] для отображения рентгеновского фазового контраста [7, 8] с тем основным отличием, что предметная плоскость перемещена в фокальную плоскость второго блока, а детектор голограммы размещен на месте третьего блока.

Обозначим через (n, m) волновой канал интерферометра, образованный дифракциями n -ого и m -ого порядков, соответственно, на первом и втором блоках интерферометра. С учетом только 0, -1 и $+1$ порядков дифракции в интерферометре останется 9 каналов распространения. Из них $(+1, +1)$ и $(0, +1)$ – предметная и опорная волны, соответственно. Рассмотрим поведение остальных 7 каналов. В приближении геометрической оптики построением траекторий лучей можно показать, что пять из этих каналов – $(0, 0)$, $(0, -1)$, $(-1, 0)$, $(-1, +1)$ и $(-1, -1)$ – полностью поглощаются нижней половиной экрана на предметной плоскости, если радиус центральной диафрагмы меньше расстояния (d) края ножа от оптической оси (в рассмотренном нами случае радиус диафрагмы выбран $d/2$).

Рассмотрим канал распространения $(+1, 0)$. При условии

$$d > R/3, \quad (1)$$

где R – радиус ФЗП, канал $(+1, 0)$ не пересекается с голограммой. В случае же несоблюдения этого условия, что предпочтительно с точки зрения увеличения размеров исследуемого образца, часть канала $(+1, 0)$ падает на голограмму. Если интерференция между опорной и предметной волнами образует изображение предмета, то интерференция канала $(+1, 0)$ с этими волнами приводит к образованию двух типов искажений на восстановленном изображении. Искажения, образованные в результате интерференции между каналом $(+1, 0)$ и опорной волной обозначим через D_{ref} , а искажения, соответствующие интерференции канала $(+1, 0)$ с предметной волной – через D_{obj} .

Рассмотрим местоположение этих, так называемых «интерференционных искажений». На рис.2 приведены траектории лучей канала $(+1, 0)$, опорной и предметной волн, собирающихся в определенной точке (P') голограммы. Как видно из рисунка, углы между этими лучами связаны соотношениями

$$\varphi_{D,\text{ref}} = (2/3)\varphi_0, \quad \varphi_{D,\text{obj}} = (1/3)\varphi_0, \quad (2)$$

где φ_0 – угол между лучами опорной и предметной волн, $\varphi_{D,\text{ref}}$ – угол между

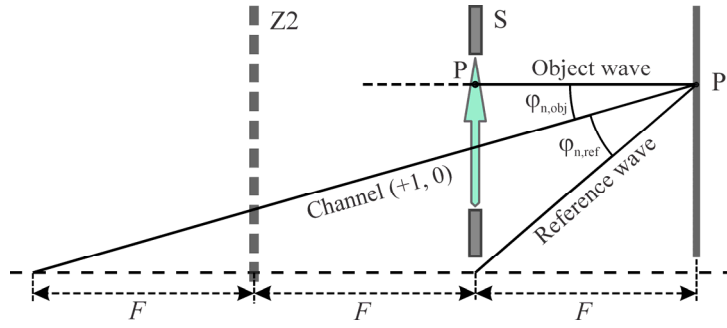


Рис.2. К расчетам местоположений «интерференционных искажений».

лучами канала $(+1, 0)$ и опорной волны, а $\varphi_{D,obj}$ – угол между лучами канала $(+1, 0)$ и предметной волны.

Поскольку восстановление изображения сводится к двумерному обратному Фурье-преобразованию распределения интенсивности голограммы [9], то отображение интерференционной картины на восстановленном изображении удалено от начала координат на расстояние, пропорциональное углу между интерферирующими пучками, в направлении, перпендикулярном к интерференционным полосам. Отсюда, с учетом (2), получим соотношения для y -координат отображений интерференционных картин в окрестности точки P' голограммы:

$$y_{D,ref} = (2/3)y_0, \quad y_{D,obj} = (1/3)y_0. \quad (3)$$

Здесь $y_{D,ref}$ и $y_{D,obj}$ соответствуют искажениям D_{ref} и D_{obj} , соответственно, а y_0 – изображению точки P предмета (см. рис.2). При выборе масштаба восстановления 1:1, имеем $y_0 = \tilde{y}_0$, где $\tilde{y}_0$ – $\tilde{y}$ -координата точки P' на голограмме.

Аналогичные оценки для канала $(+1, -1)$, образующего искажения D'_{ref} и D'_{obj} , приводят к соотношениям

$$d > R/5, \quad (4)$$

$$\varphi'_{D,ref} = 0.6\varphi_0, \quad \varphi'_{D,obj} = 0.4\varphi_0, \quad (5)$$

$$y'_{D,ref} = 0.6y_0, \quad y'_{D,obj} = 0.4y_0 \quad (6)$$

вместо старых (1)–(3), соответственно. Введенные здесь новые обозначения отличаются от старых прибавлением верхнего штриха. При оценке искажений, следует иметь ввиду, что на голограмме интенсивность канала $(+1, -1)$ меньше интенсивности канала $(+1, 0)$.

Интерференция между каналами $(+1, 0)$ и $(+1, -1)$ не рассматривается, так как в этом случае угол интерферирующих лучей слишком мал и соответствующие искажения довольно близко расположены к началу координат.

На рис.3а,б приведены соответственно исходный объект и восстановленное из голограммы его изображение. Горизонтальными линиями на рис.3б отмечены границы «интерференционных искажений» при малых значениях x , определенных согласно формулам (3) и (6), с учетом возможного усечения каналов $(+1, 0)$ и $(+1, -1)$ при прохождении через предметную плоскость. Как видно из рисунка, приведенные значения соответствуют восстановленному изображению, за исключением нижней границы искажения D_{ref} , что может быть объяснено дифракцией канала $(+1, 0)$ на краю ножа К (см. рис.1).

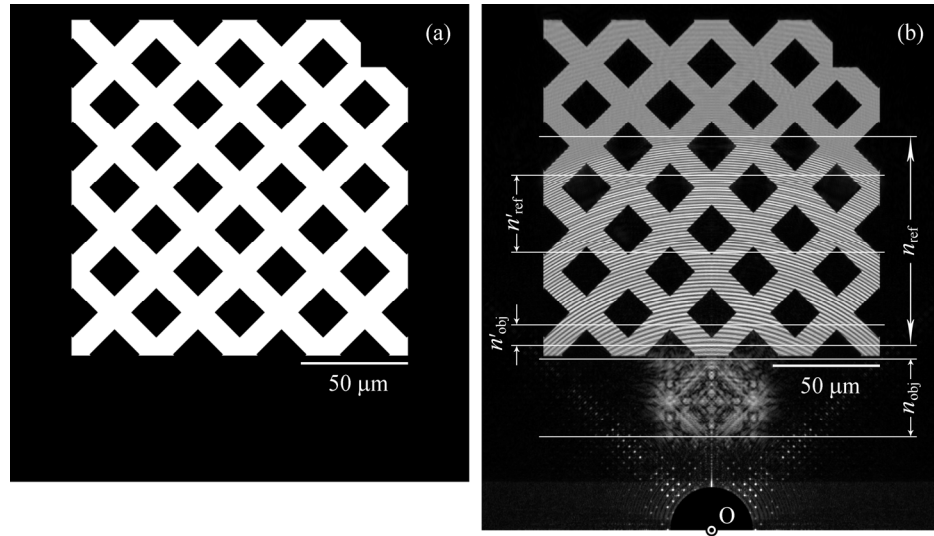


Рис.3. (а) Исследуемый предмет и (б) его изображение, восстановленное из голограммы, с отмеченными областями «интерференционных искажений». Точка О на рис.3б – начало осей координат (x, y). Внизу восстановленного изображения заметна тень непрозрачного полукруга, расположенного с целью подавления центрального изображения.

Расчеты проведены для использованных в работе [5] численных значений основных параметров эксперимента, а именно: длина волны рентгеновского излучения $\lambda = 0.1$ нм, радиус ФЗП $R = 275.7$ мкм, ширина последней зоны Френеля $\Delta R = 181.5$ нм, фокальное расстояние первого порядка дифракции $F = 1$ м, глубина травления зонной структуры кремниевых ФЗП $h = 9.48$ мкм и расстояние края ножа от оптической оси интерферометра $d = 43.1$ мкм.

3. Подавление искажений восстановленного изображения

В основе рассматриваемого метода подавления искажений лежит обстоятельство, согласно которому «интерференционные искажения» и основные компоненты изображения объекта в определенной точке восстановленного

изображении формируются из разных областей голограммы. Из соотношений (3) и (6) для $\tilde{y}$ -координат областей голограммы, ответственных за формирование искажений D_{ref} , D_{obj} , D'_{ref} и D'_{obj} и за низкочастотные компоненты изображения предмета в определенной точке изображения (обозначим их как $\tilde{y}_{D,\text{ref}}$, $\tilde{y}_{D,\text{obj}}$, $\tilde{y}'_{D,\text{ref}}$, $\tilde{y}'_{D,\text{obj}}$ и $\tilde{y}_0$, соответственно) получим выражения

$$\begin{aligned}\tilde{y}_{D,\text{ref}} &= 1.5y_0, & \tilde{y}_{D,\text{obj}} &= 3y_0, \\ \tilde{y}'_{D,\text{ref}} &= (5/3)y_0, & \tilde{y}'_{D,\text{obj}} &= 2.5y_0, \\ \tilde{y}_0 &= y_0.\end{aligned}\tag{7}$$

где y_0 – y -координата рассматриваемой точки изображения. Исходя из этих соотношений предлагается следующий механизм подавлений «интерференционных искажений». При восстановлении определенного участка изображения затемняются участки голограммы, формирующие искажения в этой области изображения, и оставляется открытой область, дающая основной вклад в формирование изображения самого предмета.

Таким образом, восстановление изображения предмета проводится не одним шагом, а послойно с горизонтальными слоями. При каждом шаге затемняется часть голограммы с $\tilde{y} > \alpha y_{\text{min}}$ ($1 < \alpha < 1.5$), где y_{min} – нижний край восстанавливаемого слоя. Согласно соотношениям (7), указанным затемнением блокируются «интерференционные искажения» выше линии $y = (\alpha/1.5)y_{\text{min}} < y_{\text{min}}$ изображения, а следовательно, и на рассматриваемом слое. Чем уже

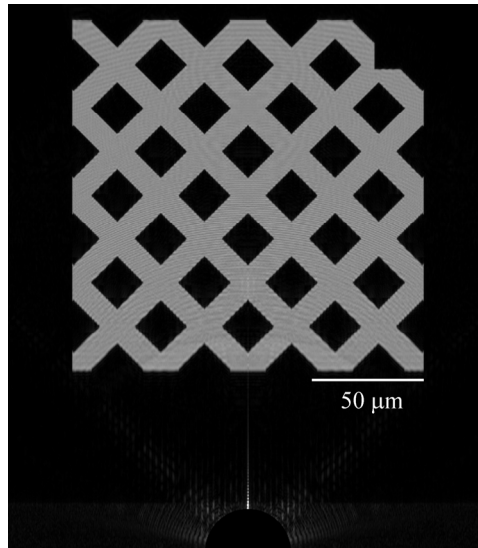


Рис.4. Изображение предмета, восстановленное «послойным» методом.

восстанавливаемая полоса, тем больше расстояние между его верхней границей и затемненной областью и, соответственно, тем меньше высокочастотных пространственных компонент будут потеряны при восстановлении изображения из-за затемнения части голограммы. Результат такого послойного восстановления для рассмотренного на рис.3 случая представлен на рис.4. При восстановлении изображения ширина полос выбрана $\Delta y = 0.05 y_{\min}$, и $\alpha = 1.4$. Отметим, что представленный многошаговый подход увеличивает лишь процессорное время численных расчетов, оставляя неизменным продолжительность измерений.

4. Заключение

Работа посвящена исследованию так называемых «интерференционных искажений» возникающих в восстановленном изображении ранее предложенной схемы рентгеновской Фурье-голографии с использованием интерферометра из двух ФЗП [5]. Хотя отмеченные искажения исчезают при достаточно большом размере ножа, расположенного перед первым блоком интерферометра (см. рис.1 и условие (1)), такой подход нежелателен из-за малого поперечного сечения оставшегося излучения, а следовательно, и размера исследуемого образца.

Предложена так называемая «послойная» схема восстановления изображения предмета, позволяющая подавлять вышеотмеченные искажения. Недостатком этой схемы является понижение разрешающей способности восстановленного изображения, являющееся следствием «затемнения» определенных частей голограммы, по ходу послойного восстановления изображения.

Автор благодарит М.К. Баляна за обсуждение работы и ценные советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. I. McNulty, J. Kirz, C. Jacobsen, E.H. Anderson, M.R. Howells, D.P. Kern. Science, **256**, 1009 (1992).
2. W. Leitenberger, A. Snigirev. J. Appl. Phys., **90**, 538 (2001).
3. N. Watanabe, H. Yokosuka, T. Ohigashi, H. Takano, A. Takeuchi, Y. Suzuki, S. Aoki. J. Phys. IV France, **104**, 551 (2003).
4. N. Watanabe, H. Yokosuka, T. Ohigashi, H. Takano, A. Takeuchi, Y. Suzuki, S. Aoki. AIP Conf. Proc., **705**, 1340 (2004).
5. M. Balyan, L. Haroutunyan. J. Synchrotron Rad., **25**, 241 (2018).
6. Л.А. Арутюнян. Изв. НАН Армении, Физика, **50**, 390 (2015).
7. Л.А. Арутюнян. Изв. НАН Армении, Физика, **51**, 381 (2016).
8. L.A. Haroutunyan. Proceedings of the YSU, Physical and Mathematical Sciences, **51**, 101 (2017).
9. Оптическая голография, под ред. Г. Колфилда, т.1. Москва, Мир, 1982.

ԱՂԱՎԱՂՈՒՄՆԵՐԻ ՃՆՇՈՒՄԸ ԸՆԴՀԱՆՈՒՐ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԱՌԱՆՅՔՈՎ
ՖՐԵՆԵԼՅԱՆ ԳՈՏԻԱԿԱՆ ԹԻԹԵՂՆԵՐԻՑ ԲԱՂԿԱՑԱԾ
ԵՐԿԲԼՈՎ ԻՆՏԵՐՖԵՐԱԶԱՓԻ ՎՐԱ ՀԻՄՆՎԱԾ
ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՖՈՒՐԻԵ-ՀՈԼՈԳՐԱՖԻԱՅԻ ՍԽԵՄԱՅՈՒՄ

Լ.Ա. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Ընդհանուր օպտիկական առանցքով ֆրենելյան գոտիական թիթեղներից բաղկացած երկբլոկ ինտերֆերաչափի վրա հիմնված ռենտգենյան Ֆուրիե-հոլոգրաֆիայի արդեն ներկայացված սխեմայում խիստ սահմանափակումներ են դրվում ուսումնասիրվող նմուշի չափերի նկատմամբ: Այս սահմանափակումների անտեսումը բերում է վերականգնված պատկերի աղավաղման: Ներկայացված աշխատանքում հետազոտվում է այդ աղավաղումների առաջացման մեխանիզմը և նրանց ճնշման հնարավորությունը:

SUPPRESSION OF DISTORTIONS IN THE X-RAY FOURIER-TRANSFORM
HOLOGRAPHY SCHEME BASED ON THE TWO-BLOCK FRESNEL ZONE
PLATE INTERFEROMETER WITH COMMON OPTICAL AXIS

L.A. HAROUTUNYAN

Strict requirements were imposed on the sizes of testing sample in the previously suggested scheme of hard X-ray Fourier-transform holography based on a two-block Fresnel zone plate interferometer with common optical axis. The failure of these requirements leads to appearance of distortions in the reconstructed image. In this work, the mechanism of distortion formation, as well as possibility of its suppression are considered.

УДК 548.732

ВОЗМОЖНОСТЬ ДВУМЕРНОЙ ФОКУСИРОВКИ ОТРАЖЕННОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ МОНОКРИСТАЛЛА КВАРЦА ПРИ НАЛИЧИИ ВНЕШНЕГО ТЕМПЕРАТУРНОГО ГРАДИЕНТА

В.Р. КОЧАРЯН^{1,2*}, А.Е. МОВСИСЯН², А.С. ГОГОЛЕВ¹

¹Национальный исследовательский томский политехнический
университет, Томск, Россия

²Институт прикладных проблем физики НАН Армении, Ереван, Армения

*e-mail: vahan2@yandex.ru

(Поступила в редакцию 8 июня 2018 г.)

Экспериментально исследовано отражение Лауэ от монокристалла кварца при наличии температурного градиента, который приложен перпендикулярно к отражающим атомным плоскостям ($10\bar{1}1$) так, что приводит к двумерному изгибу этих плоскостей. Показано, что приложенный к кристаллу таким образом температурный градиент приводит к двумерной фокусировке отраженного рентгеновского излучения. При увеличении температурного градиента фокус рентгеновских лучей приближается к кристаллу быстрее в плоскости отражения, чем в перпендикулярной плоскости.

1. Введение

Разработка и совершенствование новых методов управления параметрами рентгеновского излучения имеет важное значение для создания новых, более чувствительных и универсальных рентгенооптических элементов, важных для развития методов томографии биологических объектов с микро- и наноразрешением, определения совершенства микро- и наноструктур и т. д.. Одной из важнейших задач в управлении параметрами рентгеновского излучения является его фокусировка. Методы фокусировки рентгеновского излучения быстро развиваются в связи с развитием рентгеновских источников и технологий изготовления фокусирующих элементов. В основе разработки и создания фокусирующих элементов лежат явления преломления, отражения и дифракции. В некоторых традиционных фокусирующих приборах рентгеновского излучения используются зонные пластинки Френеля [1, 2], преломляющие элементы [3] или элементы полного внутреннего отражения [4]. Границы применимости этих элементов определяются показателем преломления материалов, из которых они

изготовлены. В некоторых фокусирующих приборах используются многослойные структуры с переменными толщинами слоев [5] и изогнутые монокристаллы [6–8], от которых дифрагированное рентгеновское излучение фокусируется. Рентгеновские лучи, как правило, требуют чрезвычайно высокой точности изготовления элементов, даже для приблизительных конфигураций.

В современных фокусирующих системах важным требованием является точное управление положением фокуса, что можно реализовать с помощью управляемого изгиба кристаллических плоскостей линз (монокристаллов) с помощью внешних воздействий (акустические колебания, температурный градиент) [9–12]. Как известно, с помощью температурного градиента, приложенного перпендикулярно к атомным плоскостям $(10\bar{1}1)$ монокристалла кварца x -среза, можно управлять радиусом изгиба атомных плоскостей [13] и межплоскостным расстоянием [14]. В этих работах одна из граней прямоугольного параллелепипеда кварца, которая параллельна атомным плоскостям $(10\bar{1}1)$, нагревается, а другие грани находятся в режиме свободного теплообмена с окружающей средой (воздух). В таких условиях, как показано в работах [10–14], отраженное рентгеновское излучение фокусируется только в плоскости отражения, т. е. атомные плоскости изгибаются вокруг перпендикулярной оси отражающих плоскостей [15, 16].

Целью настоящей работы является исследование явления дифракции рентгеновского излучения от монокристалла кварца при наличии такого температурного градиента, который создает двумерный изгиб, который, в свою очередь, приводит к двумерной фокусировке отраженного рентгеновского излучения.

2. Экспериментальная часть и результаты

В эксперименте использован белый спектр рентгеновского излучения от рентгеновской трубки Ag БСВ-29 при напряжении 50 кВ и с анодным током 4 мА. Фокусное пятно трубки 0.4×0.8 мм². На расстоянии 13 см от источника установлена щель диаметром 0.5 мм для двумерной коллимации рентгеновского излучения. Исследуемый образец установлен на расстоянии 19.5 см от щели. На расстояниях 20 и 40 см от образца, перпендикулярно к распространению пучка, был установлен двухкоординатный детектор рентгеновского излучения, матрица которого составляла 256×256 пикселей, а размер каждого пикселя (разрешение) 55×55 мкм². Схема эксперимента приведена на рис. 1. Образец представлял прямоугольную пластину монокристалла кварца x -среза площадью 3×3 см² и толщиной 0.7 см. Кристаллический образец изготовлен таким образом, чтобы одно из ребер располагалось параллельно семейству атомных плоскостей $(10\bar{1}1)$. В

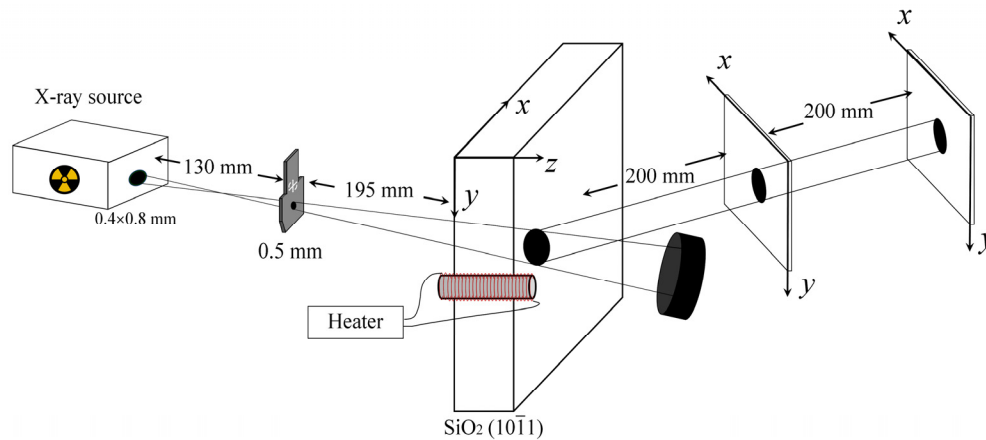


Рис.1. Схема эксперимента.

центральной части этого ребра размещался цилиндрический нагреватель длиной 1 см и диаметром 1 мм, а остальные ребра находились в свободном теплообмене с воздухом, как представлено на рис.1. Нагреватель с такой геометрией создает температурный градиент в монокристалле кварца не только перпендикулярно к отражающим атомным плоскостям ($10\bar{1}1$), но и обеспечивает температурный градиент от центра кристалла к другим ребрами, то есть в направлениях y - и z -осей.

В работе [17] было показано, что нормальная компонента температурного градиента к отражающим атомным плоскостям, которая совпадает с осью x на рис.1, приводит только к изменению межплоскостных расстояний, а тангенциальная компонента приводит к изгибу этих атомных плоскостей.

Как отмечалось выше, в описанной геометрии эксперимента создается температурный градиент по осям y и z от центра монокристалла. В нашем случае эти оси параллельны отражающим атомным плоскостям ($10\bar{1}1$), то есть создается соответствующее условие для двумерного изгиба этих плоскостей. Ось нагревателя установлена параллельно оси z , что приводит к большему значению температурного градиента по оси y , чем по оси z . Такая геометрия была выбрана специально, чтобы радиус кривизны, обратно пропорциональный величине температурного градиента, отражающих атомных плоскостей ($10\bar{1}1$) был меньше по оси y , чем по оси z . В экспериментах температура нагревателя изменялась от комнатной температуры (18°C) до 400°C .

На разных расстояниях от монокристалла кварца регистрировалось фронтальное распределение интенсивности отраженного рентгеновского излучения с энергией 40 кэВ от отражающих атомных плоскостей ($10\bar{1}1$) при разных значениях температуры нагревателя. В ходе эксперимента наблюдалось многократное

увеличение интегральной интенсивности отраженного рентгеновского излучения в зависимости от увеличения температуры нагревателя.

На рис.2 приведены распределения интенсивности отраженного рентгеновского излучения по x на разных расстояниях от монокристалла кварца при разных значениях температуры нагревателя.

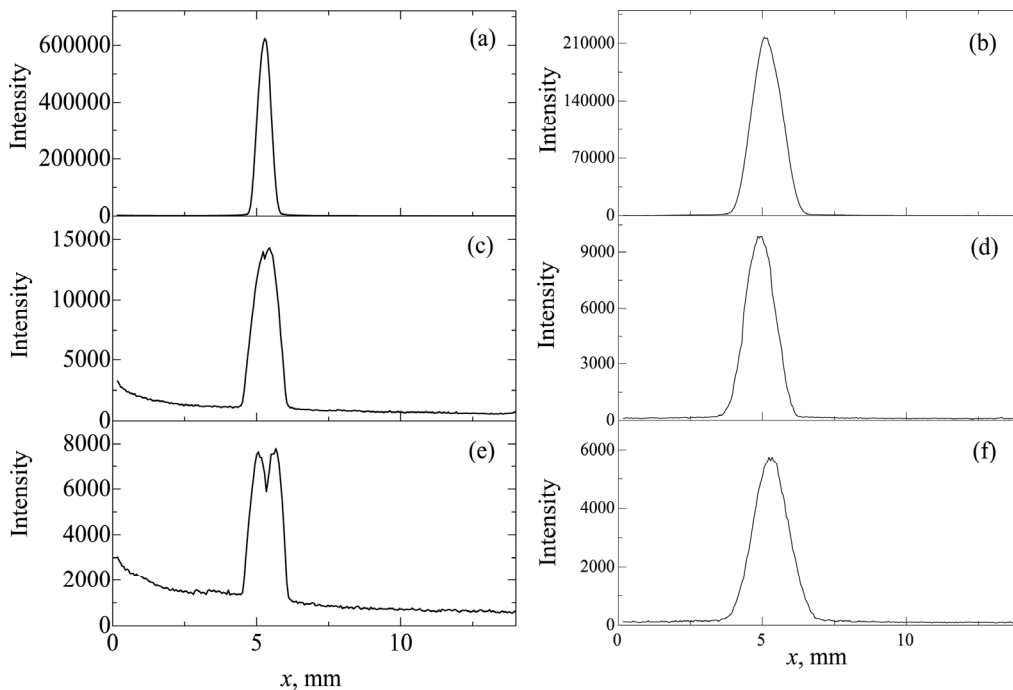


Рис.2. Распределение интенсивности отраженного рентгеновского излучения с энергией 40 кэВ в плоскости отражения на расстояниях 20 см (а, с, е) и 40 см (b, d, f) от монокристалла кварца при разных значениях температуры нагревателя: 400°C (а, b), 70°C (с, d) и 18°C (е, f).

На рис.3 приведены распределения интенсивности отраженного рентгеновского излучения по y на разных расстояниях от монокристалла кварца при разных значениях температуры нагревателя.

На рис.4 приведены фронтальные распределения интенсивности отраженного рентгеновского излучения на расстояниях 20 и 40 см от монокристалла кварца при разных значениях температуры нагревателя (18, 70 и 400°C).

3. Обсуждение результатов

Из приведенных на рис.2 распределений интенсивности отраженного рентгеновского излучения на расстояниях 20 и 40 см от монокристалла при отсутствии внешних воздействий (18°C) видно, что при удалении от монокристалла пучок в плоскости отражения имеет слабое расхождение. Из рис.3 чётко видно,

что в перпендикулярном направлении к плоскости отражения без внешних воздействий отраженное рентгеновское излучение имеет значительную расходимость, которая составляет $\sim 34'$ и обусловлена коллимацией первичного пучка.

Из рис.2 следует, что когда температура нагревателя составляет 70°C , интенсивность отраженного пучка увеличивается почти в два раза и распределение интенсивности на расстоянии 20 см значительно изменяется (центральная часть становится более интенсивной, чем крайние). Несмотря на это, в плоскости отражения на расстоянии 20 см сечение рентгеновского пучка не меняется, а на расстоянии 40 см немного уменьшается, т. е. в плоскости отражения рентгеновский пучок не расходится. Из рис.3 следует, что в перпендикулярном направлении к плоскости отражения при температуре нагревателя 70°C соответственно на расстояниях от кристалла 20 и 40 см поперечные сечения рентгеновских пучков почти не изменяются по сравнению со случаями без внешних воздействий.

Из рис.2 и 3 видно, что когда температура нагревателя достигает 400°C , интенсивность отраженного пучка увеличивается на два порядка. Параллельно этому на расстоянии 20 см кривая распределения интенсивности отраженного рентгеновского пучка в плоскости отражения почти в два раза сужается, а на

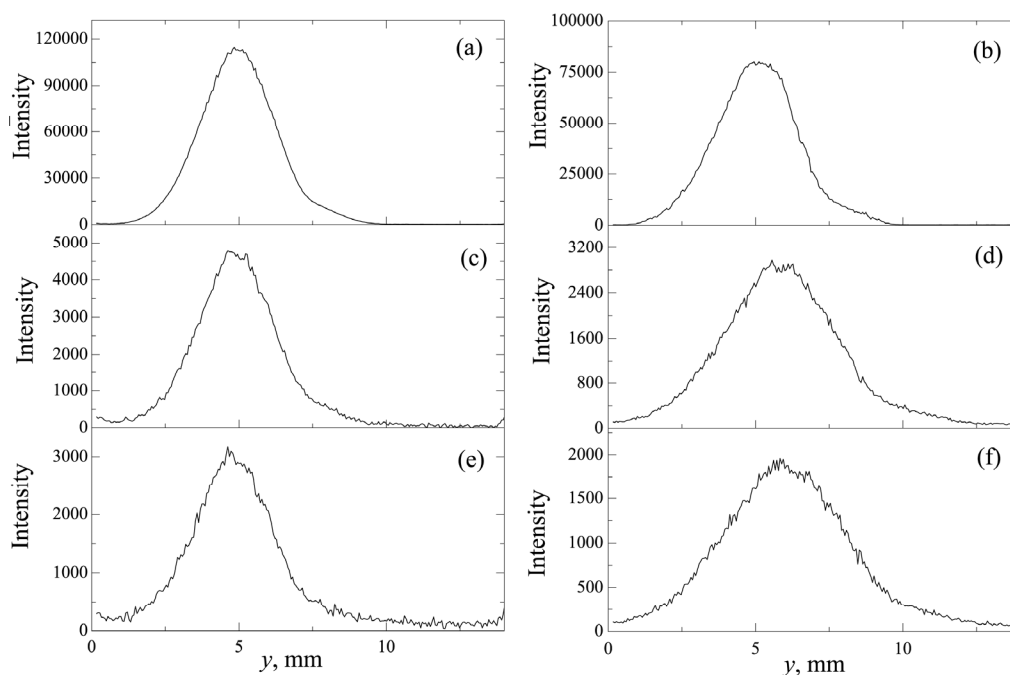


Рис.3. Распределение интенсивности отраженного рентгеновского излучения с энергией 40 кэВ перпендикулярно к плоскости отражения на расстояниях 20 см (a, c, e) и 40 см (b, d, f) от монокристалла кварца при разных значениях температуры нагревателя: 400°C (a, b), 70°C (c, d) и 18°C (e, f).

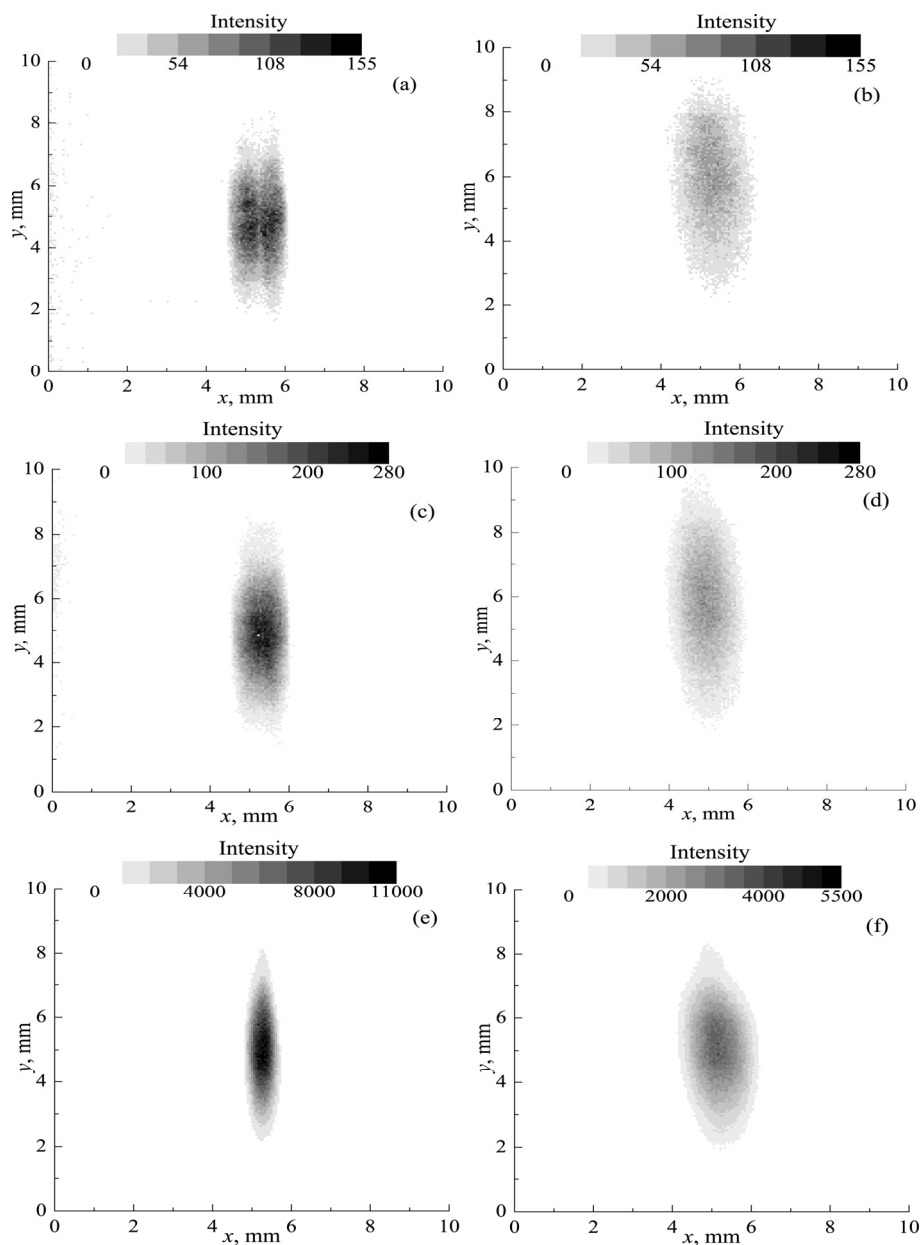


Рис.4. Фронтальное распределение интенсивности отраженного рентгеновского излучения с энергией 40 кэВ на расстояниях 20 см (а, с, е) и 40 см (b, d, f) от монокристалла кварца при разных значениях температуры нагревателя: 18°C (а, b), 70°C (с, d) и 400°C (е, f).

расстоянии 40 см увеличивается по сравнению со случаем без внешних воздействий. Из рис.3 следует, что в перпендикулярном направлении при температуре нагревателя 400°C на расстоянии 20 см ширина кривой распределения интенсивности рентгеновского пучка не меняется, а на расстоянии 40 см кривая

значительно сужается по сравнению со случаем без внешних воздействий и рентгеновский пучок не расходится.

Это более наглядно демонстрирует рис.4, где приведены фронтальные распределения интенсивностей на расстояниях 20 и 40 см от монокристалла кварца при температуре нагревателя соответственно 18, 70 и 400°С.

Учитывая то, что пространственное разрешение детектора в горизонтальном и вертикальном направлениях составляет 55 мкм, то можно на этих изображениях измерять угловую ширину рентгеновского излучения во взаимно-перпендикулярных направлениях с точностью $\sim 2'$.

В табл.1 приведены значения пространственной ширины отраженного пучка (определенной на полувысоте распределения интенсивности) и угловых ширин во взаимно-перпендикулярных направлениях на расстояниях 20 и 40 см при температуре нагревателя 18, 70 и 400°С. В таблице Δx_1 и Δx_2 – пространственные ширины пучка в плоскости отражения, а Δy_1 и Δy_2 – пространственные ширины пучка в перпендикулярной плоскости на расстояниях 20 и 40 см, соответственно. В последних двух колонках таблицы приведены результаты измерения угловых ширин рентгеновского излучения по взаимно-перпендикулярным направлениям $\Delta\theta_x$ и $\Delta\theta_y$, соответственно. Из приведенных значений видно, что отраженное рентгеновское излучение без внешних воздействий имеет расходимость в плоскости отражения $\sim 5'$ и в перпендикулярной к ней плоскости $\sim 30'$. В плоскости отражения рентгеновское излучение фокусируется и фокус приближается к кристаллу при росте температуры нагревателя, а в перпендикулярной плоскости, где пучок имеет значительное расхождение $\sim 30'$, угол расхождения постепенно уменьшается и при температуре 400°С расхождение достигает $\sim 3'$.

Табл.1. Значения пространственной и угловой ширины отраженного пучка на расстояниях 20 и 40 см при разных температурах

$T, ^\circ\text{C}$	$\Delta x_1, \text{мм}$	$\Delta y_1, \text{мм}$	$\Delta x_2, \text{мм}$	$\Delta y_2, \text{мм}$	$\Delta\theta_x, \text{угловых минут}$	$\Delta\theta_y, \text{угловых минут}$
18	1.265	2.97	1.54	4.62	4.73	28.36
70	1.045	2.915	1.1	4.07	0.94	19.85
400	0.495	2.75	1.26	2.915	13.15	2.84

Учитывая, что мы наблюдаем отражение от белого спектра излучения анода, очевидно, что фокусировка – геометрическая и происходит благодаря изгибу отражающих атомных плоскостей. Из значений $\Delta\theta_x$ и $\Delta\theta_y$, приведенных в

табл.1, видно, что максимальная разница угловой ширины отраженного рентгеновского излучения в плоскости отражения изменяется меньше ($\sim 18'$), чем в перпендикулярной плоскости ($\sim 23'$). Это означает, что в направлении оси y , перпендикулярной плоскости отражения, радиус кривизны атомных плоскостей ($10\bar{1}1$) меньше, чем по оси z , что и предполагалось в начале эксперимента.

Следует отметить, что степень изгиба зависит от коэффициента теплового расширения по данному направлению. Следовательно, при соответствующем выборе кристалла, его среза и семейств отражающих атомных плоскостей можно обеспечить такой двумерный изгиб, при котором получится точечный фокус отраженного рентгеновского излучения.

4. Заключение

Экспериментально показано, что при наличии температурного градиента в монокристалле кварца с x -срезом в зависимости от положения и формы нагревателя можно получить двумерный изгиб отражающих атомных плоскостей ($10\bar{1}1$) и тем самым обеспечить возможность двумерной фокусировки рентгеновского излучения при отражении от этих плоскостей. Также показано, что в этих условиях интегральная интенсивность отраженного рентгеновского излучения возрастает на порядки, а угловая ширина во взаимно-перпендикулярных направлениях управляема.

Работа выполнена при поддержке Федеральной целевой программы Министерства образования и науки РФ Соглашение № 14.578.21.0198 (RFMEFI57816X0198).

ЛИТЕРАТУРА

1. C. David, B. Nöhammer, E. Ziegler. Appl. Phys. Lett., **79**, 1088 (2002).
2. M. Grigoriev, R. Fakhrtidinov, D. Irzhak, Al. Firsov, An. Firsov, A. Svintsov, A. Erko, D. Roshchupkin. Opt. Commun., **385**, 15 (2017).
3. A. Snigirev, I. Snigireva. C. R. Physique., **9**, 507 (2008).
4. H. Yumotoa, H. Mimura, S. Matsuyama, H. Hara. Rev. Scient. Instr., **76**, 063708 (2005).
5. H.C. Kang, H. Yan, R.P. Winarski, M.V. Holt, J. Maser, C. Liu, R. Conley, S. Vogt, A.T. Macrander, G.B. Stephenson. Appl. Phys. Lett., **92**, 221114 (2008).
6. L.V. Levonyan, M.K. Balyan. Phys. Stat. Sol. (a), **140**, 247 (1993).
7. S.H. Khlopuzyan. Armenian J. Physics, **8**, 73 (2015).
8. D. Irzhak, D. Roshchupkin. J. Appl. Phys., **115**, 244903 (2014).
9. R.G. Gabrielyan, H.A. Aslanyan. Phys. Stat. Sol. (b), **123**, K97 (1984).
10. В.Р. Кочарян. Известия НАН Армении, Физика, **52**, 528 (2017).
11. A.R. Mkrtchyan, M.A. Navasardian, R.G. Gabrielyan, L.A. Kocharian, R.N. Kuzmin.

Solid State Communications, **59**, 147 (1986).

12. **В.В. Маргарян, К.Т. Айрапетян, С.Н. Нореян, В.А. Хачатрян, А.А. Кизириди, Л.Р. Алоян.** Известия НАН Армении, Физика, **52**, 361 (2017).
13. **В.К. Мирзоян, С.Н. Нореян, В.Р. Кочарян.** Изв. НАН Армении, Физика, **40**, 53 (2005).
14. **V.R. Kocharyan, A.S. Gogolev, A.E. Movsisyan, A.H. Beybutyan, S.G. Khlopuzyan, L.R. Aloyan.** J. Appl. Crystallography, **48**, 853 (2015).
15. **А.Е. Мовсисян.** Изв. НАН Армении, Физика, **45**, 281 (2010).
16. **P. Penning, D. Polder.** Phillips Res. Rep., **16**, 419 (1961).
17. **С.Н. Нореян, В.К. Мирзоян, В.Р. Кочарян.** Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, № 1, 18 (2004).

ԿՎԱՐՅԻ ՄԻԱԲՅՈՒՐԵՂՈՒՄ ՋԵՐՄԱՅԻՆ ԳՐԱԴԻԵՆՏԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՆ
ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁԱԾ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ
ԵՐԿՉԱՓ ԿԻՋԱԿԵՏՄԱՆ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Վ.Ռ. ՔՈՉԱՐՅԱՆ, Ա.Ե. ՄՈՎՍԻՍՅԱՆ, Ա.Ս. ԳՈԳՈԼԵՎ

Փորձնականորեն ուսումնասիրվել է Լաուէ անդրադարձում կվարցի միաբյուրեղում ջերմային գրադիենտի առկայության պայմաններում, որը կիրառված է $(10\bar{1}1)$ անդրադարձնող ատոմական հարթություններին ուղղահայաց այնպես, որ առաջացնում այդ հարթությունների երկչափ ճկում: Ցույց է տրված, որ նման ձևով կիրառված ջերմային գրադիենտը բերում է անդրադարձած ռենտգենյան ճառագայթման երկչափ կիզակետման, ընդ որում ջերմային գրադիենտի աճին զուգընթաց անդրադարձման հարթության մեջ ռենտգենյան ճառագայթման կիզակետը ավելի արագ է մոտենում բյուրեղին քան նրան ուղղահայաց հարթության մեջ:

POSSIBILITY OF TWO-DIMENSIONAL FOCUSING OF REFLECTED X-RAYS FROM QUARTZ SINGLE CRYSTAL AT THE PRESENCE OF EXTERNAL TEMPERATURE GRADIENT

V.R. KOCHARYAN, A.E. MOVSISYAN, A.S. GOGOLEV

The Laue reflection from a quartz single crystal under the external temperature gradient, which is applied perpendicularly to the reflecting atomic planes $(10\bar{1}1)$ of the crystal so that a two-dimensional bending of these planes occurs, was studied experimentally. It is shown that the temperature gradient applied to the crystal in this way leads to a two-dimensional focusing of the reflected X-rays. Moreover, as the temperature gradient increases, the focus of X-rays approaches to the crystal more rapidly in the plane of reflection than in the perpendicular plane to it.

Памяти Мирзаханяна Армена Аспетовича



10-го июня 2018 года на 70-м году жизни после продолжительной болезни скончался Армен Аспетович Мирзаханян – старший научный сотрудник Института физических исследований (ИФИ) НАН Армении, многолетний ответственный секретарь журнала Известия НАН Армении, Физика и электронного журнала Armenian Journal of Physics.

Успешная научная деятельность Армена Мирзаханяна началась сразу после окончания им физического факультета Ереванского государственного университета в 1970-м году и по поступлении в ИФИ в лабораторию Физики твёрдого тела, в которой он проработал до конца своих дней. В 1970-х годах Мирзаханяном А.А. совместно с Кочаряном К.Н. был создан уникальный перестраиваемый ЭПР-спектрометр миллиметрового диапазона, предназначенный для исследований кристаллов с парамагнитными ионами, имеющими большие

расщепления в нулевом магнитном поле и работающий в широком интервале частот (22–300 ГГц) и температур (77–550 К) с чувствительностью 10^{11} – 10^{12} спин/Гаусс. Помимо пионерских работ в этой области радиоспектроскопии и обычной ЭПР-спектроскопии, связанных с исследованиями лазерных, мазерных и нелинейных кристаллов, Мирзаханян А.А. внёс существенный вклад в исследования по молекулярному магнетизму.

Особенный энтузиазм, исключительное трудолюбие глубокий анализ в области нанотехнологии проявлены А. Мирзаханяном, когда в лаборатории ФТТ с 2007 года начались успешные эксперименты по получению наночастиц различных магнитных и диамагнитных металлов, капсулированных графитоподобной углеродной оболочкой, углеродных нанотрубок, углеродных микро- и наносфер, работы в области углеродного магнетизма, магнитной гипертермии и др.

Мирзаханян А.А. принадлежит к той немногочисленной группе армянских физиков, которые учились и работали только в Армении, однако благодаря своему трудолюбию и таланту смогли достичь достойного современного уровня, работы которых известны научной общественности и печатаются не только в нашем, но и в других самых рейтинговых журналах.

Помимо плодотворной научной деятельности Мирзаханян Армен проделал неоценимо большую работу будучи ответственным секретарём нашего журнала. Он был приглашён на эту работу в 1991 г., в самые трудные годы для Армении и журнала. Абсолютная грамотность, отличная эрудиция, кропотливая работа с рукописями, исключительно благожелательное отношение к авторам статей – все это позволяет сказать, что редактирование было настоящим призванием для Армена Мирзаханяна – работой, которую он с душой делал до последнего.

В памяти коллег и близких друзей Армен Мирзаханян всегда останется как самый скромный человек, как истинный интеллигент с тонким чувством юмора, хорошо знающий историю, литературу, живопись, религию, музыку и армянскую архитектуру. Всегда внимательный и благожелательный, настоящий и истинный патриот Армении.

Светлая ему память.

Редакция журнала

Գ.Ա. Մուրադյան, Լ.Ռ. Արզումանյան, Ա.Ժ. Մուրադյան. Անցումներ քվանտացված կանգուն ալիքների միջև ատոմի հետ Ռաման-Նաթի ռեժիմում փոխազդելիս	251
Մ.Վ. Մարկոսյան, Ա.Ա. Մարտիրոսյան, Ա.Կ. Ահարոնյան, Վ.Հ. Ավետիսյան. Ալիքի հիմնական մոդի բևեռացման այլասերումն օգտագործող կլոր ալիքատարների ճառագայթող ճեղքային կառուցվածքների հետազոտում	257
Վ.Մ. Ժամկոչյան. Պիոն-միջուկային բախումներում J/ψ -մեզոնների առաջացման մասին	268
Ա.Յու. Ալեքսանյան, Է.Ա. Գազազյան. Ծրագրավորվող տրամաբանական ատոմային փականի իրագործումը.....	272
Ա.Հ. Ամիրյան. Ալկալիական նանո-շերտերում ֆարադեյյան պտույտի երևույթի տեսական հետազոտությունը.....	281
Ա.Ս. Խանբեկյան, Ա.Ա. Խանբեկյան. Գալիումի ատոմների փոխազդեցությունը քվարցե բջիջի մակերևույթի հետ	294
Է.Պ. Կոկանյան, Գ.Գ. Դեմիրխանյան, Հ.Գ. Դեմիրխանյան. $\text{LiNbO}_3:\text{Tm}^{3+}$ բյուրեղի սպեկտրադիտական հատկությունները 1650–1970 նմ ալիքների տիրույթում	301
Ս.Ռ. Հարությունյան, Վ.Հ. Վարդանյան, Վ.Ռ. Նիկողոսյան. Լանթանի հեքսաբորիդների $\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{B}_6$ մոնոբյուրեղների տրանսպորտային հատկությունները ցածր ջերմաստիճաններում	310
Ա.Ա. Կուզանյան, Ա.Ս. Կուզանյան, Վ.Ռ. Նիկողոսյան. Հազվագյուտ հողերի հեքսաբորիդների հիմքով միաֆոտոն ջերմաէլեկտրական դետեկտորի միաշերտ զգայուն տարր.....	320
Ս.Ռ. Հարությունյան. Ջերմաէլեկտրական գեներատոր CeB_6 բյուրեղի վրա՝ բնութագրերի հետազոտությունը	333
Լ.Ա. Հարությունյան. Աղավաղումների ճնշումը ընդհանուր օպտիկական առանցքով ֆրենելյան գոտիական թիթեղներից բաղկացած երկբլոկ ինտերֆերաչափի վրա հիմնված ռենտգենյան Ֆուրիե-հոլոգրաֆիայի սխեմայում	339
Վ.Ռ. Քոչարյան, Ա.Ե. Մովսիսյան, Ա.Ս. Գոգոլեվ. Կվարցի միաբյուրեղում ջերմային գրադիենտի առկայության պայմաններում անդրադարձած ռենտգենյան ճառագայթման երկչափ կիզակետման հնարավորությունը .	347
Արմեն Ասպետի Միրզախանյանի հիշատակին	356

CONTENTS

G.A. Muradyan, L.R. Arzumanyan, A.Zh. Muradyan. Transitions between Quantized Standing Waves Coupling with an Atom in the Raman–Nath Regime	251
M.V. Markosyan, A.A. Martirosyan, A.K. Aharonyan, V.H. Avetisyan. Investigation of the Circular Waveguide Radiating Slotted Structures, Using Polarization Degeneration of the Main Mode Wave	257
V.M. Zhamkochyan. On the Production of J/ψ -Meson in Pion–Nucleus Collisions.....	268
A.Yu. Aleksanyan, E.A. Gazazyan. Realization of the Programmable Logical Atomic Gate	272
A.H. Amiryan. Theoretical Investigation of the Faraday-Rotation Effect in Atomic Alkali Nano-Layers	281
A.M. Khanbekyan, A.A. Khanbekyan. Interaction of Gallium Atoms with the Surface of the Quartz Cell	294
E.P. Kokanyan, G.G. Demirkhanyan, H.G. Demirkhanyan. Spectroscopic Properties of $\text{LiNbO}_3\text{:Tm}^{3+}$ Crystal in the 1650–1970 nm Wavelength Range.....	301
S.R. Harutyunyan, V.H. Vardanyan, V.R. Nikoghosyan. Low-Temperature Transport Properties of Lanthanum Hexaboride $\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{B}_6$ Single Crystals .	310
A.A. Kuzanyan, A.S. Kuzanyan, V.R. Nikoghosyan. Single-Layer Detection Pixel of Single-Photon Thermoelectric Detector Based on Rare-Earth Hexaborides.....	320
S.R. Harutyunyan. Thermoelectric Generator on CeB_6 Crystal: Investigation of its Characteristics	333
L.A. Haroutunyan. Suppression of Distortions in the X-Ray Fourier-Transform Holography Scheme Based on the Two-Block Fresnel Zone Plate Interferometer with Common Optical Axis.....	339
V.R. Kocharyan, A.E. Movsisyan, A.S. Gogolev. Possibility of Two-Dimensional Focusing of Reflected X-Rays from Quartz Single Crystal at the Presence of External Temperature Gradient.....	347
In the memory of Mirzakhanyan Armen Aspet.....	356

СОДЕРЖАНИЕ

Г.А. Мурадян, Л.Р. Арзуманян, А.Ж. Мурадян. Переходы между квантованными стоячими волнами при взаимодействии с атомом в режиме Рамана–Ната.....	251
М.В. Маркосян, А.А. Мартиросян, А.К. Агаронян, В.Г. Аветисян. Исследование излучающих щелевых структур круглых волноводов, использующих поляризационное вырождение волны основной моды.....	257
В.М. Жамкочян. К образованию J/ψ -мезонов в пион–ядерных соударениях ...	268
А.Ю. Алексанян, Э.А. Газазян. Реализация программируемого логического атомного вентиля	272
А.О. Амирян. Теоретическое исследование эффекта фарадеевского вращения в нанослоях щелочных атомов.....	281
А.М. Ханбекян, А.А. Ханбекян. Взаимодействие паров атомов галлия с поверхностью кварцевой ячейки	294
Э.П. Коканян, Г.Г. Демирханян, А.Г. Демирханян. Спектроскопические свойства кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Tm}^{3+}$ в области длин волн 1650–1970 нм.....	301
С.Р. Арутюнян, В.О. Варданян, В.Р. Никогосян. Низкотемпературные транспортные свойства монокристаллов гексаборида лантана $\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{B}_6$	310
А.А. Кузанын, А.С. Кузанын, В.Р. Никогосян. Однослойный чувствительный элемент однофотонного термоэлектрического детектора на основе редкоземельных гексаборидов.....	320
С.Р. Арутюнян. Термоэлектрический генератор на кристалле CeB_6 : исследование его характеристик.....	333
Л.А. Арутюнян. Подавление искажений в схеме рентгеновской Фурье-голографии, основанной на двухблочном интерферометре из френелевских зонных пластин с общей оптической осью	339
В.Р. Кочарян, А.Е. Мовсисян, А.С. Гоголев. Возможность двумерной фокусировки отраженного рентгеновского излучения от монокристалла кварца при наличии внешнего температурного градиента	347
Памяти Мирзаханяна Армена Аспетовича	356

Заказ № 877

Тираж 150. Цена договорная.

Подписано к печати 24.07.2018. Печ. л. 7.

Типография НАН РА. Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24.